arXiv:2611.31871v1 [astro-ph.EP] 24 Nov 2026

利用双米双筒望远镜对快速自转近地小行星开展的专项巡天

II. 翻滚小行星

M.R. Alarcon[1, 2, 3,⋆], D.J. Scheeres[4], J. Licandro[2,3], C.J. Benson[4], 和 M. Serra-Ricart[1,2,3]

[1] Light Bridges，泰德天文台。泰德天文台公路，s/n，E-38570 Güímar，特内里费岛，西班牙[2] 加那利天体物理研究所（IAC），C/ Vía Láctea，s/n，E-38205，拉拉古纳，特内里费岛，西班牙[3] 天体物理学系，拉拉古纳大学（ULL），E-38206 拉拉古纳，特内里费岛，西班牙[4] 科罗拉多大学博尔德分校，Discovery Drive 3775号，博尔德，CO 80303，美国

收稿日期：2026年9月7日

摘要

背景。 快速旋转 现象在米级至十米级近地小行星（NEA）群体中占主导地位，但该尺度下非 n-主轴（NPA ）旋转，即翻滚现象的发生率基本不受约束。

目标。 我们确定非主轴旋转在小型快速自转近地小行星中有多普遍、其发生率如何随尺寸变化，以及这对这些天体的内部结构和近期动力学历史意味着什么。

方法。 我们分析了使用泰德天文台的双米双筒望远镜获得、并在本系列第一篇论文中介绍的均一高 cadence 样本。对于在单频傅里叶模型下显示出相干残差结构的光变曲线，我们使用两个相互独立的频率，以双变量傅里叶级数重新拟合，并根据归一化谐波振幅谱确定动力学模式。

结果。 我们确认了32个非主轴旋转体，其中14个的两个周期均得到了可靠分辨；周期范围为0.48–46.4分钟，估算直径为7–140米。在两个周期均得到分辨的天体中，最极端的天体2025FB8（最短周期 $P_1 = 71$ 秒，估算直径$D \simeq 7$ 米）是迄今表征的自转速度最快且尺寸最小的此类翻滚天体。8个天体满足我们的谐波质量标准，且这8个天体均与长轴模式旋转相符。快速自转天体中的翻滚体比例为16.0%；从绝对星等 $H < 26$ 时的13.8%上升至$H \geq 26$时的22.5%。32个天体中有23个位于无内聚力碎石堆的自转极限之上；没有一个超过月壤极限。

结论。 翻滚在小型快速自转天体中十分常见，没有证据表明其在最小尺寸范围内会变得更罕见。快速翻滚天体需要适度的内聚力，但不需要整体式内部结构；它们与主轴模式天体处于相同的结构区域。

关键词。 小行星：一般 – 技术：测光 – 方法：观测 – 方法：数据分析 – 巡天调查

1. 引言

近地小行星（NEA）的自转状态可以直接探测其内部结构、作用于其上的扭矩，以及塑造二者的近期动力学历史。在米级至十米级尺寸范围内，快速自转是常态而非例外：在 Alarcon 等人 (2026)（以下简称 论文 I）中，我们对小型近地小行星开展了专门的高 cadence 巡天调查，在 249 个观测目标中识别出 156 个快速自转天体，其 $P < 2$。2 小时，绝对星等范围为 $22 \lesssim H \lesssim 30$，估算直径从几米到 $\sim$ 140 米不等。快速自转天体的比例随着尺寸减小而急剧上升，在所有目标中达到超过 94%，其 $H > 26$。如此短的周期超过了无内聚力碎石堆的自转极限（Pravec 与 Harris 2000； Holsapple 2007），因此需要不可忽略的材料强度或完整整体式内部结构，以防止离心破坏（Scheeres 等人 2010； Scheeres 与 Sánchez，2018）。因此，在这一尺寸范围内，快速自转并非边缘现象，而是一个群体层面的特征；其起源与持续存在亟待解释。

驱动小型近地小行星长期自转演化的主要非碰撞过程，是亚尔科夫斯基–奥基夫–拉齐耶夫斯基–帕达克效应（YORP效应）：不规则形状天体各向异性反射并热再辐射所吸收的太阳光而产生的长期扭矩（Rubincam 2000）。其特征时间尺度会随尺寸和日心距离的增加而急剧缩短，因此对于米级至十米级的近地小行星而言，预计YORP效应的作用时间尺度短于其碰撞和动力学寿命（Rozitis &Green 2013）。尽管平衡统计模型预测自转加速和减速的概率相等，但迄今的观测证据主要由自转加速案例构成（˘Durech等人 2024），这支持了这样一种观点：YORP效应会持续推动小型近地小行星趋近并越过无内聚力自转屏障。

叠加在这种长期演化之上的，是若干短暂过程，它们会使小行星偏离主轴（PA）旋转，并使其进入非主轴（NPA）或翻滚状态。亚灾变撞击和近距离行星遭遇会突然改变自转状态。内部质量重新
分布变化、形状重塑或接近自转极限时发生的间歇性质量抛射，也可能触发非主轴旋转（例如 Scheeres 等人 2000；

⋆ 通讯作者：mra@mralarcon.com

Henych与Pravec（2013）；Pravec 等 2014；Benson 等 2023）。非主轴旋转一旦被激发，预计会因内部耗散而受到阻尼；内部耗散会消除多余的旋转能量，使其逐渐回归能量最低的主轴状态（Sharma 等人 2005；Frouard&Efroimsky 2018）。由于阻尼时间尺度随自转周期急剧变化，这一过程预计在本文研究的极短周期下尤为高效，因此很自然地会认为，快速自转天体中非主轴旋转并不常见。

然而，从观测角度来看，情况远未明朗。文献中经过充分表征的快速自转翻滚小行星仍然很少：小行星光变曲线数据库（LCDB；Warner 等 2009）在 505 颗质量代码为 $U \geq 2$ 的快速自转小行星中仅列出 12 颗翻滚小行星。专门开展的观测活动仅增加了少数案例，其中包括可观测近地天体调查（MANOS；Thirouin 等 2018）报告的 10 颗暂定非主轴自转候选体，以及 Sanchez 等 (2024）报告的另外 9 颗（其中 5 颗测得了周期）。这些数量太少，而且在仪器、采样频率和筛选标准方面差异很大，无法对快速自转状态下翻滚的真实发生率作出有意义的限制。一个特别有启发性的个例是 ~10米近地小行星 2012 TC_4 (Lee 等 2021），对其在 2012 年和 2017 年近距离掠过期间获得的时间序列测光显示，其翻滚状态不断演变。两次回归期间自转周期和进动周期的变化，无法仅用地球近掠、内部耗散或行星际撞击来解释，因此，作用于翻滚天体的 YORP效应是最有可能的驱动因素。从理论上讲，翻滚天体受到的辐射力矩已知不同于主轴情形；与内部耗散相结合时，在某些参数范围内能够维持长寿命的激发态构型（Vokrouhlický 等 2007；Breiter&Murawiecka 2015；Benson&Scheeres 2022）。因此，小型近地小行星中 YORP效应驱动的演化与非主轴动力学之间的相互作用，无论在观测上还是理论上都仍未得到充分约束。

在本研究中，我们利用论文 I 中的同质快速自转天体样本，刻画快速自转状态下的非主轴旋转。第2节回顾非主轴旋转的动力学框架及其光度特征；第3节介绍样本和双变量周期搜索；第4节展示由此得到的翻滚天体子样本。随后，第5节讨论这些结果对于快速自转与持续非主轴运动共存的意义，并在第6节总结主要结论。

2. 翻滚：动力学框架与光度特征

小行星的旋转状态由 $\mathbf{L} = \hat{\mathbf{I}}\boldsymbol{\omega}$决定，其中 L 为角动量矢量，$\hat{\mathbf{I}}$ 为惯性张量，$\boldsymbol{\omega}$为角速度。对于具有主惯性矩 $I_1 \leq I_2 \leq I_3$, 的刚体，绕三个主轴中的任一轴进行纯旋转——且该轴与 $\boldsymbol{\omega}$ 平行于 L——称为主轴旋转。在 L 固定的情况下，最低能量状态对应于绕最大转动惯量轴 I_3进行主轴旋转。绕 I_1 旋转对于完全刚性的刚体而言也是稳定的，但在存在内部能量耗散时，I_3 是唯一渐近稳定的主轴构型。任何偏离该状态的情况都会导致非主轴旋转，此时 $\boldsymbol{\omega}$不再与 L 平行，刚体会进行复杂的准周期运动，通常称为翻滚（Harris 1994）。这种运动可以用两个基本时间尺度自然描述：与绕ψ 体固连轴旋转相关的自转周期 P

