

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2018.04.02

# 星系棒图案速度的直接测量方法及其应用

邹燕飞<sup>1,2</sup>, 沈俊太<sup>1,2</sup>

(1. 中国科学院 上海天文台 星系与宇宙学重点实验室, 上海 200030; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

**摘要:** 星系棒的图案速度 (或转动角速度) 是棒旋星系的一个最重要的动力学参量。棒的图案速度  $\Omega_{\text{bar}}$  的测量并不容易。目前直接测量  $\Omega_{\text{bar}}$  的唯一方法是 Tremaine 和 Weinberg (TW) 在 1984 年提出来的。他们假设星系中示踪源的表面亮度满足连续性方程, 即可利用示踪源的测光学和运动学参量推导出  $\Omega_{\text{bar}}$ 。详细介绍了 TW 方法, 整理了文献中  $\Omega_{\text{bar}}$  的测量结果, 并讨论了测量过程中的误差来源。目前学术界利用老年恒星、中性氢气体 H I、分子氢气体 H<sub>2</sub>, 以及离化氢气体 H $\alpha$  作为示踪源, 测量了大约 50 个星系的图案速度, 并结合  $\Omega_{\text{bar}}$  和星系自转曲线得到共转半径  $R_{\text{CR}}$ 。通过比较  $R_{\text{CR}}$  和棒长  $a_{\text{bar}}$  发现, 大部分星系棒都是快速旋转的 ( $1 \leq \frac{R_{\text{CR}}}{a_{\text{bar}}} \leq 1.4$ )。极少部分星系棒慢速旋转, 并且这些棒似乎都位于由暗物质主导的星系中。同时也有研究声称发现了一些超快旋转的棒, 但目前理论上无法解释它们, 也无法确定它们的  $\Omega_{\text{bar}}$  是否可靠, 或是否由于违反了 TW 方法的某些条件而导致测量结果不准确。由于已有的测量样本太小, 并偏向于早型星系, 人们暂未发现图案速度与星系类型及星系棒性质之间的关系, 但人们认为, 星系棒的图案速度有可能与星系中暗物质的分布有关。积分视场光谱仪 (integral field unit, IFU) 巡天数据在测量  $\Omega_{\text{bar}}$  上有着独特的优势。随着 IFU 数据的普及, 未来将有更多的 TW 测量结果来检验这些结论。

**关键词:** 旋涡星系; 棒旋星系; 星系运动学和动力学; 星系结构

**中图分类号:** P145.2      **文献标识码:** A

## 1 引 言

在盘星系中, 星系棒是一个非常常见, 并且在星系的长期演化过程中有着重要作用的结构。在可见光波段, 几乎一半盘星系为棒旋星系<sup>[1-3]</sup>; 而在近红外波段, 由于星系形态受到尘埃和恒星形成的影响比较小, 棒旋星系的比例甚至高达 65%<sup>[4, 5]</sup>。星系棒也存在于高红移星系中, 并且其比例可能随着红移而演化<sup>[2, 6-8]</sup>。

星系棒的增长有一部分是由恒星盘和暗物质晕之间的角动量交换所调节, 因此, 星系

收稿日期: 2018-02-09; 修回日期: 2018-03-20

资助项目: 国家自然科学基金 (11773052, 11333003, 11761131016); 973 项目 (2014CB845700)

通讯作者: 沈俊太, jshen@shao.ac.cn

棒的动力学演化可以用来约束星系盘中心区域的暗物质比例和质量分布<sup>[9-11]</sup>。棒旋星系的形态和动力学依赖于星系棒的转动角速度, 即图案速度  $\Omega_{\text{bar}}$ 。轨道计算表明, 只有在共转半径  $R_{\text{CR}}$  内才能形成一个自恰的星系棒。在共转半径处, 棒的图案速度与此处恒星的圆周运动速度相同<sup>[12]</sup>。组成棒的  $x1$  轨道族只能在  $R_{\text{CR}}$  以内存在, 所以原则上棒长不能超过  $R_{\text{CR}}$ , 否则将没有轨道可以用来构建超出  $R_{\text{CR}}$  的棒的外围。的确, 多体模拟证实, 长期存在的星系棒结构可以在盘星系里形成, 并且它们仅能延伸到寄主星系的共转半径附近<sup>[13, 14]</sup>, 因此, 星系棒的图案速度可以用一个不依赖于距离的参数  $\mathcal{R}$  来描述, 即  $\mathcal{R} = R_{\text{CR}}/a_{\text{bar}}$ , 其中,  $R_{\text{CR}} = V_c/\Omega_{\text{bar}}$ ,  $V_c$  是星系盘的圆周运动速度,  $a_{\text{bar}}$  为星系棒的半长轴的长度(棒长)。人们一般按  $\mathcal{R}$  值的大小将棒分为两类: 快速旋转的棒, 其  $\mathcal{R}$  在 1~1.4 之间; 慢速旋转的棒, 其  $\mathcal{R} > 1.4$ <sup>[11]</sup>。

理论模拟结果认为, 转动的棒与致密暗物质晕所产生的动力学摩擦会使棒的图案速度变慢<sup>[11, 15, 16]</sup>。Debattista 和 Sellwood<sup>[15]</sup>通过模拟发现, 如果棒旋星系位于一个致密的暗物质晕中, 一个快速旋转的棒会因为动力学摩擦而损失角动量, 且这部分角动量将会转移给暗物质晕。其后, 更细致的模拟显示<sup>[11]</sup>, 一个快速旋转的棒可能属于以下几种情况中的一种: (1) 棒太年轻, 以致其图案速度还没有显著减小; (2) 暗物质晕本身也快速旋转; (3) 暗物质晕在星系中心的密度不高。第一种情况的推论就是宇宙早期的棒旋星系极少。然而, 棒旋星系在红移大于 0.5 时就存在<sup>[6, 17, 18]</sup>, 这足以使得棒的旋转速度受动力学摩擦影响而变慢。第二种情况意味着需要极大的角动量来维持大质量暗晕的快速旋转。观测发现, 50% 以上的高表面密度盘星系都有一个强棒, 大部分暗物质晕不可能有那么大的角动量来避免棒的旋转速度变慢。因此, 只有在星系中心的暗物质晕密度不高的情况下, 真实星系中棒才能保持快速旋转<sup>[11]</sup>。

$\Omega_{\text{bar}}$  并不容易被测量出来。在模拟星系中, 图案速度可以直接从棒在单位时间内转过的角度来得到。但在真实星系的观测上, 我们不可能得到星系在不同时刻的快照视图。文献上, 一些与动力学模型进行比较的间接方法被用来测量星系棒的图案速度<sup>[19-24]</sup>。直接测量星系棒图案速度的唯一方法是 Tremaine 和 Weinberg (TW)<sup>[25]</sup>在 1984 年提出来的。这个方法最早被用来测量早型棒旋星系中的图案速度<sup>[26, 27]</sup>, 其后被推广到晚型星系中<sup>[28-30]</sup>, 但测量样本仍然以早型星系为主。TW 方法主要是利用长缝光谱数据获得老年恒星的运动学参量, 进而测量出  $\Omega_{\text{bar}}$ 。随着 IFU 的普及以及大量 IFU 巡天观测的进行, TW 方法也逐渐被应用到 IFU 数据中。相比于长缝光谱数据, IFU 数据有明显的优势。首先, 利用 IFU 巡天数据, 未来将会产生一个星系形态类型多样化的棒旋星系大样本, 特别是, 我们可以选择更多的晚型星系、矮星系以及弱棒星系。对这类星系的研究, 有助于限制暗物质晕在星系中心的分布及其对动力学性质的影响, 同时也可消除以往研究样本中的选择效应。其次, IFU 数据克服了许多长缝光谱中存在的问题, 使 TW 方法更有效、更准确。具体来说, 在长缝光谱观测中, 如果需要改变长缝的参数, 需要多次观测。而利用 IFU 数据的特征, 只要根据需求构建不同的伪长缝即可, 不需要多次观测。通过对伪长缝宽度和数量的调整, 可以提高测量结果的可靠性; 通过对伪长缝方位角的调整, 可以更好地限制星系盘方位角的不确定性带来的测量误差。此外, 还可利用 IFU 数据获取恒星和气体的运动学参数, 从

而使得 TW 方法可以同时应用到恒星和气体成分上, 并通过对两者的测量结果进行比较, 来测试 H $\alpha$  作为示踪源的可行性。

本文详细介绍了 TW 方法, 并对文献上 TW 方法的应用做了调研和综述。文章结构如下: 第 2 章详细介绍了 TW 方法; 第 3 章对国内外研究现状进行了调研; 第 4 章讨论了 TW 方法的误差来源; 最后对这个方法的应用进行总结和展望。

## 2 图案速度的测量方法

### 2.1 间接方法

一系列间接方法被提出用于测量星系棒的图案速度及其共转半径, 如星系环<sup>[19]</sup>、示踪气体内流过程中激波位置的尘埃带的形状<sup>[20, 21]</sup>、旋臂形态和相位在共转半径附近的改变<sup>[21-23, 31, 32]</sup>等。这些都是从物理角度出发测量图案速度的方法, 但需要对难以捉摸的形态特征进行正确的理解。此外, 也可以结合气体运动学和测光信息, 对所观测到的形态与气体动力学模拟的预言进行比较来得到  $\Omega_{\text{bar}}$ <sup>[33]</sup>。用这些方法所得到的结果比较接近, 即几乎所有测量到的棒的旋转速度  $\mathcal{R}$  都在 1~1.4 之间<sup>[24, 33]</sup>。由于以上方法适用于气体丰富的系统, 因此, 可利用间接方法测量  $\Omega_{\text{bar}}$  的样本大多为晚型星系。

间接方法通常都依赖于动力学理论或模型, 所以, 最理想的还是不依赖于模型的直接测量方法。

### 2.2 直接方法

1984 年, Tremaine 和 Weinberg<sup>[25]</sup> 推导出一种不依赖任何动力学模型的直接测量  $\Omega_{\text{bar}}$  的方法。TW 方法的推导基于几个简单假设, 如星系盘是平的, 且星系棒存在定义明确的单一图案速度。其中最重要的假设为, 示踪源 (恒星和中性气体等) 的表面亮度满足连续性方程, 且正比于表面密度。也就是说, 示踪源的总质量在星系棒旋转过程中保持不变。这意味着示踪源在整个过程中不会产生, 也不会消失。如果一个系统满足这些条件, 那么可以从连续性方程推导出  $\Omega_{\text{bar}}$  的表达式, 并利用测光和运动学参量来测量  $\Omega_{\text{bar}}$ :

$$\Omega_{\text{bar}} \times \sin i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} h(Y)dY \int_{-\infty}^{+\infty} \Sigma(X,Y)[V_{\parallel}(X,Y) - V_{\text{sys}}]dX}{\int_{-\infty}^{+\infty} h(Y)dY \int_{-\infty}^{+\infty} \Sigma(X,Y)(X - X_c)dX}, \quad (1)$$