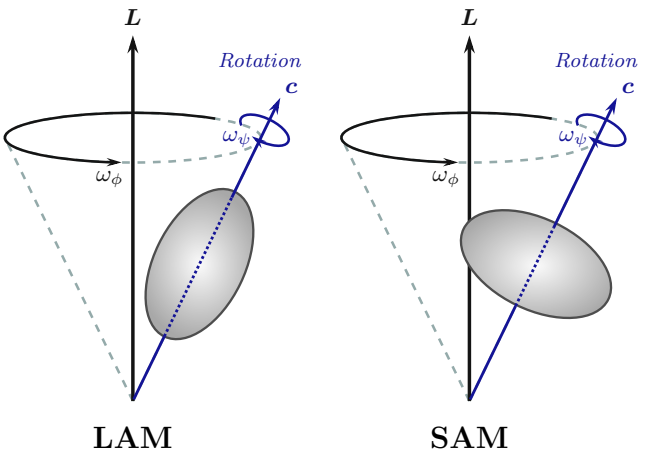


图 1。 两种非主轴旋转模式的示意图。在这两种情况下，天体轴 $\boldsymbol{c}$ 以角速度 ω_ϕ绕固定的角动量矢量$\boldsymbol{L}$ 进动，同时天体以角速度 ω_ψ 绕$\boldsymbol{c}$ 旋转。在 LAM（左）中，$\boldsymbol{c}$ 是天体最长的主轴；在 SAM（右）中，$\boldsymbol{c}$ 是天体最短的主轴。该图表明，同样的二分量运动——进动和旋转——在每种模式下都会使天体相对于$\boldsymbol{L}$ 呈现出定性不同的取向。

以及该轴围绕（惯性系中固定的）角动量矢量摆动的进动周期 P_ϕ 相关（Kaasalainen 2001）。

根据哪个本体轴更接近 $\boldsymbol{L}$，非主轴旋转可分为图 1所示的两种动力学类别。在长轴模式（LAM）中，本体主要绕其最长主轴旋转（转动惯量最小，I_1），该轴围绕 $\boldsymbol{L}$进动。在这种状态下，P_ψ/P_ϕ 可以取任意正值，不受其他动力学限制。在短轴模式（SAM）中，本体主要绕其最短主轴旋转（转动惯量最大，I_3），同样围绕 $\boldsymbol{L}$进动。在这种情况下，惯性椭球的几何形状对 $P_\psi/P_\phi > 2$施加了限制。欧拉方程以及惯性椭球约束所导出的这些周期比的完整推导见 Kaasalainen (2001)。

翻滚的光度特征反映了这种双周期运动。假设观测几何保持恒定（对于此处考虑的相对较短观测时段而言，这是合理的），则 NPA旋转体的亮度可表示为关于两个基频 $f_\psi = 1/P_\psi$ 和 $f_\phi = 1/P_\phi$ (Pravec 等 2005)的双变量傅里叶级数：

$$
\begin{aligned}
F(t) = C_0 + \sum_{j=1}^{m} \left[C_{j0} \cos\left(2\pi j f_\psi t\right) + S_{j0} \sin\left(2\pi j f_\psi t\right) \right] \\
+ \sum_{k=1}^{m} \sum_{j=-m}^{m} \left[C_{jk} \cos\left(2\pi (j f_\psi + k f_\phi) t\right) \right. \\
\left. + S_{jk} \sin\left(2\pi (j f_\psi + k f_\phi) t\right) \right],
\end{aligned}
\tag{1}
$$

其中，C_0 为平均通量，C_{jk} 和S_{jk} 是组合频率$jf_\psi + kf_\phi$ 处谐波的傅里叶系数，m 为截断阶数。归一化谐波振幅集合

$$
A_{jk}^{\mathrm{norm}} = \frac{\sqrt{C_{jk}^2 + S_{jk}^2}}{C_0}
\tag{2}
$$

表征了各频率组合对总光变曲线变化的相对贡献，并构成诊断非主轴状态的主要观测量。

振幅谱 $\{A^{\mathrm{norm}}_{jk}\}$ 包含有关自转动力学模式的信息。LAM状态的特征是在 $2f_\phi$ 和 $2(f_\phi + f_\psi)$处有显著信号，而SAM状态则在 $2f_\phi$ 和 $2(f_\phi - f_\psi)$处有显著信号（Kaasalainen 2001；Pravec 等 2005）。在这两种情况下，主峰都不一定是 $2f_\phi$，因为相对强度取决于天体几何形状和观测视角。要明确判定拟合得到的两个频率分别对应 f_ϕ 和 f_ψ，需要对自转状态和形状进行物理建模（Kaasalainen 2001），或在多个观测几何下进行测光覆盖（Pravec 等 2005）；而我们的单次观测巡测不具备这两项条件。因此，本文将拟合得到的两个周期标记为 P_1 和 P_2（按定义，$P_1 \le P_2$），并且仅对满足第 3 节所述光谱质量标准的天体，依据谐波谱的结构对其动力学模式（LAM或SAM）进行分类。

3. 方法

3.1. 观测

观测样本来自论文 I中介绍的小型近地小行星高频巡天项目；关于巡天策略、仪器配置和数据处理流程的完整说明，请参阅该文。该巡天使用位于加那利群岛泰德天文台的双米双筒望远镜（TTT[1]）开展。该设施包含两台 0.80 米（TTT1/2）和两台 2.0 米（TTT3/4）里奇–克雷蒂安望远镜，均配备 FERVOR sCMOS 成像仪（Alarcon 等人 2023），并使用宽带 UV/IR 截止滤光片（400–700 nm）进行观测。目标通常在单夜观测时段内观测 40–120 分钟，并根据每个天体的预期亮度和视运动调整曝光时间，以优化快速自转信号的检测。

在论文 I 中，我们观测了 249 个小型近地小行星，并为其中 161 个推导出了可靠的自转周期；其中 156 个（$P < 2$。2 小时）符合快速自转天体的定义。快速自转天体样本的范围为 $22 \lesssim$ 绝对星等 $\lesssim 30$，对应于在假定反照率为 $\sim$ 140 m、直至几米的估算直径 $p_V = 0$。15。在这 156 个快速自转天体中，有 35 个显示出与单周期自转模型不一致的相干残差结构，因此作为非主轴旋转候选体保留，用于本文所述的分析。

对于每个快速自转天体，我们对校准后的几何校正光变曲线拟合了一个四阶单频傅里叶模型。随后，通过目视检查残差以及按最佳单周期解折叠的数据，识别非主轴旋转候选体：如果天体的折叠曲线显示出与随机散布不一致的相干、相位相关结构——通常表现为不同周期之间的振幅或形状变化，而任何单一自转波形都无法再现——则保留该天体，并对其进行下文所述的双变量分析；该分析提供了用于确认或排除每个候选体的正式统计评估。

3.2. 双变量周期搜索

对于每个非主轴自转候选体，我们将式1 的双变量傅里叶模型拟合到光变曲线上。初始参考频率，$f_{\mathrm{ref}} = 1/P_1$，取自第一部分中确定的周期。在该分析中，四阶Lomb–Scargle周期图中功率最高的峰值提供了初始估计，随后通过相位离散最小化进行优化。我们还通过目视检查相位折叠光变曲线来评估候选周期。假设变化主要由形状驱动，我们采用每次自转有两个极大值和两个极小值的解，而非单峰解。随后，我们在一个密集网格上搜索f_2，其范围从观测基线内的一个周期延伸至中位采样节奏对应的奈奎斯特频率，同时将f_1固定为优化后的值。对于每个试探f_2，均采用加权最小二乘法拟合完整的双变量模型。搜索时排除了f_1 各次谐波附近的窄窗口，以避免与残差中的单周期功率产生伪匹配。随后对得到的全局 χ^2 最小值进行优化，同时调整两个频率。我们采用在f_2 值网格上直接计算双变量 χ^2 的方法，而非预白化方法；在预白化方法中，会先从数据中减去单频模型，再在残差中搜索f_2。这一处理可能会将交叉项$j f_1 \pm k f_2$所承载的部分信号吸收到被减去的模型中，从而使残差周期图偏离正确的f_2（Henych与Pravec（2013））。网格搜索则会在每个试探f_2 处拟合完整的双变量模型，因此在所采用的截断阶数内，所有交叉项都能同时得到考虑。