其中,  $(X, Y)$  坐标中心位于星系盘的中心,  $X$  和  $Y$  轴分别沿着星系的长轴和短轴。  $h(Y)$  是任意权重方程,  $\Sigma$  和  $V_{\parallel}$  分别是示踪源的表面亮度和视向速度,  $V_{\text{sys}}$  为系统速度,  $X_c$  为星系中心的位置。  $i$  为星系盘平面与天空平面的夹角, 即星系倾角 ( $i = 90^\circ$ , 侧向星系;  $i = 0^\circ$ , 纯正向星系)。

理论上来说, 式 (1) 中的积分范围应该是  $-\infty \sim +\infty$ , 然而实际观测难以满足这个条件。实际上, 如果星系盘在某个大于棒长的半径  $X_0$  的区域外关于星系中心对称, 则积分范围可以缩小到  $-X_0 \sim +X_0$ , 因为该半径区域外的积分由于轴对称而相互抵消 (棒的动力学效应在远大于棒的尺度上可被忽略)。

如图 1 所示, 在星系中放置一些与星系长轴 (其方位角为  $PA_{\text{disk}}^{\text{①}}$ ) 平行的长缝, 这些长缝在短轴方向依次排开。对星系进行观测, 并测量出每条长缝中示踪源的表面亮度  $\Sigma$  和视向速度  $V_{//}$ , 就可以得到  $\Omega_{\text{bar}} \sin i$  的值。再假设星系外盘的形状是完美的圆形, 就可以从测光观测中得到倾角  $i$ 。

从式 (1) 可以看出, 如果不存在星系棒等结构, 星系盘中的物质完全均匀分布, 那么,  $\Sigma$  为偶函数,  $V_{//}$  和  $X$  为奇函数, 因此, 等式右边的积分项皆为零。但在棒旋星系中, 长缝中由棒引起的非对称信息的微小差别使得这些积分项不再为零。如果棒平行或垂直于星系长轴, 那么,  $\Sigma$  变为偶函数,  $X$  和  $V_{//}$  变为奇函数。在实际测量中, 应避免这种情况。

实际上, 将 TW 方法应用到真实观测数据中并不简单。长缝中由棒引起的表面亮度和速度分布的非对称性很小, 因此, 式 (1) 中等号右边的分子和分母都是很小的数, 这导致  $\Omega_{\text{bar}}$  的测量很容易受到影响。首先, TW 方法需要得到长缝内任意一点处的  $V_{//}$ 。除了靠近星系中心的地方光谱信噪比较高, 其他区域的光谱信噪比都较低, 可能不足以得到可靠的视向速度。其次, 为了得到示踪源绕星系中心旋转的视向速度, 需要准确扣除所观测到的视向速度中的系统速度  $V_{\text{sys}}$ 。此外, 还需要知道星系中心的精确位置。上述三个因素将直接影响这个微小差别的大小, 进而影响所得到的图案速度。

为了克服上述问题, Merrifield 和 Kuijken (MK)<sup>[27]</sup> 在 1995 年改进了 TW 方法。他们将式 (1) 中右边的分子和分母分别用长缝中的总光度进行适当的归一化。因此, TW 方程可以改写为:

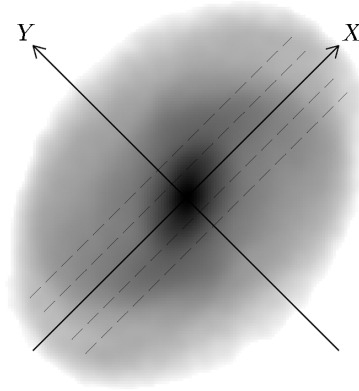
$$\Omega_{\text{bar}} \times \sin i = \frac{\langle V \rangle - V_{\text{sys}}}{\langle X \rangle - X_c}, \quad (2)$$

其中,

$$\langle X \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} h(Y) dY \int_{-\infty}^{+\infty} \Sigma(X, Y) X dX}{\int_{-\infty}^{+\infty} h(Y) dY \int_{-\infty}^{+\infty} \Sigma(X, Y) dX}, \quad (3)$$

$$\langle V \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} h(Y) dY \int_{-\infty}^{+\infty} \Sigma(X, Y) V_{//}(X, Y) dX}{\int_{-\infty}^{+\infty} h(Y) dY \int_{-\infty}^{+\infty} \Sigma(X, Y) dX}, \quad (4)$$

$\langle X \rangle$  和  $\langle V \rangle$  分别为光度加权后的平均位置和平均视向速度。

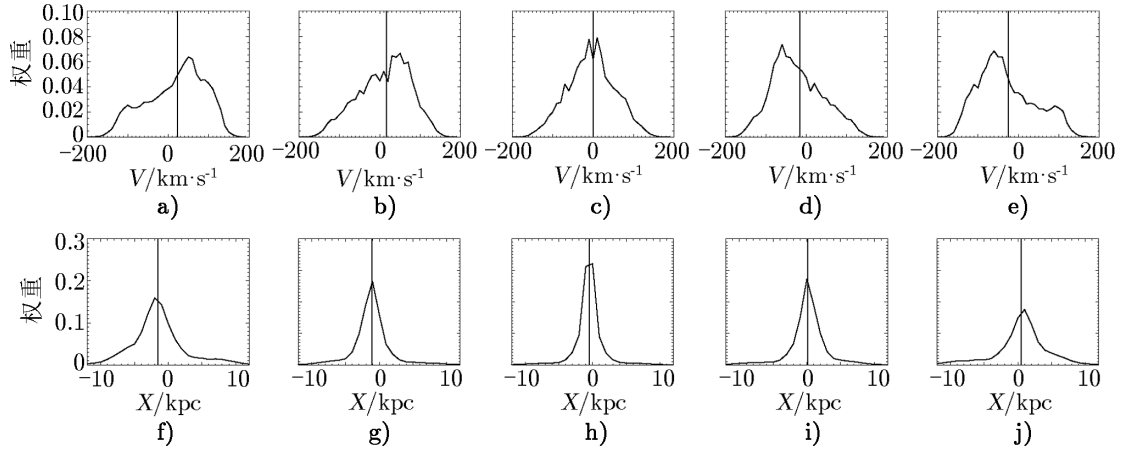


注: 星系长轴与棒长轴之间的夹角为  $45^\circ$ 。在棒区内放置多条长缝, 长缝的宽度并没有严格要求。长缝在星系短轴方向依次排开, 且都沿着平行于星系长轴的方向, 并在星系短轴  $Y$  方向上有不同的位移。所有长缝都是关于星系短轴对称的。

图 1 在模拟星系中放置的与星系长轴 ( $X$  轴) 平行的长缝示意图

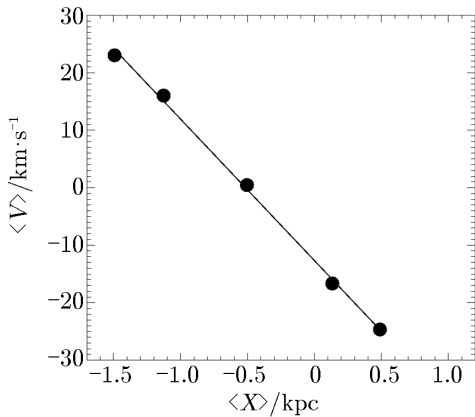
<sup>①</sup> $PA_{\text{disk}}$  以天球坐标系中的南北指向为基准, 由北向西为负, 由北向东为正。

如图 1 所示, 我们在观测时放置多条长缝, 每一条长缝的观测结果为位置和波长的二维光谱。为了求得  $\langle V \rangle$ , 我们将二维光谱在空间方向上进行迭加, 得到光度加权后的一维光谱, 并得到视向速度分布。从视向速度分布即可测得  $\langle V \rangle$  [如图 2a)—图 2e) 所示]。



注: a)—e) 竖线处为速度分布的平均值  $\langle V \rangle$ ; f)—j) 竖线处为光度分布的平均值  $\langle X \rangle$ 。

图 2 模拟星系中使用 MK 方法得到的长缝中光度加权后的平均视向速度和位置的示意图



注: 图中直线是对  $\langle X \rangle$  和  $\langle V \rangle$  的线性拟合。

图 3 模拟星系中使用 MK 方法得到的星系棒的图案速度

为了求得  $\langle X \rangle$ , 我们将光谱在色散方向上进行迭加, 得到不同位置处的光度分布  $\Sigma(X)$ , 从而测得  $\langle X \rangle$  [如图 2f)—2j) 所示]。画出所有长缝的  $\langle V \rangle$  和  $\langle X \rangle$ , 并对其进行线性拟合, 其斜率即为  $\Omega_{\text{bar}} \sin i$  (见图 3)。倾角  $i$  可以通过分析星系盘外围的等亮度椭圆形状得到。

Merrifield 和 Kuijken 改良后的 TW 方法 (本文中称为 MK 方法) 与原 TW 方法的不同之处在于是否对光谱进行迭加处理。相比于 TW 方法, MK 方法的优势有以下几点: (1) MK 方法不需要对长缝不同位置分别进行抽谱, 以分别求得不同位置处的速度, 而是通过对长缝内所有位置的光谱进行迭加来求得光度加权后的平均速度, 从而显著提高信噪比; (2) MK 方法直接在色散方向上对光谱进行迭加, 以得到不同位置处的光度分布, 而不需要用到单独的测光图像, 从而保证每一个测得的

$\langle V \rangle$  和  $\langle X \rangle$  都是来自完全相同的区域, 并减少长缝中心与测光图像中心不一致所导致的误差; (3) MK 方法通过对  $\langle V \rangle$  和  $\langle X \rangle$  的线性拟合, 只需要对每条长缝选择相同的中心位置和系统速度, 就可以消除两者给测量结果带来的误差。

### 3 研究现状

第 2 章提到, TW 方法的一个重要假设是示踪源必须遵守连续性方程, 因此, 棒状透镜 (S0) 星系中的老年恒星是用 TW 方法测量其图案速度的理想对象。在 TW 方法提出后, Kent<sup>[26]</sup> 率先将该方法应用到 S0 星系 NGC 936 中。他们沿着与星系长轴平行的方向放置 4 条长缝, 这些长缝在星系短轴方向依次排开。他们在测量出每条长缝中每个地方的位置和视向速度后, 利用式 (1) 得出棒的图案速度  $\Omega_{\text{bar}} \sin i$  为  $(5.4 \pm 1.9) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot (")^{-1}$ 。结合 Kormendy<sup>[34]</sup> 测得的自转曲线, 他们得到共转半径为  $28'' \sim 63''$ 。由于棒长为  $52''$ , 因此, 这使得棒延伸到共转半径之外, 当然误差也很大。此外, 这个工作的观测数据并不是来自低噪声的 CCD 探测器, 其系统误差更不容易控制。随后, MK 将式 (1) 改写为式 (2) 的形式, 这样, 需要测量的观测量变为光度加权后的平均位置  $\langle X \rangle$  和平均速度  $\langle V \rangle$ 。 $\langle X \rangle$  和  $\langle V \rangle$  可以通过光谱在不同方向上进行迭加后得到。他们用 MK 方法重新测量了 NGC 936 中星系棒的图案速度<sup>[27]</sup>, 得到  $\Omega_{\text{bar}} \sin i$  为  $(3.1 \pm 0.75) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot (")^{-1}$ 。这比 Kent 测得的值要低。然而, 通过比较这两个测量结果的误差可以看出, 两者的差别并不是特别显著。利用高信噪比的 CCD 光谱, 以及通过对长缝光谱的迭加, MK 方法显著地降低了测量结果的不确定性。他们推导出 NGC 936 的共转半径为  $(69 \pm 15)''$ 。因此, NGC 936 中的棒位于共转半径之内, 并非常接近于共转半径。这个结果也与 Kent 和 Glaudell<sup>[35]</sup> 对 NGC 936 的轨道计算结果一致。此后, 又有更多人将 TW 方法应用到 S0 星系来测量棒的图案速度<sup>[28, 36-41]</sup>。他们推导得出, 样本星系中的棒长都比共转半径略小, 比值  $\mathcal{R}$  都为  $1 \sim 1.4$ 。这些结果表明, 这些星系都是快速旋转的, 其暗物质晕在中心的密度可能并不高。

Kormendy<sup>[42]</sup> 曾提出, 弱棒是快速旋转的棒慢下来的终止状态, 但这个观点曾经因与多体模拟结果不一致而被质疑<sup>[11]</sup>。在 TW 方法测量过的星系中, 有两个是弱棒星系。弱棒的椭率较小, 强棒的椭率较大。一般来说, 椭率大于 0.4 即被认为是强棒<sup>[6]</sup>, 但这个临界值的划定并不是特别严格。Aguerri 等人<sup>[38]</sup> 测量了早型星系 ESO 139-G09 中弱棒的图案速度, 发现其共转半径与棒长的比值  $\mathcal{R} = 0.8^{+0.3}_{-0.2}$ 。在误差范围内, 这个弱棒是快速旋转的, 与强棒的旋转速度一致。此外, Gerssen 等人<sup>[28]</sup> 发现, 早型星系 NGC 1358 中的弱棒也是快速旋转的。这意味着弱棒与强棒的形成机制可能是一样的, 观测结果同样不支持 Kormendy 的观点。

随后, 人们开始尝试将 TW 方法应用于晚型星系中恒星成分的测量上<sup>[28-30]</sup>。晚型星系并不是用 TW 方法来测量其图案速度的理想对象, 因为在这些星系中,  $PA_{\text{disk}}, i$ , 尘埃以及恒星形成等都会给测量结果带来很大的不确定性。Debattista<sup>[43]</sup> 测试了星系长轴的方位角  $PA_{\text{disk}}$  的不确定性对图案速度的影响。他发现, 即使  $PA_{\text{disk}}$  只有  $5^\circ$  的偏差, 也会给测量结果带来显著的误差, 图案速度的相对误差  $\Delta\Omega/\Omega_{\text{bar}}$  可高达 50%。Aguerri 等人<sup>[30]</sup> 认为, 选择那些  $PA_{\text{disk}}$  误差小的星系, 可以避免由  $PA_{\text{disk}}$  的不确定性给图案速度测量带来的误差。另外, 如果在计算式 (1) 中的运动学积分和光度积分时, 使用质量分布作为权重, 那么尘埃的影响可以被消除<sup>[44]</sup>。因此, 他们从 CALIFA (Calar Alto Legacy Integral Field Area Survey) IFU 巡天数据中选取了 15 个哈勃形态介于 SB0 到 SBbc 之间的棒旋星系样本。通

过将平行于星系长轴方向的伪长缝放置在 IFU 数据上, 他们计算出了伪长缝中加权后恒星的平均位置  $\langle X \rangle$  和平均速度  $\langle V \rangle$ 。对每一条伪长缝, 他们采用了两种方法来计算  $\langle V \rangle$ : (1) 直接在速度场上放置伪长缝来计算式 (1) 中的分子项积分; (2) 将伪长缝中的观测光谱迭加后得到单个光谱, 并用 pPXF (penalized pixel-fitting) 对迭加后的光谱进行拟合, 从而得到视向速度<sup>[45, 46]</sup>。在用这两种方式计算  $\langle V \rangle$  时, 他们分别测试了光度加权和质量加权。因此, Aguerri 等人<sup>[30]</sup>利用 TW 方法同时得到四种不同的测量结果。首先, 他们比较了用不同方式得到的图案速度, 发现大部分星系的不同测量结果之间并没有显示出系统性的显著差别。其次, 他们利用图案速度和圆周速度推导出星系的共转半径  $R_{\text{CR}}$ , 再结合棒长  $a_{\text{bar}}$ , 推导出无量纲参数  $\mathcal{R} = R_{\text{CR}}/a_{\text{bar}}$ 。利用其他文献上 TW 方法的测量结果, 他们将样本扩充到 32 个棒旋星系, 并研究了这个大样本棒旋星系的  $\mathcal{R}$  值分布。他们发现, 在误差范围内, 几乎所有的棒都是快速旋转的 ( $\mathcal{R} < 1.4$ ), 且这些棒的尾端靠近共转半径。这个结果与棒星系数值模拟的结果一致<sup>[20]</sup>。为了研究  $\mathcal{R}$  值与星系形态之间的关系, 他们选出一个测量误差小于 30% 的子样本, 以避免误差掩盖这两者之间的相关性。将子样本按星系形态分为 SB0—SB0/a 和 SBb—SBbc 两个哈勃类型区间后, 他们发现, 尽管晚型星系的平均  $\mathcal{R}$  值相对来说比较小, 但与早型星系之间的差别不大, 大约在误差范围内。这意味着  $\mathcal{R}$  值与哈勃类型之间没有显著的相关性。贫气体 S0 星系和早型星系与晚型富气体星系中的棒有相似的  $\mathcal{R}$  值, 意味着气体对棒的图案速度演化的动力学影响不大<sup>[43]</sup>。在 CALIFA 样本星系中, 他们发现了三个超快旋转的棒 ( $\mathcal{R} < 1$ )。有些超快旋转的星系棒无法用测量误差来解释, 也无法排除他们是真实超快旋转的。此外, 也无法排除是否因为违反了 TW 方法的某些假设而使得 TW 方法无法应用到这些星系中。未来需要更多工作来研究这一点。

除了将 TW 方法应用到恒星成分上以得到单棒的图案速度以外, TW 方法也被尝试用来测量单个星系中的多个图案速度<sup>[39, 41, 47]</sup>。典型的具有多个图案速度的系统是双棒星系。双棒星系在近邻盘星系中很常见, 它们被认为是将气体转移到星系中心黑洞的一种机制。然而, 这种气体转移的效率是不确定的, 因为我们并不清楚主棒和次棒的旋转速度。通常人们认为, 双棒星系中的主棒和次棒具有不同的图案速度, 但很少有双棒星系的图案速度被测量出来过。Corsini 等人<sup>[39]</sup>利用 TW 方法测量了双棒星系 NGC 2950 的图案速度。首先, 他们在星系外区放置了长缝, 使主棒位于长缝的覆盖范围之内, 而次棒由于其较短而处于长缝之外, 从而避开次棒的影响。他们测量出的主棒图案速度为  $\Omega_{\text{p}} = (11.2 \pm 2.4) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot (")^{-1}$ 。但是在星系中心, 长缝无法避开主棒或次棒, 因此, 用 TW 方法测量得到的图案速度是双棒的简并结果, 其简并图案速度为  $\Omega \sin i = (63.7 \pm 7.1) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot (")^{-1}$ 。假设星系倾角为  $(45.6 \pm 1.0)^\circ$ , 那么, 简并图案速度明显与主棒的图案速度有很大差别。在这种情况下, 要得到次棒的图案速度, 需要构建一定的模型来将双棒分开。尽管无法独立测量出次棒的图案速度, 但 Corsini 等人分析了两种极端的情况: 一种是假设次棒在星系中心区域占主导, 得到次棒的图案速度为  $\Omega_{\text{s1}} = (89.2 \pm 9.9) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot (")^{-1}$ ; 另一种是假设在星系中心区域, 双棒简并后的平均位置  $\langle X \rangle$  是主棒的平均位置  $\langle X_{\text{p}} \rangle$  与次棒的平均位置  $\langle X_{\text{s}} \rangle$  简单相加的结果。为了得到星系中心区域  $\langle X_{\text{p}} \rangle$  的值, 他们首先测量了避开次棒的区域中主棒的平均位置, 再对这些测量值进行

线性拟合, 内推得到星系中心区域  $\langle X_p \rangle$  的值, 并由此得到  $\langle X_s \rangle$  的值。用这种方法简单地将主棒和次棒分开后, 得到的次棒图案速度为  $\Omega_{s2} = (-21.6 \pm 6.2) \text{ km}\cdot\text{s}^{-1} \cdot (\text{''})^{-1}$ , 这表明主棒与次棒的转动方向相反。尽管无法准确测量出次棒的图案速度, 但他们的工作证明了主棒与次棒有不同的图案速度, 其中次棒的图案速度比主棒高。

除了利用老年恒星作为示踪源之外, 将 TW 方法应用到气体成分上使情况变得很复杂。按照 TW 方法的假设, 气体必须遵守连续性方程, 并且发射线与星系的表面密度相关。然而, 由于气体会在不同相态 (分子、原子、离子) 之间进行转换, 加上恒星形成的时标比轨道时标要短, 因此, 气体很可能是不遵守连续性方程的。但是 Zimmer 等人<sup>[48]</sup>以及 Rand 和 Wallin<sup>[49]</sup>认为, 如果星系中的恒星际介质在任何地方都是由 H I 或 H<sub>2</sub> 主导, 那么气体不同相态之间的转换不会显著影响主导相态的表面密度。此外, 旋涡星系的平均恒星形成率很低, 转换为恒星的气体可以忽略不计。在此情况下, TW 方法可被应用到气体上。