截断阶数m 根据贝叶斯信息准则（BIC；Schwarz（1978））对每个天体的双变量模型进行选择，评估$m \in \{2, 3\}$。与F检验相比，BIC对模型复杂度施加了更强的惩罚，除非 χ^2 足够大，能够证明增加额外参数是合理的，否则倾向于选择更简单的模型。因此，当光变曲线中的测光噪声与非主轴自转振幅相当时，它非常适合用于防止过拟合。实际上，大多数天体由$m = 3$描述效果最佳。

通过F检验评估双变量拟合相对于单频模型的改进，该检验比较了 χ^2 的减少量与自由参数数量的增加。双变量分析应用于目视检查步骤标记的所有候选体。相对于单频模型的改进在$p < 0.01$水平上具有显著性的解被保留为已确认的非主轴自转体；其余候选体则重新归类为主轴旋转体。按照Pravec 等（2005）的质量分类方案，每个已确认的翻滚天体都根据双变量解的可靠性被分配一个主轴旋转（PAR）质量代码：当两个周期均得到可靠解析时（基线覆盖较长周期的五个以上完整周期，并且 $= -3$ 为 $\chi^2_{1f}/\chi^2_{\mathrm{biv}} \ge 1.5$），分配PAR $= -2$；当检测到非主轴旋转但第二周期未得到完全解析时，分配PAR $= -2$。最终确认的样本及其PAR分类见第4.1节。

少数目标在多个夜间进行了观测，因此其光变曲线中存在数小时的内部间隙。双变量傅里叶模型对此类间隙尤其敏感，因为周期短于间隙时长的高阶组合谐波可能产生任意大的系数，这些系数在不同区段之间发散，但在每个区段内仍能拟合数据。对于这些天体，我们将双变量拟合限制在最长连续区段内，并在整个间隙上评估拟合模型，以检测是否存在发散行为。保留最佳区段中恢复出的周期作为报告值，PAR 代码也仅反映该区段的质量。

[1] https://ttt.iac.es/

通过费舍尔信息矩阵，将测光不确定性经线性化双变量模型进行传播，并以解析方法估算两个频率的形式不确定性；从中提取其逆矩阵对角元素的平方根，作为频率不确定性。周期不确定性由 $\sigma_P = \sigma_f / f^2$ 得出。作为保守的保障措施，我们对每个频率施加了 $1/(2T)$ 的最小不确定性，其中 T 为拟合区段的时长。该下限对应于时长为 T 的数据集的经典频率分辨率；对于采样极密集或信噪比极高的光变曲线，如果费舍尔下界会给出不切实际的小值，则采用此下限。

3.3. 暂定模态判定

如第2节所述，仅凭单历元测光无法完整确定P_ϕ和P_ψ。不过，我们仍将双变量拟合的谐波结构用作动力学模式的暂定诊断，并采用以下操作流程。

对于每个已确认的非主轴旋转体，我们按照式 2 计算归一化振幅谱 $\{A^{\rm norm}_{\rm jk}\}$。根据 Kaasalainen（2001）的框架，LAM状态的显著信号出现在 $2\,f_\phi$ 和 $2(f_\phi + f_\psi)$处，而短轴模式状态的显著信号则出现在 $2\,f_\phi$ 和 $2(f_\phi - f_\psi)$处。这些特征的相对强度取决于天体几何形状和观测视角，因此，单历元频谱只能展现完整谐波成分的一部分。鉴于此，我们将观测到的频谱作为暂定诊断：将二次谐波归一化振幅较大的频率（$A^{\rm norm}_{20}$或 $A^{\rm norm}_{02}$）与 f_ϕ 相关联，作为操作性近似，同时承认当组合谐波（例如 $2(f_\phi + f_\psi)$）主导频谱时，这一判定可能失效（如 2002 TD_{60}的观测结果；Pravec 等 2005）。随后，根据组合谐波的相对强度推断动力学模式，具体按以下顺序进行。若天体满足动力学约束 $P_\psi/P_\phi > 2$（Kaasalainen 2001），且 $A^{\rm norm}_{2,-2} > A^{\rm norm}_{22}$，则归类为短轴模式；若 $A^{\rm norm}_{2,2} > A^{\rm norm}_{2,-2}$ 且不满足短轴模式条件，则归类为 LAM。对于无法明确满足任一条件的天体，不予分类。鉴于这些局限，我们仅对 PAR = −3 天体进行模式分类，并且还要求其中一个频率的二次谐波明显强于另一个频率，使模态判定依据明确的光谱诊断，而不只是动力学周期比约束。

4. 结果与分析

4.1. 翻滚体样本

我们对论文 论文 I中最初识别的 35 个非主轴旋转候选体进行了双变量分析，并补充了该论文提交后采用相同巡天策略观测的另外 7 个天体。在这 42 个候选体中，本文确认其中 32 个为非主轴旋转体，并将 10 个重新归类为主轴旋转体：14 个已确认天体具有 PAR = −3（两个周期均得到可靠分辨），18 个具有 PAR = −2（检测到非主轴旋转，但第二周期未能完全分辨）。这 32 个天体恢复出的两个周期 P_1 和 P_2列于表 1，同时列出了形式上的周期不确定度、 χ^2 改善量、PAR代码，以及适用时的暂定模式分类。 P_1 的范围为 0.48 min（2025 YM9）至 29.5 min（2024 MK），而 P_2 的范围为 2.15 min（2025 FB8）至 46.4 min（2025 SE29）。贝叶斯信息准则为 23 个天体选出$m = 3$，为其余 9 个选出$m = 2$。中位数$\chi^2_{1f}/\chi^2_{\rm biv} \simeq 3.1$，在 2026 AE 上达到 ∼ 53。被分类为 PAR = −2 的 18 个翻滚小行星均确认为非主轴旋转体。不过，由于单夜观测基线内的旋转覆盖不足或测光噪声较高，其第二周期仍受到较大限制。本文介绍的 32 个翻滚小行星，使迄今文献中已恢复出两个周期的快速旋转非主轴小行星数量增加了一倍以上，构成了迄今表征最全面的快速翻滚体同质样本。我们将这些天体称为快速翻滚体，即较短周期P_1 小于 2.2 h 的已确认非主轴自转体。

2025 FB8 的完整双变量分析如图 2 所示（$P_1 = 1.183 \pm 0.017$ 分钟，$P_2 = 2.151 \pm 0.055$ 分钟，基线覆盖 P_2 的 19.5 个周期）。面板 (a) 确认了单频周期图中存在主周期 P_1。关键步骤见面板 (b)：双变量网格将 f_2 确认为全局最小值；多个局部极小值则对应拍频 $|j\,f_1 \pm k\,f_2|$。面板 (c) 展示了拟合双变量模型的谐波成分。归一化振幅谱主要由 $2\,f_1$, $(f_1 + f_2)$ 和 $2(f_1 + f_2)$ 构成，这正是依据 Kaasalainen（2001）框架，LAM旋转预期产生的谐波；其余功率则分布在理论预测的低阶组合频率中。面板 (d) 和 (e) 验证了该解：单周期模型在 P_2 的时间尺度上留下了相干残差，均方根为 $\chi^2_r = 49.1$；将 f_2 纳入模型后，该残差降至 $\chi^2_r = 5.59$。因此，双变量解并非增加参数造成的数学假象，而是明确恢复了数据中存在的第二个物理频率。

尽管我们的样本中有一个周期更短P_1 且尺寸更小的天体（2025 YM9，其周期为$P_1 = 29$ s，且$H = 28.7$），但就两个周期均得到可靠分辨（PAR = −3），且谐波结构足以支持可靠模态分类的天体而言，2025 FB8 是最极端的案例。2025 FB8 的$P_1 = 71$s、绝对星等$H = 28.5$，以及在反照率$p_V = 0.15$ 时估算直径为 ∼ 7m；据我们所知，它是迄今以这种精度表征的自转最快、尺寸最小的翻滚小行星。此前发现的、两个周期均得到可靠分辨的翻滚小行星，其P_1 至少为几分钟，直径则为数十至数百米。2025 FB8 将这一界限推进至小于10米尺度范围，而这些天体的结构完整性和激发历史仍基本未得到探索。

在14个PAR = −3天体中，有8个满足额外的谐波质量标准，从而可以进行暂定的动力学模态分类（第3.3节）。这8个天体均与LAM自转一致，即天体翻滚，其长轴绕角动量矢量进动。没有SAM候选体满足全部可靠性标准，不过其中一个PAR = −2 天体（2024 SF2）呈现出暂定与SAM一致的谐波特征。由于每个目标仅基于单一观测几何，且仅有8个已分类天体，因此无法对这一群体中真实的LAM/SAM比例作出定量推断。样本数量少、每个目标仅有单一观测几何，以及LAM和SAM相对探测效率未知，使得这一结果不能被解释为对内禀模态比例的测量。

4.2. 周期—尺寸分布

快速自转对小型近地小行星结构的影响已在论文 I中进行了广泛讨论，我们在其中展示了

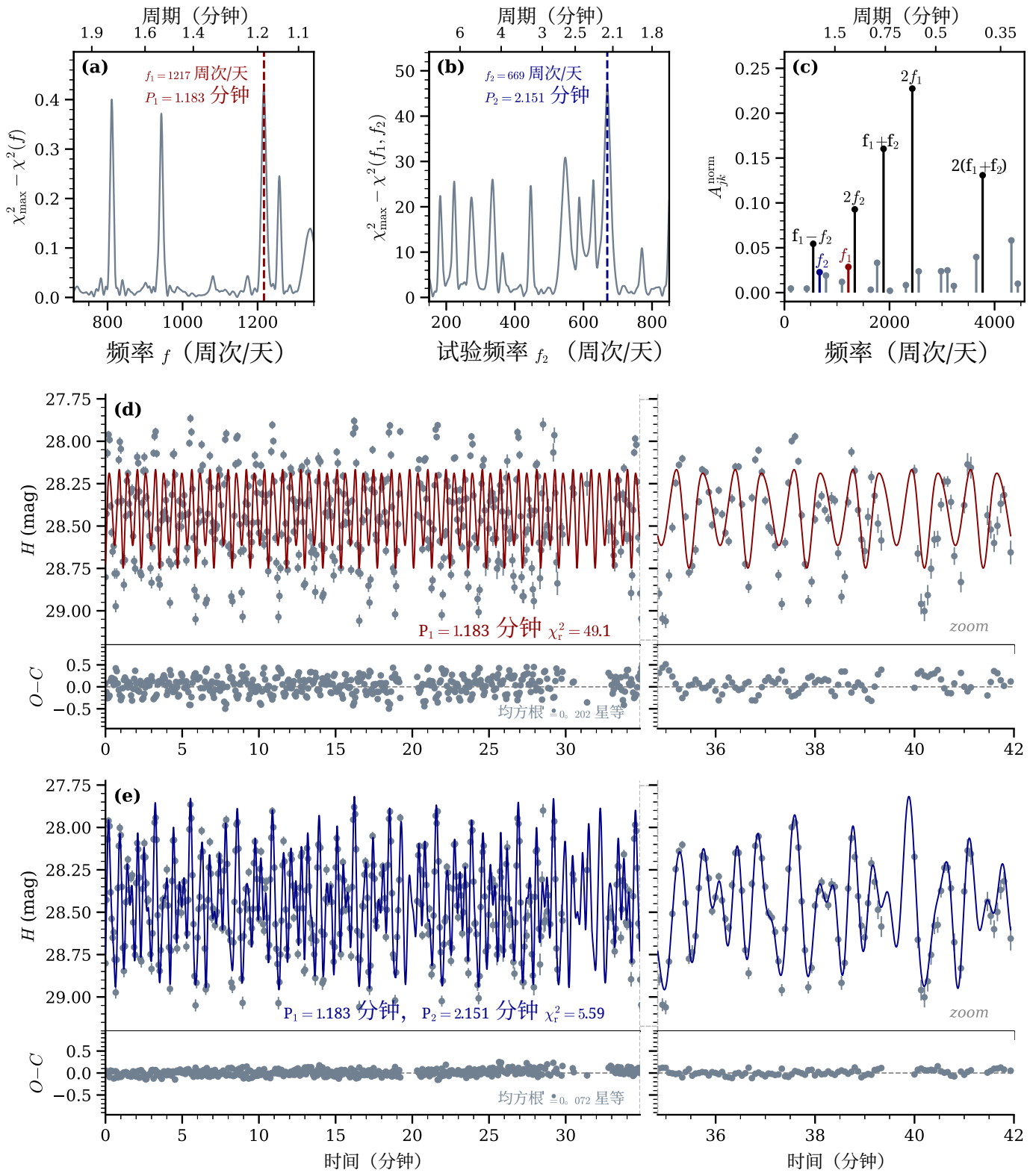


图 2. 2025 FB8 的双变量分析（P_1 = 1.183 ± 0.017 分钟，P_2 = 2.151 ± 0.055 分钟，PAR = −3）。*(a)* 单频 χ^2 周期图。标出了较显著的峰值f_1 = 1217 周次/天。*(b)* 双变量 χ^2 网格随试验第二频率f_2的变化。虚线蓝线标示出f_2 = 669 周次/天处的全局最小值。*(c)* 归一化振幅谱$A^{\rm norm}{}_{jk}$。谐波以索引（j、k）标识。主导特征 $2f_1$ 和 2（$f_1 + f_2$）表明该天体可能是 LAM自转体。*(d)* 折叠光变曲线，以及最佳单周期模型（红色）和残差。P_2处的慢调制可在O–C面板和缩放插图中观察到。*(e)* 相同数据，但采用最佳双变量模型（蓝色）及其残差。调制已被完全消除。单位 c/day 和 c/d 均表示每天周期数。面板 (a) 和 (b) 展示了基频搜索的放大部分，而面板 (c) 展示了根据拟合的双变量系数计算出的各个谐波项和组合项的振幅；面板 (a) 和 (b) 中显示的范围并非完整的搜索范围。