TW 方法可以被有效地用在恒星际介质为 H I 主导的星系中, 因为从 21 cm 发射线观测能同时得到 H I 的强度和速度。Bureau 等人<sup>[50]</sup>和 Banerjee 等人<sup>[51]</sup>分别利用 TW 方法测量了星系 NGC 2915 和 NGC 3741 中 H I 棒的图案速度。这两个星系的共同特点是, 它们都有一个延展的 H I 盘, 并且都由暗物质所主导。他们通过测量得到, 星系 NGC 2915 中 H I 棒的图案速度为  $(8.0 \pm 2.4) \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kpc}^{-1}$ , 共转半径与棒长之间的比值  $\mathcal{R}$  为 1.7; NGC 3741 中 H I 棒的图案速度为  $(17.1 \pm 3.4) \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kpc}^{-1}$ ,  $\mathcal{R}$  为  $1.6 \pm 0.3$ 。结果表明, 即使考虑到误差, 这两个星系中 H I 棒都是慢速旋转的, 这与暗物质在中心密度极高的棒旋星系模型所预测的结果一致。

<sup>12</sup>CO(1—0) 发射线示踪的是分子气体的表面密度, 因此, TW 方法也可以应用到那些恒星际介质由 H<sub>2</sub> 主导的星系中。Zimmer 等人<sup>[48]</sup>研究了 3 个旋涡星系, 它们的恒星际介质都由分子气体所主导。他们从文献中获取了这 3 个星系 <sup>12</sup>CO(1—0) 发射线的观测结果, 并利用 TW 方法测量了它们的图案速度。这 3 个星系中只有一个棒旋星系 (M83), 并且棒的方向与星系盘长轴几乎平行, 因此, 他们并未发现棒与旋臂的图案速度之间的差别。同样, Rand 和 Wallin<sup>[49]</sup>也尝试将 TW 方法应用到 BIMA 近邻星系巡天的 CO 发射线上, 并测量了 6 个旋涡星系的图案速度。这 6 个星系中, 有 2 个棒旋星系, 它们的棒与星系长轴之间的夹角适中, 比较适合使用 TW 方法。他们发现这 2 个星系中棒的旋转速度都比旋臂要高。然而, 由于放置于棒区间的长缝无法避开旋臂, 因此, 棒的图案速度无法被独立测量出来。未来如果能有更多的棒旋星系的 CO 观测来测量棒的图案速度, TW 方法的应用范围将会扩大。将 CO 观测的结果与其他示踪源的测量结果进行比较, 可以验证 CO 作为示踪源的可靠性。

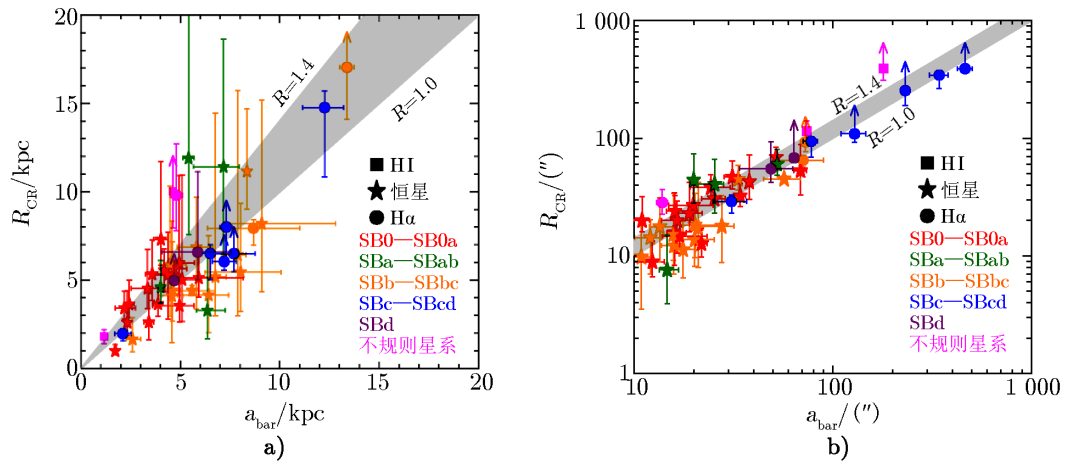
电离气体不会主导恒星际介质。H II 区域是新形成的大质量热星 O 型星和 B 型星周围的明亮电离区。作为主序星, O 型星和 B 型星的寿命只有几百万年, 因此, H II 区只是位于分子云中恒星形成区域里的短暂气体云, 它们只在 O 型星和 B 型星的主序期间存在。星系绕中心旋转一周的典型时间为  $(1 \sim 2) \times 10^8 \text{ a}$ 。对于一个跟母星息息相关的 H II 区, 不可能存在这么长时间, 因此, 在一个轨道周期内电离气体从来不会满足连续性方程, 并且 H $\alpha$  流量并不是质量分布的理想示踪源。然而, H II 区、O 型星和 B 型星没有足够的时



间远离形成它们的分子云, 因此, 如果忽略膨胀过程, H II 区、O 型星和 B 型星可以作为分子气体密度的示踪源。将 TW 方法应用到 H $\alpha$  气体上确实可能违反了这个方法的基本假设, 但是 Hernandez 等人<sup>[52]</sup>认为, 连续性方程在短时标内大致成立, 尽管这个时标远小于轨道周期。他们构建了一系列不同物理过程的棒旋星系模型, 这些物理过程包括恒星形成和暗物质晕, 以及不同的观测参数等。他们将 TW 方法应用到不同的棒旋星系模型中, 证明了 TW 方法在不同类型的星系中都是有效的。他们的模型表明, 从恒星成分中测量到的图案速度更准确, 而从气体成分中测量到的结果确实会受到恒星形成的影响。但只要避开激波区域, 并只考虑形成气体棒的区域, 从恒星和气体成分得到的图案速度之间的差异就会小于  $10 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kpc}^{-1}$ 。因此, 人们可以用 TW 方法, 并利用气体速度场计算出棒的图案速度。他们将 TW 方法应用到 Virgo 星系团 M100(NGC 4321) 的 H $\alpha$  速度场上, 得到中心子结构的图案速度为  $(55\pm 5) \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kpc}^{-1}$ , 棒的图案速度为  $(30\pm 2) \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kpc}^{-1}$ , 旋臂的图案速度为  $(20\pm 1) \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kpc}^{-1}$ 。此外, TW 方法也被应用到更多星系的 H $\alpha$  观测上<sup>[53-57]</sup>。Fathi 等人<sup>[55]</sup>发现, 从 H $\alpha$  速度场得到的图案速度与其他间接方法得到的结果一致, 因此他们认为, H $\alpha$  发射线强度作为示踪源并不违反连续性方程。他们还发现共转半径与棒长是紧密相关的。值得一提的是, Chemin 和 Hernandez<sup>[56]</sup>研究了暗物质晕主导的星系 UGC 628, 发现这个星系中的棒是慢速旋转的。

TW 方法已经被成功地应用到恒星和气体成分上, 但总共只有不到 50 个星系的  $\Omega_{\text{bar}}$  被测量出来。人们发现, 用恒星和气体测到的  $\Omega_{\text{bar}}$  大部分都是快速旋转的。目前观测上缺乏对同一个星系利用不同示踪源得到的测量结果之间的直接比较。Hernandez 等人<sup>[52]</sup>构建的模型证实, 利用恒星和气体成分得到的图案速度是一致的。真实观测数据的测量结果是否一致, 未来 IFU 数据或许可以给出答案。