表1. TTT NPA样本的双变量周期和观测参数。

天体	周期$_1$ (分钟)	周期$_2$ (分钟)	$\chi^2_{1f}/\chi^2_{\rm biv}$	PAR	Mode	主导项	H	Δ (天文单位)	α (度)	$T_{\rm exp}$ (秒)	夜间	Tel.
2023 BM4	4.380 ± 0.079	7.30 ± 0.22	2.45	−3		$3(f_1-f_2),\ 2f_2,\ 2(f_1-f_2)$	23.7	0.0448	30.2	10.0	2026年5月20日	TTT1
2023 SQ	26.9 ± 1.8	34.3 ± 3.0	5.57	−3		$2f_1,\ 2(f_1-f_2),\ f_1-f_2$	25.0	0.0144	46.1	3.5	2023年9月21日	TTT2
2024 OY2	12.14 ± 0.32	19.14 ± 0.81	1.63	−3	LAM	$2f_2,\ 3f_1,\ 2f_1$	25.1	0.0230	53.9	17.0	2024年8月3日	TTT2
2025 CO3	8.74 ± 0.32	14.43 ± 0.86	3.52	−3		$2f_2,\ 2f_1,\ 3f_1$	23.0	0.0548	34.7	6.0	2025-08-21	TTT1
2025 FB8	1.183 ± 0.017	2.151 ± 0.055	8.78	−3	LAM	$2f_1, f_1+f_2,\ 2(f_1+f_2)$	28.5	0.0041	42.3	4.0	2025-03-27	TTT3
2025 KD	14.35 ± 0.85	23.5 ± 2.3	2.66	−3	LAM	$f_1,\ 2f_1, f_1+2f_2$	25.8	0.0173	37.5	2.1	2025年5月19日	TTT3
2025 MB1	7.32 ± 0.42	8.07 ± 0.51	2.64	−3		$f_1+f_2,\ 2f_2, f_1+2f_2$	24.6	0.0323	36.3	2.9	2025年6月21日	TTT3
2025 MR89	1.447 ± 0.023	5.89 ± 0.38	2.38	−3		$2f_1, f_1-f_2,\ 3f_2$	26.3	0.0189	24.9	2.1	2025年6月29日	TTT3
2025 MZ1	3.103 ± 0.076	6.93 ± 0.38	4.22	−3	LAM	$2f_1,\ 2(f_1+f_2), f_1-f_2$	26.8	0.0138	36.6	5.1	2025年6月24日	TTT3
2025 QE16	3.06 ± 0.11	7.63 ± 0.69	3.86	−3	LAM	$2f_2,\ 2(f_1+f_2), f_2$	25.3	0.0192	36.6	7.2	2025-09-01	TTT3
2025 SA1	6.51 ± 0.49	7.28 ± 0.61	3.45	−3	LAM	$f_2,\ f_1+f_2,\ f_1$	26.2	0.0161	34.6	2.3	2025-09-26	TTT3
2025 SJ15	6.41 ± 0.24	10.76 ± 0.69	1.96	−3	LAM	$2f_2,\ 2f_1, f_2$	24.7	0.0641	15.2	8.5	2025年9月30日	TTT3
2025 UV5	2.278 ± 0.056	3.45 ± 0.13	5.44	−3		$3f_2,\ 2f_1-f_2,\ 2f_1$	26.4	0.0111	57.2	1.8	2025年10月29日	TTT3
2026 EL2	17.1 ± 1.4	20.4 ± 2.0	7.07	−3	LAM	$f_1+f_2,\ -2f_1+3f_2,\ 2f_2$	26.2	0.0150	30.7	6.2	2026年3月15日	TTT3
2024 MK	29.5 ± 2.3	46.3 ± 5.7	11.26	−2		$2f_1-f_2, f_2, f_1-f_2$	22.0	0.0298	101.4	71.7	2024年7月3日	TTT2
2024 SF2	5.89 ± 0.15	19.3 ± 1.7	1.16	−2		$2f_1, f_2, f_1$	24.4	0.0356	43.8	10.0	2024年9月28日	TST
2025 EK4	5.66 ± 0.27	31.8 ± 8.4	6.74	−2		$2f_1, f_1-f_2, f_1+f_2$	24.0	0.0474	53.6	10.0	2025年3月17日	TTT3
2025 QB21	12.57 ± 0.52	33.2 ± 3.6	4.73	−2		$f_1-2f_2,\ 2(f_1-f_2),\ -f_1+3f_2$	26.4	0.0108	34.0	5.0	2025年9月2日	TTT1
2025 QD8	6.31 ± 0.27	18.5 ± 2.3	2.00	−2		$2f_2, f_2, f_1-f_2$	26.1	0.0195	19.7	15.0	2025年8月31日	TTT3
2025 QL7	19.9 ± 1.6	38.5 ± 6.1	10.02	−2		$f_2, f_1-f_2, 2f_1-f_2$	24.1	0.0913	8.8	19.4	2025年8月28日	TTT3
2025 QM23	2.810 ± 0.089	18.5 ± 3.9	2.20	−2		$f_1, 2f_1, 2f_1-3f_2$	26.8	0.0215	20.4	6.4	2025年9月3日	TTT3
2025 QR12	22.5 ± 1.4	40.1 ± 4.3	2.40	−2		$2f_1-f_2,\ 2(f_1-f_2),\ 2f_1-3f_2$	23.8	0.0352	42.7	5.0	2025-09-01	TTT1
2025 SE29	16.01 ± 0.96	46.4 ± 8.1	2.08	−2		$f_1,\ 2f_1-3f_2,\ 3f_2$	22.7	0.0378	12.3	4.0	2025年10月6日	TTT1
2025 UE1	6.43 ± 0.45	22.1 ± 5.3	4.99	−2		$f_1-f_2,\ 2f_2,\ 3f_2$	26.6	0.0085	28.8	10.0	2025年10月21日	TTT3
2025 UU	10.3 ± 1.2	14.6 ± 2.4	1.50	−2		$-f_1+2f_2,\ 2(f_1-f_2), f_1-f_2$	25.7	0.0292	29.4	4.7	2025年10月21日	TTT3
2025 WC5	6.29 ± 0.45	16.9 ± 3.3	4.18	−2		$2f_2,\ -f_1+3f_2,\ f_1-2f_2$	24.9	0.0400	21.0	8.1	2025年11月29日	TTT3
2025 WT3	6.90 ± 0.54	13.4 ± 2.0	2.41	−2		$2f_1-f_2,\ f_1+f_2,\ f_2$	25.6	0.0516	3.0	14.4	2025-12-10	TTT3
2025 YM9	0.478 ± 0.023	3.7 ± 1.4	2.84	−2		$2f_1, f_1, f_1+2f_2$	28.7	0.0062	20.9	2.0	2025-12-31	TTT3
2026 AE	1.921 ± 0.044	14.3 ± 2.4	53.11	−2		$2f_2,\ 3(f_1-f_2),\ 3f_1+f_2$	25.2	0.0484	31.0	40.0	2026-01-10	TTT3
2026 AS2	12.87 ± 0.78	40.0 ± 7.5	1.86	−2		$f_1, f_1-3f_2, 2f_1$	24.2	0.0299	11.0	4.0	2026-01-25	TTT1
2026 BH2	4.81 ± 0.26	12.2 ± 1.7	4.12	−2		$2f_1,\ 2(f_1-f_2),\ 2f_2$	26.6	0.0269	38.0	21.4	2026-01-22	TTT3
2026 JM1	0.878 ± 0.011	11.0 ± 1.7	1.91	−2		$2f_1, f_1, 2f_1+f_2$	27.6	0.0104	25.1	5.0	2026-05-10	TTT4

注释。对于每个天体，我们报告双变量傅里叶分析得到的两个独立周期 $P_1 \le P_2$ 及其形式不确定度 1σ，同时给出双变量拟合相较于单周期模型的改进程度（$\chi^2_{1f}/\chi^2_{\rm 双变量}$）以及质量代码 PAR[a]，用于指示两个周期是否均得到可靠分辨。对于 PAR = −2 天体，P_2 是暂定值。当双变量解的谐波结构符合严格的质量标准时，还会给出暂定的自旋状态分类（模式[b]、LAM 或 SAM）。主导项按拟合谐波振幅从大到小排列。对于 PAR = −2 天体，涉及暂定第二频率的项应谨慎解读。(a) PAR = −3：两个周期均得到可靠分辨（基线为P_2的 >5 个周期，$\chi^2_{1f}/\chi^2_{\rm 双变量} \ge 1.5$）。PAR = −2：检测到非主轴旋转，但$P_2$未得到完全分辨。(b) LAM（长轴模式）或 SAM（短轴模式），根据双变量解的谐波结构指定；不符合质量标准时留空。绝对星等：绝对星等。Δ：地心距离（au）。α：太阳相位角（deg）。以上数值均在拟合片段的中值历元处计算。$T_{\rm exp}$：单帧曝光时间（s）。

我们的样本中有相当一部分位于无黏聚力碎石堆自旋极限之上，因此需要一定程度的内聚力。本文考察了 32 个已确认的翻滚体在周期–尺寸图中的分布，以及这对其内部结构意味着什么。

图3 显示了 32 个已确认的翻滚体（红色圆点）的周期 P_1 与估算直径 D 的关系，同时还展示了 论文 I中的 PA 快速自转小行星（蓝色）、LCDB 和太阳系开放数据库网络（SsODNet）近地小行星样本中 $U \ge 2$ 对应的天体（橙色），以及这些数据库中已收录的翻滚体（绿色三角形）。对于每个翻滚体，我们绘制 P_1——即测得的两个周期中较短的一个——因为这最便于与 PA 样本的单周期自转速率进行直接比较。不过需要指出的是，P_1 未必在物理意义上就是自转周期：如果没有完整的自旋状态模型，就无法判定 P_1 对应的是 P_ϕ 还是 P_ψ。内聚力曲线和直径约定（第 $_V$ = 0。15 节）与 论文 I相同：每条曲线都标示了具有相应内部结构的天体所能维持的最大自旋速率（最短周期），因此，位于某条曲线下方的天体至少需要相应水平的内聚强度。

本研究探测到的翻滚小行星位于周期–尺寸图中一个在现有文献里几乎完全空白的区域。此前确认的翻滚小行星（绿色三角形）集中在长周期和大直径区域；小型近地小行星快速自转体区域（$D \lesssim 100$ 米，$P_1 \lesssim 1$小时）基本无人涉足。本研究的样本填补了这一空白，其中32个已确认的非主轴自转体的直径范围为 ~ 7 至 ~ 140 米，周期范围为0.48至29.5分钟。图3的放大面板突出了这一区域：翻滚小行星和PA 快速自转小行星跨越相同的P–D 区域，两个自转状态之间没有明显的分离。