图 4 给出了这些测量值的分布。表 1 中列出了利用不同成分所测得的棒的图案速度及其相关参数。



注: 灰色区域表示快速旋转的棒区域 ( $1 < \mathcal{R} < 1.4$ )。

图 4 目前所有测量得到的棒的图案速度

表 1 星系棒图案速度的测量结果

示踪源	星系 个数	星系名称	星系 形态	$\Omega_{\text{bar}}$	$R_{\text{CR}}$	$a_{\text{bar}}$	$\mathcal{R}$	参考 文献
恒星	1	NGC 936	SB0	$104 \pm 37^{\text{a}}$	$(37^{+26}_{-9})''$	$52''$	0.71	[26]
恒星	1	NGC 936	SB0	$60 \pm 14^{\text{a}}$	$(69 \pm 15)''$	$\approx 50''$	1.38	[27]
恒星	1	NGC 4596	SBa	$52 \pm 13^{\text{a}}$	$4.6^{+1.5}_{-0.9} \text{ kpc}$	4 kpc	$1.15^{+0.38}_{-0.23}$	[36]
恒星	1	NGC 1023	SB0	$5.1 \pm 1.8^{\text{b}}$	$(53 \pm 6^{+29}_{-14})''$	$(69 \pm 5)''$	$0.77 \pm 0.10^{+0.42}_{-0.20}$	[37]
				$4.3 \pm 1.5^{\text{b}}$	$(63 \pm 7^{+34}_{-16})''$	$(69 \pm 5)''$	$0.91 \pm 0.12^{+0.49}_{-0.23}$	
恒星	5	ESO139-G009	SB0	$21.4 \pm 5.8^{\text{b}}$	$(14.7^{+5.2}_{-3.1})''$	$(17.0^{+6.4}_{-3.0})''$	$0.8^{+0.3}_{-0.2}$	[38]
		IC874	SB0	$7.0 \pm 2.4^{\text{b}}$	$(26.9^{+13.1}_{-6.8})''$	$(19.9^{+5.1}_{-4.9})''$	$1.4^{+0.7}_{-0.4}$	
		NGC 1308	SB0	$39.7 \pm 13.9^{\text{b}}$	$(8.9^{+4.5}_{-2.3})''$	$(12.4^{+1.8}_{-3.4})''$	$0.8^{+0.4}_{-0.2}$	
		NGC 1440	SB0	$7.4 \pm 1.7^{\text{b}}$	$(38.3^{+10.7}_{-7.0})''$	$(24.4^{+6.1}_{-5.2})''$	$1.6^{+0.5}_{-0.3}$	
		NGC 3412	SB0	$4.4 \pm 1.2^{\text{b}}$	$(46.9^{+17.3}_{-9.9})''$	$(31.1^{+2.9}_{-2.9})''$	$1.5^{+0.6}_{-0.3}$	
恒星	4	NGC 271	SBab	$25 \pm 9^{\text{a}}$	$(44^{+30}_{-16})''$	$(29 \pm 1)''$	$1.5^{+1.0}_{-0.5}$	[28]
		NGC 1358	SB0/a	$31 \pm 15^{\text{a}}$	$(23^{+19}_{-7})''$	$(19 \pm 3)''$	$1.2^{+1.0}_{-0.4}$	
		ESO 281-G31	S0/a	$27 \pm 11^{\text{a}}$	$(20^{+12}_{-4})''$	$(11 \pm 1)''$	$1.8^{+1.1}_{-0.4}$	
		NGC 3992	SBbc	$73 \pm 5^{\text{a}}$	$(45^{+3}_{-3})''$	$(57 \pm 12)''$	$0.8^{+1.2}_{-0.2}$	
恒星	1	NGC 2950	SB0	$11.2 \pm 2.4^{\text{b}}$	$(32.4^{+8.7}_{-6.2})''$	$(34.3 \pm 2.1)''$	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$	[39]
恒星	1	NGC 7079	SB0	$8.4 \pm 0.2^{\text{b}}$	$(30.6^{+1.4}_{-1.3})''$	$(25.4 \pm 3.5)''$	$1.2^{+0.3}_{-0.2}$	[40]
恒星	2	NGC 2523	SBb	$26.4 \pm 6.1^{\text{a}}$	$44.8''$	$33.5''$	$1.4 \pm 0.3$	[29]
		NGC 4245	SB0	$75.5 \pm 31.3^{\text{a}}$	$42.7''$	$38.1''$	$1.1 \pm 0.3$	
恒星	1	NGC 4431	SA0	$7.40 \pm 1.85^{\text{b}}$	$(12.7^{+4.3}_{-2.9})''$	$(21.9 \pm 1.5)''$	$0.6^{+1.2}_{-0.4}$	[41]
恒星	15	NGC 0036	SABb	$13.2 \pm 3.7^{\text{b}}$	$(16.9^{+6.6}_{-4.8})''$	$(20.2^{+5.1}_{-4.5})''$	$0.9^{+0.3}_{-0.2}$	[30]
				$17.4 \pm 5.2^{\text{b}}$	$(12.6^{+5.4}_{-3.9})''$	$(20.2^{+5.1}_{-4.5})''$	$0.6^{+0.3}_{-0.2}$	
				$19.3 \pm 4.3^{\text{b}}$	$(14.2^{+3.2}_{-2.6})''$	$(20.2^{+5.1}_{-4.5})''$	$0.6^{+0.2}_{-0.1}$	
				$19.5 \pm 4.3^{\text{b}}$	$(11.1^{+3.9}_{-3.0})''$	$(20.2^{+5.1}_{-4.5})''$	$0.6^{+0.2}_{-0.1}$	
		NGC 1645	SB0	$-10.9 \pm 11.6^{\text{b}}$	$(18.9^{+15.5}_{-7.6})''$	$(16.0^{+2.4}_{-1.3})''$	$1.3^{+1.7}_{-0.5}$	
				$-22.4 \pm 9.4^{\text{b}}$	$(12.1^{+6.7}_{-3.8})''$	$(16.0^{+2.4}_{-1.3})''$	$0.8^{+0.4}_{-0.2}$	
				$-13.7 \pm 12.4^{\text{b}}$	$(19.1^{+11.5}_{-5.3})''$	$(16.0^{+2.4}_{-1.3})''$	$1.1^{+1.1}_{-0.4}$	
				$-20.2 \pm 11.7^{\text{b}}$	$(13.1^{+10.0}_{-4.8})''$	$(16.0^{+2.4}_{-1.3})''$	$0.8^{+0.7}_{-0.3}$	
		NGC 3300	SAB	$-9.8 \pm 3.1^{\text{b}}$	$(23.2^{+8.9}_{-5.9})''$	$(16.1^{+2.7}_{-1.5})''$	$1.5^{+0.6}_{-0.4}$	
				$-9.0 \pm 2.4^{\text{b}}$	$(24.5^{+8.2}_{-6.1})''$	$(16.1^{+2.7}_{-1.5})''$	$1.6^{+0.5}_{-0.4}$	
		NGC 5205	SBbc	$17.1 \pm 4.3^{\text{b}}$	$(10.2^{+3.2}_{-2.4})''$	$(17.7^{+2.8}_{-2.1})''$	$0.6^{+0.2}_{-0.1}$	
				$15.1 \pm 2.8^{\text{b}}$	$(11.3^{+3.0}_{-2.5})''$	$(17.7^{+2.8}_{-2.1})''$	$0.7^{+0.2}_{-0.1}$	
				$11.5 \pm 2.8^{\text{b}}$	$(11.2^{+8.4}_{-4.7})''$	$(17.7^{+2.8}_{-2.1})''$	$0.9^{+0.3}_{-0.2}$	
				$13.8 \pm 1.7^{\text{b}}$	$(12.3^{+2.7}_{-2.4})''$	$(17.7^{+2.8}_{-2.1})''$	$0.7^{+0.1}_{-0.1}$	
		NGC 5378	SBa	$-11.2 \pm 6.1^{\text{b}}$	$(16.3^{+13.0}_{-6.6})''$	$(27.7^{+4.3}_{-6.7})''$	$0.6^{+0.5}_{-0.2}$	
$-9.8 \pm 4.5^{\text{b}}$	$(18.0^{+12.0}_{-7.3})''$			$(27.7^{+4.3}_{-6.7})''$	$0.6^{+0.4}_{-0.2}$			
$-9.3 \pm 4.5^{\text{b}}$	$(17.5^{+15.0}_{-8.7})''$			$(27.7^{+4.3}_{-6.7})''$	$0.6^{+0.5}_{-0.3}$			

(续表)

示踪源	星系个数	星系名称	星系形态	$\Omega_{\text{bar}}$	$R_{\text{CR}}$	$a_{\text{bar}}$	$\mathcal{R}$	参考文献
恒星	15	NGC 5406	SABbc	$-9.0 \pm 3.9^{\text{b}}$	$(19.7^{+12.4}_{-7.8})''$	$(27.7^{+4.3}_{-6.7})''$	$0.7^{+0.4}_{-0.3}$	[30]
				$16.3 \pm 9.3^{\text{b}}$	$(15.5^{+12.0}_{-5.3})''$	$(21.1^{+1.1}_{-2.1})''$	$0.7^{+0.6}_{-0.2}$	
				$22.8 \pm 8.0^{\text{b}}$	$(11.0^{+4.8}_{-3.0})''$	$(21.1^{+1.1}_{-2.1})''$	$0.5^{+0.2}_{-0.1}$	
				$7.2 \pm 5.6^{\text{b}}$	$(14.7^{+36.3}_{-8.7})''$	$(21.1^{+1.1}_{-2.1})''$	$1.4^{+1.5}_{-0.6}$	
		NGC 5947	SBbc	$9.1 \pm 3.8^{\text{b}}$	$(27.4^{+14.7}_{-8.3})''$	$(21.1^{+1.1}_{-2.1})''$	$1.3^{+0.7}_{-0.4}$	
				$-16.4 \pm 7.3^{\text{b}}$	$(11.6^{+8.3}_{-4.8})''$	$(10.9^{+1.3}_{-1.6})''$	$1.0^{+0.8}_{-0.4}$	
				$-31.7 \pm 4.2^{\text{b}}$	$(5.8^{+2.4}_{-2.3})''$	$(10.9^{+1.3}_{-1.6})''$	$0.5^{+0.2}_{-0.2}$	
		NGC 5947	SBbc	$-18.5 \pm 4.9^{\text{b}}$	$(10.7^{+4.4}_{-3.6})''$	$(10.9^{+1.3}_{-1.6})''$	$0.9^{+0.5}_{-0.4}$	
				$-16.4 \pm 5.6^{\text{b}}$	$(11.2^{+6.8}_{-4.6})''$	$(10.9^{+1.3}_{-1.6})''$	$1.0^{+0.6}_{-0.4}$	
				$-32.4 \pm 5.5^{\text{b}}$	$(7.4^{+2.6}_{-2.0})''$	$(14.7^{+2.1}_{-1.3})''$	$0.4^{+0.1}_{-0.1}$	
		NGC 6497	SBb	$-42.7 \pm 7.4^{\text{b}}$	$(5.5^{+2.1}_{-1.6})''$	$(14.7^{+2.1}_{-1.3})''$	$0.3^{+0.1}_{-0.1}$	
				$-21.4 \pm 3.6^{\text{b}}$	$(8.7^{+6.3}_{-4.1})''$	$(14.7^{+2.1}_{-1.3})''$	$0.6^{+0.2}_{-0.1}$	
				$-26.6 \pm 2.7^{\text{b}}$	$(8.8^{+3.0}_{-2.4})''$	$(14.7^{+2.1}_{-1.3})''$	$0.5^{+0.1}_{-0.1}$	
		NGC 6941	SABb	$12.8 \pm 10.4^{\text{b}}$	$(14.6^{+14.4}_{-5.8})''$	$(15.9^{+1.3}_{-2.1})''$	$0.9^{+0.9}_{-0.3}$	
				$18.4 \pm 9.5^{\text{b}}$	$(10.7^{+7.4}_{-3.7})''$	$(15.9^{+1.3}_{-2.1})''$	$0.6^{+0.5}_{-0.2}$	
				$9.4 \pm 9.3^{\text{b}}$	$(14.1^{+19.9}_{-6.8})''$	$(15.9^{+1.3}_{-2.1})''$	$1.1^{+1.3}_{-0.4}$	
		NGC 6941	SABb	$21.9 \pm 6.2^{\text{b}}$	$(9.2^{+3.1}_{-2.2})''$	$(15.9^{+1.3}_{-2.1})''$	$0.6^{+0.2}_{-0.1}$	
				$-10.3 \pm 3.6^{\text{b}}$	$(20.2^{+8.9}_{-5.7})''$	$(16.5^{+2.7}_{-2.7})''$	$1.2^{+0.6}_{-0.3}$	
				$-15.5 \pm 2.1^{\text{b}}$	$(13.0^{+2.9}_{-2.5})''$	$(16.5^{+2.7}_{-2.7})''$	$0.8^{+0.2}_{-0.1}$	
		NGC 6945	S0	$-9.7 \pm 2.4^{\text{b}}$	$(20.3^{+7.2}_{-5.4})''$	$(16.5^{+2.7}_{-2.7})''$	$1.3^{+0.4}_{-0.3}$	
				$-13.6 \pm 1.6^{\text{b}}$	$(14.7^{+3.0}_{-2.6})''$	$(16.5^{+2.7}_{-2.7})''$	$0.9^{+0.2}_{-0.1}$	
				$-16.7 \pm 3.8^{\text{b}}$	$(15.6^{+5.7}_{-4.4})''$	$(12.1^{+1.7}_{-2.0})''$	$1.3^{+0.5}_{-0.3}$	
		NGC 7321	SBb	$-21.6 \pm 6.5^{\text{b}}$	$(11.8^{+5.4}_{-4.0})''$	$(12.1^{+1.7}_{-2.0})''$	$1.0^{+0.4}_{-0.3}$	
				$-18.7 \pm 4.0^{\text{b}}$	$(14.6^{+3.9}_{-3.3})''$	$(12.1^{+1.7}_{-2.0})''$	$1.1^{+0.4}_{-0.3}$	
				$-16.7 \pm 4.3^{\text{b}}$	$(15.3^{+6.2}_{-4.9})''$	$(12.1^{+1.7}_{-2.0})''$	$1.2^{+0.5}_{-0.4}$	
		NGC 7563	SBa	$7.6 \pm 3.3^{\text{b}}$	$(33.2^{+18.4}_{-10.2})''$	$(25.5^{+2.8}_{-5.4})''$	$1.2^{+0.7}_{-0.3}$	
				$4.5 \pm 2.7^{\text{b}}$	$(45.4^{+19.6}_{-15.8})''$	$(25.5^{+2.8}_{-5.4})''$	$1.9^{+1.7}_{-0.7}$	
				$8.0 \pm 3.0^{\text{b}}$	$(32.2^{+13.5}_{-8.4})''$	$(25.5^{+2.8}_{-5.4})''$	$1.1^{+0.6}_{-0.3}$	
		NGC 7563	SBa	$3.9 \pm 2.1^{\text{b}}$	$(51.3^{+16.0}_{-17.1})''$	$(25.5^{+2.8}_{-5.4})''$	$2.3^{+1.8}_{-0.8}$	
				$-9.8 \pm 4.6^{\text{b}}$	$(18.5^{+10.7}_{-6.2})''$	$(13.5^{+2.5}_{-1.5})''$	$1.4^{+1.0}_{-0.5}$	
$-13.9 \pm 5.0^{\text{b}}$	$(13.2^{+6.6}_{-4.3})''$			$(13.5^{+2.5}_{-1.5})''$	$1.0^{+0.5}_{-0.3}$			
NGC 7591	SBbc	$-10.5 \pm 3.5^{\text{b}}$	$(18.3^{+7.0}_{-4.9})''$	$(13.5^{+2.5}_{-1.5})''$	$1.3^{+0.6}_{-0.4}$			
		$-7.7 \pm 4.4^{\text{b}}$	$(20.6^{+10.6}_{-7.4})''$	$(13.5^{+2.5}_{-1.5})''$	$1.7^{+1.3}_{-0.6}$			
		$-10.5 \pm 3.1^{\text{b}}$	$(18.0^{+6.6}_{-4.5})''$	$(15.8^{+1.3}_{-2.2})''$	$1.1^{+0.4}_{-0.3}$			
UGC 03253	SBb	$-15.5 \pm 3.1^{\text{b}}$	$(11.9^{+3.2}_{-2.7})''$	$(15.8^{+1.3}_{-2.2})''$	$0.7^{+0.2}_{-0.2}$			
		$-12.8 \pm 2.4^{\text{b}}$	$(16.2^{+2.3}_{-2.0})''$	$(15.8^{+1.3}_{-2.2})''$	$0.9^{+0.2}_{-0.2}$			

(续表)

示踪源	星系个数	星系名称	星系形态	$\Omega_{\text{bar}}$	$R_{\text{CR}}$	$a_{\text{bar}}$	$\mathcal{R}$	参考文献
恒星	15	UGC 12185	SBab	$-12.6 \pm 2.3^{\text{b}}$	$(14.6^{+3.8}_{-3.2})''$	$(15.8^{+1.3}_{-2.2})''$	$0.9^{+0.2}_{-0.2}$	[30]
				$13.3 \pm 1.7^{\text{b}}$	$(16.7^{+8.6}_{-6.4})''$	$(20.3^{+8.3}_{-4.2})''$	$0.9^{+0.4}_{-0.3}$	
				$10.0 \pm 2.0^{\text{b}}$	$(21.6^{+12.3}_{-9.1})''$	$(20.3^{+8.3}_{-4.2})''$	$1.2^{+0.6}_{-0.5}$	
				$12.8 \pm 1.6^{\text{b}}$	$(16.6^{+9.2}_{-6.9})''$	$(20.3^{+8.3}_{-4.2})''$	$0.9^{+0.4}_{-0.4}$	
				$11.6 \pm 1.7^{\text{b}}$	$(18.4^{+10.1}_{-7.6})''$	$(20.3^{+8.3}_{-4.2})''$	$1.0^{+0.5}_{-0.4}$	
H $\alpha$	1	NGC 4321	SABbc	$30 \pm 2^{\text{a}}$	—	—	—	[52]
H $\alpha$	1	NGC 1068	SAb	$133 \pm 12^{\text{a}}$	—	—	—	[53]
H $\alpha$	1	NGC 6946	Scd	$22^{+4}_{-1}{}^{\text{a}}$	$(304^{+13}_{-56})''$	—	—	[54]
				$47^{+3}_{-2}{}^{\text{a}}$	—	—	—	
H $\alpha$	1	UGC 628	Sm	$11.3 \pm 2.0^{\text{a}}$	$9.8^{+2.9}_{-2.0}$ kpc	$4.8 \pm 0.3$ kpc	$2.0^{+0.5}_{-0.3}$	[56]
H $\alpha$	10	IC 342	SABcd	$31^{+5}_{-5}{}^{\text{a}}$	$6.5^{+0.5}_{1.5}$ kpc	5.8 kpc	$1.1^{+0.1}_{-0.1}$	[55]
				$31^{+5}_{-5}{}^{\text{a}}$	$6.5^{+0.5}_{-1.5}$ kpc	7.2 kpc	$0.9^{+0.1}_{-0.2}$	
		NGC 2403	SABcd	$22^{+9}_{-1}{}^{\text{a}}$	$6.2^{+?}_{-0.5}$ kpc	7.8 kpc	$0.8^{+?}_{-0.1}$	
				$22^{+9}_{-1}{}^{\text{a}}$	$6.2^{+?}_{-0.5}$ kpc	6.6 kpc	$0.9^{+?}_{-0.1}$	
		NGC 4294	SBcd	$43^{+3}_{-12}{}^{\text{a}}$	$1.9^{+0.3}_{-0.4}$ kpc	1.7 kpc	$1.1^{+0.2}_{-0.2}$	
				$43^{+3}_{-12}{}^{\text{a}}$	$1.9^{+0.3}_{-0.4}$ kpc	2.5 kpc	$0.8^{+0.1}_{-0.2}$	
		NGC 4519	SBd	$20^{+6}_{-8}{}^{\text{a}}$	> 5 kpc	4.7 kpc	> 1.1	
				$20^{+6}_{-8}{}^{\text{a}}$	> 5 kpc	4.7 kpc	> 1.1	
		NGC 5371	SABbc	$14^{+5}_{-1}{}^{\text{a}}$	$17.0^{+?}_{-3.0}$ kpc	13.8 kpc	$1.2^{+?}_{-0.2}$	
				$14^{+5}_{-1}{}^{\text{a}}$	$17.0^{+?}_{-3.0}$ kpc	13.0 kpc	$1.3^{+?}_{-0.2}$	
		NGC 5921	SBbc	$13^{+2}_{-2}{}^{\text{a}}$	$8.0^{+0.5}_{-1.0}$ kpc	6.3 kpc	$1.3^{+0.1}_{-0.2}$	
				$13^{+2}_{-2}{}^{\text{a}}$	$8.0^{+0.5}_{-1.0}$ kpc	11.0 kpc	$0.7^{+0.1}_{-0.1}$	
		NGC 5964	SBbc	$25^{+1}_{-5}{}^{\text{a}}$	$7.0^{+4.5}_{-1.5}$ kpc	7.6 kpc	$0.9^{+0.6}_{-0.2}$	
				$25^{+1}_{-5}{}^{\text{a}}$	$7.0^{+4.5}_{-1.5}$ kpc	4.3 kpc	$1.6^{+1.0}_{-0.3}$	
		NGC 6946	SABcd	$25^{+6}_{-6}{}^{\text{a}}$	$8.0^{+?}_{-2.0}$ kpc	7.6 kpc	$1.1^{+?}_{-0.3}$	
				$25^{+6}_{-6}{}^{\text{a}}$	$8.0^{+?}_{-2.0}$ kpc	7.0 kpc	$1.1^{+?}_{-0.3}$	
		NGC 7479	SABcd	$18^{+3}_{-3}{}^{\text{a}}$	$13.0^{+1.0}_{-4.0}$ kpc	11.8 kpc	$1.1^{+0.1}_{-0.3}$	
				$18^{+3}_{-3}{}^{\text{a}}$	$13.0^{+1.0}_{-4.0}$ kpc	10.0 kpc	$1.3^{+0.1}_{-0.4}$	
NGC 7741	SBcd	$19^{+8}_{-6}{}^{\text{a}}$	$5.5^{+?}_{-1.0}$ kpc	5.6 kpc	$1.0^{+?}_{-0.2}$			
		$19^{+8}_{-6}{}^{\text{a}}$	$5.5^{+?}_{-1.0}$ kpc	7.5 kpc	$0.7^{+?}_{-0.2}$			
H $\alpha$	1	NG3367	SBC	$43 \pm 6^{\text{a}}$	—	—	—	[57]
CO	1	M83	SABc	棒与星系长轴平行	—	—	—	[48]
CO	4	NGC 3627	SABb	棒与星系长轴平行	—	—	—	[49]
		NGC 4321	SABbc	棒与星系长轴平行	—	—	—	
		NGC 1068	SAb	无法消除旋臂影响	—	—	—	
		NGC 4736	SAab	无法消除旋臂影响	—	—	—	

(续表)

示踪源	星系个数	星系名称	星系形态	$\Omega_{\text{bar}}$	$R_{\text{CR}}$	$a_{\text{bar}}$	$\mathcal{R}$	参考文献
H I	1	NGC 2915	I0	$0.21 \pm 0.06^{\text{b}}$	$(390^{+\infty}_{-80})''$	180''	$> 1.7$	[50]
H I	1	NGC 3741	Im	$17.1 \pm 3.4^{\text{a}}$	$1.8 \pm 0.4 \text{ kpc}$	1.2 kpc	$1.6 \pm 0.3$	[51]

注: 上标“a”表示  $\Omega_{\text{bar}}$  的单位为  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{kpc}^{-1}$ , 上标“b”表示  $\Omega_{\text{bar}}$  的单位为  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot(\text{''})^{-1}$ 。  
“I0”和“Im”表示不规则星系。

## 4 TW 方法的误差来源

TW 方法的误差来源大致可分为三类。

第一类误差来源与 TW 方法自身属性相关, 如星系中心、系统速度和长缝的方位角等。这三者的不确定性和数据的信噪比都会直接影响 TW 方法的测量结果。

第 2 章中讨论过, 在原始 TW 方法中, 星系中心位置  $(X_c, Y_c)$  的微小误差将显著地影响  $\Omega_{\text{bar}}$  的值。这一点也在 Tremaine 和 Weinberg<sup>[25]</sup> 的文章中讨论过。他们认为, 采用某些特定形式的奇函数权重方程以后,  $\Omega_{\text{bar}}$  的测量结果对星系中心的误差不再敏感。特别是, 在加权总光度为零的情况下, 对  $\Omega_{\text{bar}} \sin i$  的估值将不受星系中心误差的影响。Merrifield 和 Kuijken<sup>[27]</sup> 对 TW 方法进行改进以后,  $\Omega_{\text{bar}}$  的值不再由式 (1) 右边的比值来决定, 而是由多条长缝测量结果的线性拟合得到。受 MK 方法的启发, 我们只要对 TW 方法得到的参量也进行线性拟合, 原则上  $\Omega_{\text{bar}}$  的测量将不再受到星系中心位置的影响。