关于论文 I推导的内聚力极限，32 个翻滚小行星中有 23 个位于弱碎石堆自转极限之上，9 个低于该极限；全部 32 个都低于月壤极限。对此应谨慎解读：每个天体相对于内聚力曲线的位置取决于其估算直径，而直径会因所假设的反照率和绝对星等而存在显著不确定性。此外，内聚力曲线给出的是具有给定强度的天体所能承受的最大自转速率，严格适用于自转周期P_ψ。由于P_1 对某些天体而言可能对应进动周期（P_ϕ），而非自转周期，因此应据此审慎看待图中各个天体位置所对应的结构解释。考虑到这些注意事项，翻滚天体群似乎与论文 I中的 PA 快速自转小行星处于相同的结构区域：该区域需要内聚力，但月壤级强度便已足够。值得注意的是，没有翻滚小行星超过月壤自转极限，这表明它们维持当前自转速率均不需要整体式内部结构。

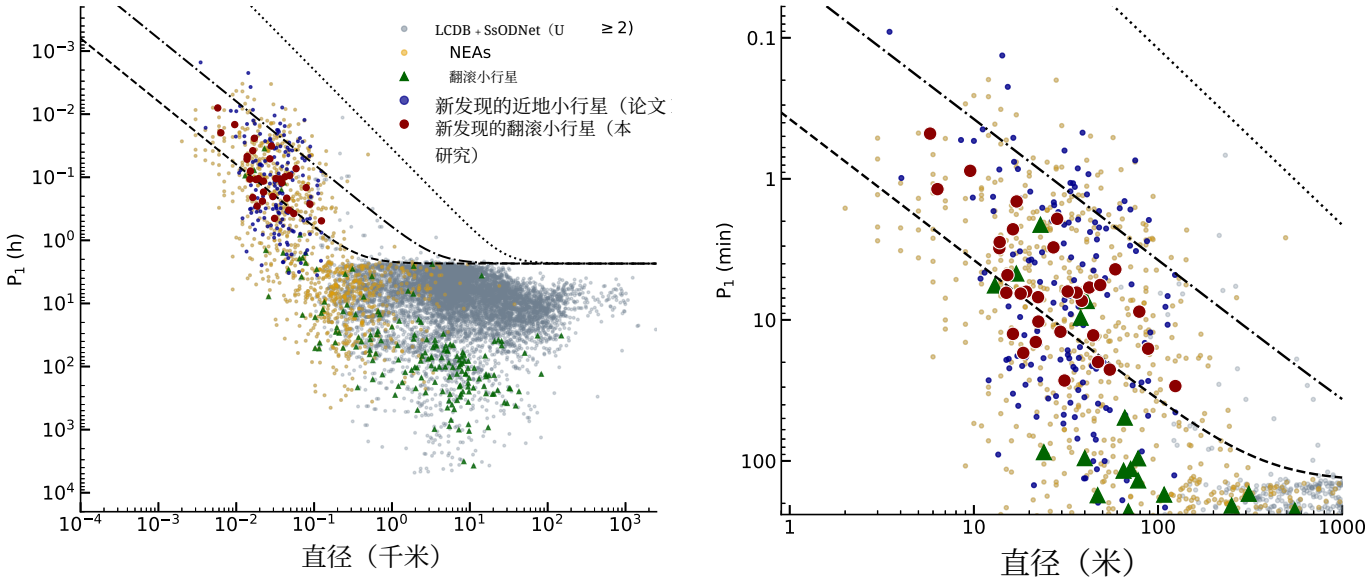


图 3. 周期 P_1 随本研究天体及对比样本直径的变化。左：完整分布。右：缩放至亚千米范围。在两个面板中，灰色点表示来自 LCDB 和 SsODNet 且具有 $U \geq 2$ 的小行星；橙色点表示来自这些目录的近地小行星；蓝色圆圈表示 Alarcon 等人 (2026) 研究中的 131 个 PA 快速自转小行星；绿色三角形表示已列入 LCDB 或 SsODNet 的翻滚小行星；红色圆圈表示本研究提出的 32 个新翻滚小行星。对于新的翻滚小行星，P_1 是两个双变量周期中较短的一个，并不一定对应物理自转周期。假设 $p_V = 0$，根据绝对星等估算直径。15。图中叠加了内聚力曲线：每条曲线表示具有给定内部结构的天体所能维持的最短周期（弱碎石堆、$C \sim 10$ Pa；月球风化层、$C \sim 1$ kPa；整体岩体、$C \propto D^{-0.5}$），因此周期短于相应限值的天体至少需要达到该水平的内聚强度。

4.3. 非主轴旋转的普遍性

为估算非主轴旋转随尺寸变化的普遍程度，我们将论文 *I*中确认的 156 个快速自转天体（自转周期 < 2。2 小时）以及该调查报告的 34 个暂定快速旋转体作为母体样本。为确保观测基线一致，本次分析将翻滚体样本限定为在同一时间窗口内观测的 25 个天体（截至 2025 年 12 月 12 日）。其余 7 个翻滚天体是在之后几个月观测到的，否则会使比较产生偏差。翻滚体总体比例为$f_{\rm tumb}$ = 16。0%（156 个已确认的快速旋转体中有 25 个；若将暂定的快速旋转体计入分母，则为 13。2%）。因此，我们的调查中大约每六个快速自转天体就有一个表现出统计显著的偏离单周期自转现象。

这一总体比例表明，其可能与大小有关。绝对星等为 $H \geq 26$ 的天体显示出$f_{\rm tumb}$ = 22。5%（40 个快速自转天体中有 9 个），而在 。8% 的 $H < 26$（116 个中有 16 个）。表 2总结了这一分类结果。在 $H = 26$ 处进行划分，恰好对应于快速自转天体比例在 论文 I中开始最陡增的大致界限，也对应于内部结构向强度主导转变最为明显的区域。对两个区间中的翻滚体比例进行 Fisher 精确检验，得到 $p = 0$。22，表明在当前样本量下，这一差异在统计学上并不显著。将暂定的快速自转天体计入分母后，结果基本相同。因此，这一趋势虽具有一定提示性，但尚无定论；还需要更大的样本才能加以确认。

这一结果需要加上一项重要的观测方面的注意事项。我们的观测时段为 40–120 分钟，针对快速自转的探测进行了优化，这会对第二周期（P_2）相对于观测时长较长的翻滚小行星产生探测偏差：对于$P_2 \gtrsim$ 40分钟的翻滚天体而言，在单次观测时段内可能无法完成五个完整周期，从而难以恢复其双变量特征。由于较长的P_2 值在较大、较明亮的天体中更为常见，

表 2。 快速自转天体中非主轴旋转的普遍性与绝对星等的关系。

星等	$N_{\rm FR}$	$N_{\rm tumb}$	$f_{\rm tumb}$
绝对星等 < 26	116 (+26)	16	13.8% (11.3%)
绝对星等 ≥ 26	40 (+8)	9	22.5% (18.8%)
总计	156 (+34)	25	16.0% (13.2%)

注释。 $N_{\rm FR}$ 为论文 I 中已确认的快速旋转体数量，论文 I 和$N_{\rm tumb}$ 为本研究中已确认的翻滚体数量。括号中的数值将暂定的快速旋转体计入分母。

这种偏差会抑制样本大尺寸端的 $f_{\rm tumb}$ 。同样的效应也解释了图 ff3 中 $P_1 \gtrsim 40$ 分钟的翻滚天体相对稀少。如果这些周期在较大天体中更为常见，那么由此造成的不完整性将优先降低 H < 26 星等区间中的探测比例，并可能产生或增强向较小尺寸方向增加的表观趋势。因此，观测到的差异不能被解释为内在尺寸依赖性的下限。要量化这种依赖性，需要评估探测效率随周期、振幅、测光精度和观测基线的变化。

向更小尺寸方向的明显增加是违反直觉的。对于更小且旋转更快的天体，内部耗散应能更有效地阻尼非主轴旋转，因此人们会预期翻滚体比例随绝对星等增加而降低。如果得到确认，这一相反趋势将表明，在这一尺寸范围内，激发并维持非主轴旋转的机制具有足够高的效率，能够抵消阻尼作用，不断补充翻滚天体族群。下一节中，我们将考察三种可能在这些尺寸下产生并维持快速翻滚体的途径。