与星系中心类似, 系统速度也会以同样的方式影响  $\Omega_{\text{bar}}$  的测量结果。从式 (1) 可以看出, TW 方法要求精确扣除星系的系统速度, 只留下恒星围绕星系中心的旋转速度。如果系统速度有较大的误差, 就会直接影响式 (1) 右边的比值, 给测量到的图案速度带来很大的误差。同样, 如果选择合适的权重方程, 或对 TW 方法得到的参量进行线性拟合, 所得到的图案速度将不再受到星系系统速度的影响。

为了得到准确的图案速度, TW 方法要求长缝严格沿着平行于星系盘长轴的方向放置。如果长缝的方向偏离星系长轴, 就会给图案速度的测量带来误差。因此, 在使用 TW 方法时, 要求尽量准确地测量出星系盘长轴的方位角  $PA_{\text{disk}}$ 。 $PA_{\text{disk}}$  的误差通常由非对称结构引起, 如非圆星系盘、星系环、旋臂和翘曲等, 因此, Debattista<sup>[43]</sup> 用多体模拟测试了  $PA_{\text{disk}}$  的不确定性给 TW 方法带来的误差。他们发现  $PA_{\text{disk}}$  的误差可以显著地改变  $\Omega_{\text{bar}}$  的测量结果。这个改变依赖于星系的倾角和星系棒相对于盘长轴的方向。如果要使  $\Omega_{\text{bar}}$  的测量误差被限制在 30% 以内, 那么,  $PA_{\text{disk}}$  的误差必须小于  $4^\circ$ 。同时,  $PA_{\text{disk}}$  的误差也会引起  $\mathcal{R}$  值的改变。他们发现, 当  $PA_{\text{disk}}$  的误差为  $2^\circ$  时, 一个快速旋转的棒可能被误认为是慢速旋转或超快旋转的。由于目前物理模型不支持超快旋转的棒,  $PA_{\text{disk}}$  的误差可能有助于判断一个星系棒是否超快旋转。

原始 TW 方法需要得到长缝内每个位置处的光度和速度, 并对其进行积分。为了得到准确的  $X = 0$  两侧速度和光度的差别, TW 方法对观测数据的信噪比有很高的要求, 否则,  $\Omega_{\text{bar}}$  将受到数据噪声的干扰。MK 通过对长缝 (或伪长缝) 中光谱在空间方向上进行迭加, 产生单个高信噪比的一维光谱, 从而使信噪比得到了极大提高。从这个迭加光谱吸收线的平均多普勒频移可得出  $\langle V \rangle$  值。与此同时, 通过对长缝 (或伪长缝) 光谱在色散方向上进行迭加, 可得到空间方向上的光度轮廓。这个光度轮廓具有更高的信噪比, 特别是在大半径处。因此, 这个光度轮廓可以用来计算每条长缝 (伪长缝) 的  $\langle X \rangle$ 。

第二类误差来源与星系自身属性相关。被观测目标的示踪源有可能违反 TW 方法的基本假设, 从而使得 TW 方法对这类星系无效。

TW 方法的一个最重要的假设是, 所观测到的示踪源的表面亮度正比于它的表面密度。由于早型星系中几乎没有恒星形成, 也没有尘埃成分的存在, 其中的老年恒星几乎严格满足这个要求。对于存在恒星形成和尘埃成分的星系, Gerssen 和 Debattista<sup>[44]</sup> 用数值模拟方法研究了它们对基于恒星得到的图案速度的影响。他们首先考虑了一个拥有弥散尘埃盘的星系, 发现如果尘埃消光为  $A_v = 3$ , 所对应的图案速度误差为  $\frac{\delta\Omega_{\text{bar}}}{\Omega_{\text{bar}}} = 0.05$ 。将尘埃消光提高到一个不太现实的高消光  $A_v = 8$ , 其对应的测量误差为  $\frac{\delta\Omega_{\text{bar}}}{\Omega_{\text{bar}}} \leq 0.15$ 。在真实星系中, 星系棒内的尘埃总是以尘埃带的形式存在。具体来说, 棒旋星系在棒的前导边缘, 从棒的尾端一直到中心显示出明显的尘埃带<sup>[20]</sup>。因此, Gerssen 和 Debattista 将棒长半径内的弥散尘埃盘替换为尘埃带, 并对棒在不同方向上进行投影, 而  $PA_{\text{disk}}$  保持为  $90^\circ$ 。他们发现, 如果棒的方位角大于  $0^\circ$ , 则尘埃带会引起 TW 方法所测得的图案速度提高; 如果棒的方位角小于  $0^\circ$ , 则情况相反。这是由尘埃带在棒内的分布特征所引起的。由于尘埃带并不沿着棒长轴分布, 而是沿着棒的前导边缘, 从棒的尾端一直延伸到星系中心, 因此, 当棒的方位角不一样时, 长缝中截取的尘埃带的几何形状也不一样, 从而使得测量结果也不同。对于比较真实的尘埃消光  $A_v \approx 3$ , 图案速度的误差为  $0.08 \sim 0.25$ 。加入恒星形成后, 以上结论没有太大的变化。这些测试表明, 将 TW 方法应用到晚型星系的恒星成分上是可行的。如果使用近红外光谱, 尘埃消光的影响将会进一步减小。Gerssen 和 Debattista 的工作是目前唯一研究尘埃对 TW 方法的影响的工作。在他们的尘埃模型中, 尘埃由中心空洞的弥散尘埃盘加上棒区间的尘埃带组成。但他们并未考虑恒星形成星系中尘埃和恒星呈不连续或絮状分布的特征。目前并不清楚这对 TW 方法测量结果有何影响。

第三类误差来自其他参量。当使用 TW 方法得到  $\Omega_{\text{bar}}$  的测量结果后, 棒的图案速度一般用一个无量纲的参数  $\mathcal{R}$  来表示。除了上述误差外, 共转半径和棒长的误差传递到  $\mathcal{R}$  中后, 测得的星系棒图案速度也可能在超快、快速和慢速之间变化。

棒长的测量也并不简单。特别是对 SB0 星系来说, 由于没有旋臂的存在, 棒的尾端也没有恒星形成, 因此棒长的测量显得非常重要。目前, 有几种方法可被用来测量棒的长度, 如通过对星系图像的目视检查来估计棒长<sup>[29]</sup>, 对星系表面亮度轮廓进行分解<sup>[28, 35, 38, 39, 41]</sup>, 分析星系等亮度轮廓的径向椭率<sup>[37]</sup>或相位角<sup>[37-39, 41]</sup>, 用星系光度的傅里叶分解法分析棒内区和外区的强度比<sup>[28, 37-41]</sup>等。不同方法测得的棒长之间有一定的差别, 并且在对测量结果

进行投影改正的时候也会存在一定的误差<sup>[58]</sup>。简而言之，棒长主要通过分析星系的等亮度椭圆形状来得到，如棒长  $a_{\max}$ ,  $a_{\min}$ ,  $a_{10}$  分别对应椭率峰值、椭率峰值之外的第一个极小值，以及棒的方位角变化超过  $10^\circ$  处的半径。它们之间存在一定的差异。一般来说， $a_{\max}$  比目视棒长要短， $a_{10}$  比目视棒长要长，而  $a_{\min}$  则比较接近于目视棒长。测量得到倾斜星系中的棒长后，需要对棒长进行投影改正。Zou 等人<sup>[58]</sup>测试了文献中提出的几种投影改正方法的误差后发现，在星系倾角小于  $60^\circ$  时，最简单的投影改正方法的误差可高达 100%，而比较准确的投影改正方法的误差则在 10% 左右。由此可见，棒长测量以及投影改正的不确定性会给  $\mathcal{R}$  值的估算带来一定误差。

共转半径则是利用测得的图案速度和盘的自转曲线而得到。如果大半径处没有气体，那么圆周速度可以通过恒星的旋转速度场得到。在利用恒星的运动推导圆周速度的过程中需要建立一定的模型，例如，非对称星流改正方法是利用观测到的恒星旋转速度、速度弥散以及光度分布来得到星系的圆周速度<sup>[59]</sup>。该过程中，需假设速度弥散和光度遵从一定的分布<sup>[37-39]</sup>，以得到改正中所使用的参数。一般来说，圆周速度的相对误差为 0.05~0.2，而棒的图案速度的误差传递到共转半径时，相对误差  $\delta R_{\text{CR}}/R_{\text{CR}}$  可高达 0.28<sup>[60]</sup>。

## 5 总结与展望

从图 4 可以看出，在误差范围内，大部分星系中的棒都是快速旋转的 ( $1 \leq \mathcal{R} \leq 1.4$ )，慢速旋转的棒 ( $\mathcal{R} > 1.4$ ) 只占了一小部分。目前，并没有发现棒的旋转速度与星系形态类型和棒自身性质之间的关系。首先，人们没有发现  $\mathcal{R}$  与星系形态之间的关系<sup>[30]</sup>，晚型星系中棒的旋转速度似乎与早型星系接近，这也意味着星系中的气体成分对棒的旋转速度没有影响。其次，人们也没有观测到  $\mathcal{R}$  与棒的强弱之间的关系。从对弱棒图案速度的测量结果发现，弱棒也是快速旋转的<sup>[28, 38]</sup>，这说明强棒和弱棒可能有相似的形成过程。然而，有研究工作表明，有 3 个星系棒在误差范围内肯定是慢速旋转的<sup>[50, 51, 56]</sup>，并且它们都似乎位于被暗物质主导的星系中。人们认为，由暗物质晕引起的动力学摩擦会对棒的图案速度产生影响<sup>[11, 15, 16]</sup>。然而，目前 TW 方法主要应用于早型星系的恒星成分上，并且样本偏重于那些明亮的强棒星系 (SB0 和 SB0/a)。而通过气体得到的图案速度的不确定性比较大，加上不同研究工作对误差的计算并不完全一致，因此无法系统性地研究棒的图案速度与星系性质之间的关系。未来需要测量包括早型星系和晚型星系在内的大样本星系中棒的图案速度，并将 TW 方法应用到气体成分上，对误差测量进行限制，才能系统性地研究棒的图案速度与星系性质之间的关系。

图 4 表明，有一些星系的  $\mathcal{R}$  小于 1。这些超快旋转的棒可能是由不确定性所导致的，如  $PA_{\text{disk}}$  的不确定性<sup>[43]</sup> 和棒长的不确定性等。在一些利用其他方法研究棒旋星系的工作中，人们也观测到一些超快旋转的棒。具体来说，Buta 和 Zhang<sup>[32]</sup>发现，有一些星系棒也是超快旋转的。他们认为，其中有一些棒是真实超快旋转的，而不是因为测量误差引起的。然而，我们并不能排除因为一些星系不符合 TW 方法的某些假设，而使得 TW 方法不能应用在这些星系中的情况。如果确实是因为某些原因而使得 TW 方法失效，那么测量得到的