5. 讨论：快速翻滚小行星的形成途径

我们确定并讨论了三种可能导致本文所报告的快速翻滚小行星的途径。这些可能的途径分别是灾变性破碎、YORP效应导致的解体，以及YORP自旋加速动力学。下文将对每一种途径进行讨论，并说明其可能产生的影响，以及未来可以检验的相关内容。当然，我们也注意到，可能还存在本文尚未识别的其他途径。

5.1. 灾变性破碎

众所周知，随着小行星尺寸减小，其抵抗破碎的寿命也会缩短。这是由于它们的破碎能量值较低，因此容易受到较小撞击，并最终导致灾变性破碎（Holsapple等人（2002））。对于本文所研究的这类天体而言，它们由较大天体灾变性破碎形成并非不可能。天体的灾变性破碎可能会将其击碎；如果母体尺寸相对较小，则无法提供足够的引力吸引来留住这些组成部分。在破碎过程中，各个组成部分会受到冲击和巨大作用力，从而快速旋转并立即进入翻滚状态。这一点已作为一系列更大规模撞击实验的一部分得到实验研究（Giblin和Farinella（1997）；Giblin等人（1998））。

在Asphaug等人（1998）中，研究人员利用Castalia小行星的雷达反演形状模型（Hudson和Ostro（1994）），针对一颗小行星的灾变性破碎进行了多次数值模拟。在后续分析中，研究人员根据碎块的形状、转动惯量和自转状态，分析了该天体发生灾变性破碎后的结果（Asphaug和Scheeres（1999））。值得注意的是，该分析得出的旋转状态与当前观测结果相符。该研究中的碎片尺寸从约15米到少数较大的约400米不等。破碎后产生的自旋周期从0.02小时到数小时不等，其中大多数自旋周期在0.1–1小时范围内。最后，这些天体在短轴模式（SAM）和长轴模式（LAM）自旋状态之间的分布相对均匀。这些数值范围与观测到的天体相似。然而，LAM和SAM状态的相对频率无法进行有意义的比较。我们的模态判定仅依据八个天体的单历元光谱（第4.1节），样本数量过少且约束不足，无法检验破碎模拟所预测的LAM–SAM近乎均匀分布。

由于这些组成部分的形成过程涉及造成破碎的大规模应力波，因此它们很可能都是整体岩体。因此，如果未来的观测发现小型快速自转天体实际上仍是碎石堆（见下一条途径），这将排除灾变性破碎这一形成途径。

*5.2. YORP*解体

如果考虑碎石堆小行星中内聚力的影响，就会出现另一条产生翻滚且快速旋转小行星群体的途径。即使内聚力非常微弱——早期的小行星研究已记录过这种情况（Hirabayashi 等，2014；Hirabayashi 与 Scheeres，2015；Hirabayashi 等，2019）——碎石堆小行星也能以超过其旋转裂变阈值的速度自旋。因此，如果碎石堆小行星具有少量内聚强度（由颗粒之间的黏附作用或空间环境中的烧结造成），它就可能以超过无内聚颗粒集合通常裂变极限的速度自旋（Scheeres 与 Sánchez，2018）。对于小天体而言，只需增加相当有限的强度，就能显著提高自旋速率；此前的论文已对此进行了估算和测量，相关文献如上所引。如果天体的自旋速度超过其通常无内聚裂变极限的$\sqrt{2}$ 倍，这一过程的最终状态可能会导致碎石堆在有限时间内解体。例如，密度为 2 gcm^{-3}的天体，其自旋周期短于 1.65 小时时便会如此。超过这一自旋速率后，天体裂变时，其组成部分会立即彼此逃离；不过，这些组成部分通常仍会保持碎石堆形态，只是体积更小、组成部分更少。由于内聚碎石堆的裂变会发生在应力最高的中心位置，因此内聚碎石堆很可能裂变成两个更小的内聚碎石堆（Hirabayashi 与 Scheeres，2019）。新的碎石堆小行星实际上会更强（因为向心加速度所致的应力会降低），因此需要以更快的速度自旋才会裂变。随后，YORP效应可以再次使这些天体加速自旋，直至它们裂变；这一过程不断重复，直到天体只剩下整体岩体组成部分。需要指出的是，即使母体碎石堆均匀旋转，裂变后的天体通常也会立即进入翻滚状态，因此也可能是观测到的快速翻滚体的来源。这种解体过程的细节见Scheeres（2018），并在其中进行了分析。

此处报告的翻滚小行星与这一图景相符：32 个天体中有 23 个超过了无内聚力碎石堆的自转极限，但没有一个超过月壤极限（第 4.2 节）。因此，它们的自转状态需要内聚力，但只需达到上文提及的适度水平，而且没有一个需要整体岩体内部结构。在此模型中，目前观测到的快速翻滚体中，可能有一部分是碎石堆天体，它们正加速自转，直至发生下一次裂变。理想情况下，要检验这一模型，需要证明这一类天体中有一个是碎石堆：可以通过观测其发生裂变来证明，也可以通过对天体进行高分辨率观测来证明，例如利用航天器观测。

5.3. 小天体上的*YORP*动力学

第三种途径源于YORP效应可在小天体上引发的复杂旋转动力学。传统的YORP自旋加速图景适用于直径数百米及以上的天体，设想一颗均匀旋转的小行星，其自旋速率随时间长期持续增加。在尺寸较小时，这种动力学会丰富得多。Benson & Scheeres (2026)研究了1–10米的小行星，采用一种最初为模拟失效地球轨道卫星的旋转动力学而开发的形式体系（Benson & Scheeres 2021a,b,2022）；这些卫星的自转状态会在太阳辐射压作用下迅速改变。小行星也会受到类似的影响，只是时间尺度更长。

在较低的自旋速率下，天体的旋转角动量可以跟随太阳方向并绕其进动，从而在匀速旋转和非主轴旋转之间反复循环。这些缓慢的翻滚周期可能会因周期比达到共振而中断（即 P_ψ/P_ϕ 趋近于整数之比），此后随着两个周期同步变化以保持共振，自旋速率会长期增加。这种“失控共振”行为已在绕地球运行的卫星模拟中被观察到（Bensonetal. 2018；Benson& Scheeres 2022）。共振状态

本身似乎并不稳定，因此天体最终会在保持较高自旋速率和翻滚状态的情况下脱离共振，直至松弛。

相同的模拟还揭示了另外两种导致快速翻滚的途径。在某些情况下，演化会趋近于一个极限环，在该极限环中，翻滚天体会持续加速自旋，而不需要经过共振；在另一些情况下，天体会绕其最小转动惯量轴加速自旋，在给定转矩下可达到更高的自旋速率。在这两种情况下，一旦自旋速率足够高，能量耗散便开始使天体恢复稳定，从而确保其在耗散时间尺度内始终处于翻滚状态。

共振途径的一个可检验特征是，即使光变曲线本身很复杂，其主导光变曲线频率也应全部是某个单一低频率的倍数。我们的数据无法进行这种检验。对P_2 的形式不确定度足够大，以至于 1σ 典型周期比的区间涵盖一个或多个低阶共振，因此，与共振状态的形式一致性不具有诊断意义。要区分共振构型与非共振构型，需要对周期进行精度显著高于本文所能提供的单次观测时段基线的测定。因此，要量化小型小行星多么频繁地陷入这些不断演化的自转状态，还需要进一步分析；不过，已失效的绕地卫星中也记录到了相同的行为（Benson & Scheeres2021a），这表明它们很可能解释了此处观测到的状态。