棒的图案速度可能被误认为是超快的。关于这一点, 未来人们需要进一步研究。

棒的图案速度有可能被用来区分自发形成的棒和与近邻星系的潮汐相互作用中形成的棒。一般认为, 在潮汐相互作用中形成的棒是慢速旋转的<sup>[61-63]</sup>。然而, 这个结论在两个显示出与近邻伴星系有弱潮汐相互作用的星系中并不成立。Debattista 等人<sup>[37]</sup>和 Corsini 等人<sup>[41]</sup>发现, 即使这两个星系显示出与其近邻星系之间曾经发生过潮汐相互作用, 但它们的棒仍然是快速旋转的, 与孤立星系一致。这表明, 孤立星系中自发形成的棒与由潮汐相互作用诱发形成的棒的图案速度可能一样。此外, 这两个星系中的一个 (NGC 4431) 为矮星系, 其棒与亮星系中的棒一样快速旋转, 表明亮星系和矮星系中棒的形成机制可能一样。目前, 发生过潮汐相互作用的星系以及矮星系的研究样本还太小, 未来对这类星系的大样本研究将会告诉我们更明确的答案。

总之, 为了提高  $\Omega_{\text{bar}}$  测量的准确性, 并将 TW 方法扩展到更多的晚型棒旋星系以及气体成分上, 人们需要对此进一步研究。随着 IFU 的普及以及大量的 IFU 巡天数据的释放, 未来利用 IFU 数据来测量棒的图案速度将会成为趋势。相比于长缝光谱, IFU 数据具有明显的优势。首先, IFU 巡天观测将使未来的测量样本显著增加, 且样本星系的类型也将会更加多样化。其次, IFU 数据可以克服长缝光谱中存在的一些技术性问题, 如更容易构建多条灵活的伪长缝, 并轻易改变伪长缝的方向, 以便测试伪长缝方向给测量结果带来的误差。此外, IFU 数据将使得 TW 方法更容易被同时应用到恒星成分和电离气体成分中, 并比较两者测量结果间的差异。因此, 未来 IFU 数据将帮助我们深入理解棒的图案速度与星系性质之间的关系, 以及棒旋星系的动力学演化过程, 并更好地限制星系中心暗物质的分布。

#### 参考文献:

- [1] Marinova I, Jogee S. *ApJ*, 2007, 659: 1176
- [2] Barazza F D, Jogee S, Marinova I. *ApJ*, 2008, 675: 1194
- [3] Aguerri J A L, Méndez-Abreu J, Corsini E M. *A&A*, 2009, 495: 491
- [4] Eskridge P B, Frogel J A, Pogge R W, et al. *AJ*, 2000, 119: 536
- [5] Menéndez-Delmestre K, Sheth K, Schinnerer E, et al. *ApJ*, 2007, 657: 790
- [6] Jogee S, Barazza F D, Rix H W, et al. *ApJ*, 2004, 615: L105
- [7] Sheth K, Elmegreen D M, Elmegreen B G, et al. *ApJ*, 2008, 675: 1141
- [8] Sheth K, Melbourne J, Elmegreen D M, et al. *ApJ*, 2012, 758: 136
- [9] Weinberg M D. *MNRAS*, 1985, 213: 451
- [10] Bertin G, Lin C C, Lowe S A, et al. *ApJ*, 1989, 338: 78
- [11] Debattista V P, Sellwood J A. *ApJ*, 2000, 543: 704
- [12] Contopoulos G. *A&A*, 1980, 81: 198
- [13] Combes F, Sanders R H. *A&A*, 1981, 96: 164
- [14] Sellwood J A. *A&A*, 1981, 99: 362
- [15] Debattista V P, Sellwood J A. *ApJ*, 1998, 493: L5
- [16] Algorry D G, Navarro J F, Abadi M G, et al. *MNRAS*, 2017, 469: 1054
- [17] Sheth K, Regan M W, Scoville N Z, et al. *ApJ*, 2003, 592: L13
- [18] Elmegreen B G, Elmegreen D M, Hirst A C. *ApJ*, 2004, 612: 191



- [19] Vega Beltran J C, Zeilinger W W, Amico P, et al. *A&AS*, 1998, 131: 105
- [20] Athanassoula E. *MNRAS*, 1992, 259: 345
- [21] Puerari I, Dottori H. *ApJ*, 1997, 476: L73
- [22] Canzian B. *ApJ*, 1993, 414: 487
- [23] Aguerri J A L, Beckman J E, Prieto M. *AJ*, 1998, 116: 2136
- [24] Elmegreen B. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1996, 91: 197
- [25] Tremaine S, Weinberg M D. *ApJ*, 1984, 282: L5
- [26] Kent S M. *AJ*, 1987, 93: 1062
- [27] Merrifield M R, Kuijken K. *MNRAS*, 1995, 274: 933
- [28] Gerssen J, Kuijken K, Merrifield M R. *MNRAS*, 2003, 345: 261
- [29] Treuthardt P, Buta R, Salo H, et al. *AJ*, 2007, 134: 1195
- [30] Aguerri J A L, Méndez-Abreu J, Falcón-Barroso J, et al. *A&A*, 2015, 576: A102
- [31] Canzian B, Allen R J. *ApJ*, 1997, 479: 723
- [32] Buta R J, Zhang X. *ApJ*, 2009, 182: S559
- [33] Rautiainen P, Salo H, Laurikainen E. *MNRAS*, 2008, 388: 1803
- [34] Kormendy J. *ApJ*, 1984, 286: 132
- [35] Kent S M, Glauddell G. *AJ*, 1989, 98: 1588
- [36] Gerssen J, Kuijken K, Merrifield M R. *MNRAS*, 1999, 306: 926
- [37] Debattista V P, Corsini E M, Aguerri J A L. *MNRAS*, 2002, 332: 65
- [38] Aguerri J A L, Debattista V P, Corsini E M. *MNRAS*, 2003, 338: 465
- [39] Corsini E M, Debattista V P, Aguerri J A L. *ApJ*, 2003, 599: L29
- [40] Debattista V P, Williams T B. *ApJ*, 2004, 605: 714
- [41] Corsini E M, Aguerri J A L, Debattista V P, et al. *ApJ*, 2007, 659: L121
- [42] Kormendy J. *ApJ*, 1979, 227: 714
- [43] Debattista V P. *MNRAS*, 2003, 342: 1194
- [44] Gerssen J, Debattista V P. *MNRAS*, 2007, 378: 189
- [45] Cappellari M, Emsellem E. *PASP*, 2004, 116: 138
- [46] Cappellari M. *MNRAS*, 2017, 466: 798
- [47] Maciejewski W. *MNRAS*, 2006, 371: 451
- [48] Zimmer P, Rand R J, McGraw J T. *ApJ*, 2004, 607: 285
- [49] Rand R J, Wallin J F. *ApJ*, 2004, 614: 142
- [50] Bureau M, Freeman K C, Pfitzner D W, et al. *AJ*, 1999, 118: 2158
- [51] Banerjee A, Patra N N, Chengalur J N, et al. *MNRAS*, 2013, 434: 1257
- [52] Hernandez O, Wozniak H, Carignan C, et al. *ApJ*, 2005, 632: 253
- [53] Emsellem E, Fathi K, Wozniak H, et al. *MNRAS*, 2006, 365: 367
- [54] Fathi K, Toonen S, Falcón-Barroso J, et al. *ApJ*, 2007, 667: L137
- [55] Fathi K, Beckman J E, Piñol-Ferrer N, et al. *ApJ*, 2009, 704: 1657
- [56] Chemin L, Hernandez O. *A&A*, 2009, 499: L25
- [57] Gabbasov R F, Repetto P, Rosado M. *ApJ*, 2009, 702: 392
- [58] Zou Y, Shen J, Li Z Y. *ApJ*, 2014, 791: 11
- [59] Binney J, Tremaine S. *Galactic Dynamics*. 2nd ed. Princeton: Princeton University Press, 2008
- [60] Corsini E M. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 2011, 18: 23
- [61] Noguchi M. *MNRAS*, 1987, 228: 635
- [62] Salo H. *A&A*, 1991, 243: 118
- [63] Miwa T, Noguchi M. *ApJ*, 1998, 499: 149

## Measurement of the Bar Pattern Speed and Its Application

ZOU Yan-fei<sup>1,2</sup>, SHEN Jun-tai<sup>1,2</sup>

(1. Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract:** The bar pattern speed, or angular speed, is one of the most important dynamical parameters in barred galaxies. Unfortunately, the measurement of bar pattern speed ( $\Omega_{\text{bar}}$ ) is somewhat elusive. The only direct method for measuring the bar pattern speed was proposed by Tremaine & Weinberg (TW) in 1984. Assuming that a trace population satisfies the continuity equation, the TW method derives the bar pattern speed by using the photometric and kinematic information of the tracer population. We present a detailed description of the TW method and additionally compile together a list of the current measured values of  $\Omega_{\text{bar}}$  found in the literature. We discuss the sources of error in the measurements. Previous studies have successfully applied the TW method to around 50 galaxies by using old stars, neutral hydrogen (H I), molecular hydrogen (H<sub>2</sub>) or ionized hydrogen (H $\alpha$ ) as the tracer population. The corotation radius ( $R_{\text{CR}}$ ) of a galaxy can be derived by combining its bar pattern speed and circular velocity curve. By comparing the  $R_{\text{CR}}$  and bar length ( $a_{\text{bar}}$ ), previous studies have shown that most of the bars are rotating fast ( $1 \leq \frac{R_{\text{CR}}}{a_{\text{bar}}} \leq 1.4$ ). A few bars rotate slowly, and all of their host galaxies seem to be dominated by dark matter. Some ultra-fast bars are also reported, which is difficult to explain by current theories. Either their  $\Omega_{\text{bar}}$  measurements are poor, or their tracer population violates the assumptions of the TW method. So far only a small sample of galaxies have  $\Omega_{\text{bar}}$  measurements, and the sample is biased towards early-type galaxies. No correlation is found between  $\Omega_{\text{bar}}$  and galaxy morphology, or bar properties. However,  $\Omega_{\text{bar}}$  may be related to the distribution of dark matter in the galaxy center. Integral field unit (IFU) surveys have unique advantages on the measurement of  $\Omega_{\text{bar}}$ . More measurements of bar pattern speed from IFU data are necessary to investigate the relationship between  $\Omega_{\text{bar}}$  and galaxy properties.

**Key words:** spiral galaxy; barred galaxy; galaxy kinematics and dynamics; galaxy structure