6. 结论

我们利用高频采样测光的双变量傅里叶分析，对论文 I中的快速自转近地小行星开展了系统的非主轴旋转搜索。主要结果如下。

1. 在分析的42个非主轴旋转候选体中，32个确认是翻滚小行星：其中14个的两个周期均得到可靠分辨（PAR = −3），另有18个检测到非主轴旋转，但第二周期仍难以确定（PAR = −2）。这是迄今建立的最大同质快速翻滚体样本。2. 得到的周期范围为0.48 ≤ P_1 ≤ 29.5 min和2.15 ≤ P_2 ≤ 46.4 min，直径范围为 ∼ 7–140米。据我们所知，2025 FB8的P_1 = 71秒和D ∼ 7 米，使其成为两个周期均已分辨的自转最快、尺寸最小的翻滚小行星，将已知翻滚体群体扩展至小于10米尺度范围。3. 有8个PAR = −3 天体符合谐波质量标准，可暂定其模态，且全部与LAM旋转一致。没有天体符合短轴模式解的全部标准。由于每个目标仅有一种观测几何，无法据此约束真实的LAM/SAM比值。4. 快速自转天体中的翻滚体比例为$f_{\rm tumb}$ = 16.0%，从H < 26 时的13.8%上升至H ≥ 26时的22.5%。这两个数值都是下限：随着P_2 相对于观测时长增加，我们对第二周期的探测灵敏度会下降；而较长的P_2 在较大天体中更常见，因此会使$f_{\rm tumb}$ 在H < 26 区间内更明显地偏低，并可能解释部分乃至全部表观差异。5. 在周期—尺寸平面上，翻滚小行星与PA快速自转小行星占据同一区域，两种自转状态之间没有明显的分区。32个天体中有23个位于无内聚力碎石堆的自转极限之上，但没有一个超过月壤极限：它们需要内聚力，但所需程度不高，也没有天体需要整体式内部结构。

在最小尺寸的天体中，非主轴旋转依然十分常见；而内部耗散在这些天体中本应最有效地抑制这种旋转，这意味着激发机制和维持机制至少同样有效。我们讨论了三种与观测结果相符的途径——较大母体发生灾变性破碎、YORP效应驱动内聚碎石堆解体，以及YORP效应在米级天体中诱发的复杂自转动力学——这些途径对最终形成天体的内部结构有不同的预测。要区分这些途径，需要对单个快速翻滚体进行分辨观测，或以足够精确的周期测定来检验是否存在自转共振；单次观测时段的巡天测光尚无法做到这一点。

数据可用性

本研究中所有天体的自转参数推导结果和经过校准的测光数据，都将通过 LCDB 向学术界开放。此外，巡天测光数据（包括论文 I 和本文中分析的数据）也将通过 AsteroiDB（Alarcon 等人 2024）公开。读者可借助这些工具查看各个天体的光变曲线、周期搜索和拟合解，包括被归类为 PAR = −2 和 PAR = −3的天体，并探索其他频率组合，评估所报告解的局限性。

致谢。本文基于在加那利群岛特内里费岛的泰德天文台使用双米双筒望远镜（TTT）进行的观测；该望远镜由 Light Bridges 运营，观测地点为加那利天体物理研究所（IAC）。本研究使用的观测时间权（DTO）来自 PEI“FASTROTA26”。本研究还使用了 ASTRO POC 在特内里费岛的 EDGE计算中心提供的存储和计算能力，形式为不可撤销计算权（ICR），使用额度来自 PEI“FASTROTA26”。Antonio Maudes 博士在经济学和法律方面的见解对本研究的开展起到了重要作用。M.R.A. 和 J.L. 感谢通过项目 PID2024-160618NB-C22“原始小行星中的含水矿物和有机化合物 2”获得的经费支持，该项目由 MICIU/AEI/10.13039/501100011033 和欧洲区域发展基金（ERDF）、欧盟资助；同时感谢加那利天体物理研究所获授的 Severo Ochoa卓越中心认证（项目编号 CEX2025-001609-S），该项目由 MICIU/AEI/10.13039/501100011033 资助。

参考文献

Alarcon, M. R.、Licandro, J. 和 Serra-Ricart, M. 2024，载于欧洲行星科学大会，EPSC2024–640；Alarcon, M. R.、Licandro, J. 和 Serra-Ricart, M. 2026，《天文学与天体物理学》，707，A262；Alarcon, M. R.、Licandro, J.、Serra-Ricart, M. 等 2023，《太平洋天文学会刊》，135，055001；Asphaug, E.、Ostro, S. J.、Hudson, R. S.、Scheeres, D. J. 和 Benz, W. 1998，《自然》，393，437；Asphaug, E. 和 Scheeres, D. J. 1999，《伊卡洛斯》，139，383；Benson, C. J. 和 Scheeres, D. J. 2021a，《制导、控制与动力学杂志》，44，749；Benson, C. J. 和 Scheeres, D. J. 2021b，《制导、控制与动力学杂志》，44，2143；Benson, C. J. 和 Scheeres, D. J. 2022，《制导、控制与动力学杂志》，45，1830；Benson, C. J. 和 Scheeres, D. J. 2026，《伊卡洛斯》，444，116794；Benson, C. J.、Scheeres, D. J.、Brozovi´c, M. 等 2023，《伊卡洛斯》，390，115324；Benson, C. J.、Scheeres, D. J.、Ryan, W. H. 和 Ryan, E. V. 2018，载于《先进毛伊岛光学与空间监视技术会议论文集》，美国夏威夷州毛伊岛；Breiter, S. 和 Murawiecka, M. 2015，《皇家天文学会月刊》，449，2489；Frouard, J. 和 Efroimsky, M. 2018，《皇家天文学会月刊》，473，728；Giblin, I. 和 Farinella, P. 1997，《伊卡洛斯》，127，424；Giblin, I.、Martelli, G.、Farinella, P. 等 1998，《伊卡洛斯》，134，77；Harris, A. W. 1994，《伊卡洛斯》，107，209；Henych, T. 和 Pravec, P. 2013，《皇家天文学会月刊》，432，1623；Hirabayashi, M. 和 Scheeres, D. J. 2015，《天体物理学杂志》，798，L8；Hirabayashi, M. 和 Scheeres, D. J. 2019，《伊卡洛斯》，317，354

Hirabayashi, M.、Scheeres, D. J.、Sánchez, D. P. 和 Gabriel, T. 2014，《天体物理学杂志》，789，L12；Hirabayashi, M.、Tatsumi, E.、Miyamoto, H. 等 2019，《天体物理学杂志》，874，L10；Holsapple, K.、Giblin, I.、Housen, K.、Nakamura, A. 和 Ryan, E. 2002，载于《小行星 III》，W. F. Bottke Jr.、A. Cellino、P. Paolicchi 和 R. P. Binzel 编，443–462；Holsapple, K. A. 2007，《伊卡洛斯》，187，500；Hudson, R. S. 和 Ostro, S. J. 1994，《科学》，263，940；Kaasalainen, M. 2001，《天文学与天体物理学》，376，302；Lee, H.-J.、ˇ Durech, J.、Vokrouhlický, D. 等 2021，《天文学杂志》，161，112；Pravec, P. 和 Harris, A. W. 2000，《伊卡洛斯》，148，12；Pravec, P.、Harris, A. W.、Scheirich, P. 等 2005，《伊卡洛斯》，173，108；Pravec, P.、Scheirich, P.、ˇ Durech, J. 等 2014，《伊卡洛斯》，233，48；Rozitis, B. 和 Green, S. F. 2013，《皇家天文学会月刊》，430，1376；Rubincam, D. P. 2000，《伊卡洛斯》，148，2；Sanchez, J. A.、Reddy, V.、Thirouin, A. 等 2024，《行星科学杂志》，5，131；Scheeres, D. J. 2018，《伊卡洛斯》，304，183；Scheeres, D. J.、Hartzell, C. M.、Sánchez, P. 和 Swift, M. 2010，《伊卡洛斯》，210，968；Scheeres, D. J.、Ostro, S. J.、Werner, R. A.、Asphaug, E. 和 Hudson, R. S. 2000，《伊卡洛斯》，147，106；Scheeres, D. J. 和 Sánchez, P. 2018，《地球与行星科学进展》，5，25；Schwarz, G. 1978，《统计年鉴》，6，461；Sharma, I.、Burns, J. A. 和 Hui, C.-Y. 2005，《皇家天文学会月刊》，359，79；Thirouin, A.、Moskovitz, N. A.、Binzel, R. P. 等 2018，《天体物理学杂志增刊》，239，4；ˇDurech, J.、Vokrouhlický, D.、Pravec, P. 等 2024，《天文学与天体物理学》，682，A93；Vokrouhlický, D.、Breiter, S.、Nesvorný, D. 和 Bottke, W. F. 2007，《伊卡洛斯》，191，636；Warner, B. D.、Harris, A. W. 和 Pravec, P. 2009，《伊卡洛斯》，202，134