Draft version November 25, 2026年 使用 LaTeX 排版 双栏 格式，采用 AASTeX7.0.1

arXiv:2611.32109v1 [astro-ph.EP] 24 Nov 2026

木星不断演化的内部结构是木卫二间歇性加热的来源

Jasmine Sun,[1,2] Benjamin Idini,[3] and Ruth Murray-Clay[3]

[1] Department of Physics, Brown University, Providence, RI 02912, USA [2] Department of Earth, Environmental and Planetary Sciences, Brown University, Providence, RI 02912, USA
[3] Department of Astronomy & Astrophysics, University of California, Santa Cruz, Santa Cruz, CA 95064, USA

摘要

木星内部结构的演化可通过频率相关的潮汐耗散影响其卫星的轨道演化。我们研究伽利略卫星与木星振荡模态之间的遭遇如何影响拉普拉斯共振的稳定性以及木卫二的潮汐加热。我们使用 N体积分器 REBOUNDx，模拟木卫一、木卫二和木卫三的动力学轨道演化，并采用根据木星内部结构的三种代表性模型推导出的潮汐迁移时间尺度。与木星潮汐共振的遭遇可能改变拉普拉斯角的天平动状态、激发轨道偏心率，和／或破坏拉普拉斯共振链。卫星系统的演化结果取决于哪颗卫星经历了增强的潮汐迁移。涉及木卫一或木卫二的共振锁定能够维持拉普拉斯共振链向外迁移，而木卫三的共振锁定则会破坏该共振链。值得注意的是，暂态共振穿越能够激发木卫二的偏心率，而不会破坏拉普拉斯共振。在我们采用的偏心率阻尼方案下，基准潮汐功率通常约为 10^{11}-10^{12} W，而暂态事件期间的功率可达到其约一个数量级之高。这些结果为木卫二的间歇性潮汐加热提供了一种机制，而无需卫星内部发生热反馈。

关键词：伽利略卫星（627）—天然卫星动力学（2212）— 轨道演化（1178）—潮汐（1702）—轨道共振（1181）— 天体力学（211）

1. 引言

木卫二在构造活动频繁的冰壳下方拥有地下海洋，使其成为探索地球之外生命的重要目标（S. D. Vance 2023年）。其年轻的（< 100 百万年）表面保存着复杂的构造演化记录，其中包括交切条带，表明曾发生过连续的变形阶段（E. J. Leonard 2024年；L. M. Prockter 2002年）。因此，木卫二的变形历史可能包含有关其内部加热如何随时间变化的线索。

拉普拉斯共振是木卫二非零偏心率的主要来源，维持着长期潮汐加热，其强度近似按 $e_{\rm Eu}^2$ 缩放。因此，人们认为，偏心率增强的阶段会改变木卫二冰壳的厚度和流变学特性，随后发生的冷却或再冻结则会促成表面变形（F. Nimmo 2004年；S. M. Howell & R. T. Pap-palardo 2018年；M. Kihoulou 等 2025年）。

除了卫星之间的相互作用外，木星内部的潮汐耗散还会驱动伽利略卫星向外迁移，因为木星的自转速度远快于卫星的公转速度。每颗卫星都会以不同的潮汐频率对木星施加作用ω_f，如图 1 所示。木星的潮汐响应强烈依赖于频率：推动卫星向外迁移的动力潮汐，其振幅和相位会随 ω_f 变化；当强迫频率接近某个内部振荡模态的频率时，响应和相位都可能增强。随着木星内部结构演化，其模态谱也会发生变化，使相关潮汐共振扫过卫星系统，并改变作用于卫星的潮汐力矩。某颗卫星可能短暂穿越其中一个共振，或进入共振锁定状态；在这种状态下，其轨道演化会持续与不断变化的模态频率耦合（J. Fuller 等 2016）。由此产生的迁移变化可以通过木卫一–木卫二和木卫二–木卫三的 2:1平均运动共振传播，进而改变整个拉普拉斯共振链的演化。

电子邮箱：jasmine_l_sun@brown.edu

木星内部结构与卫星轨道的相互作用，对系统动力学产生了深远影响

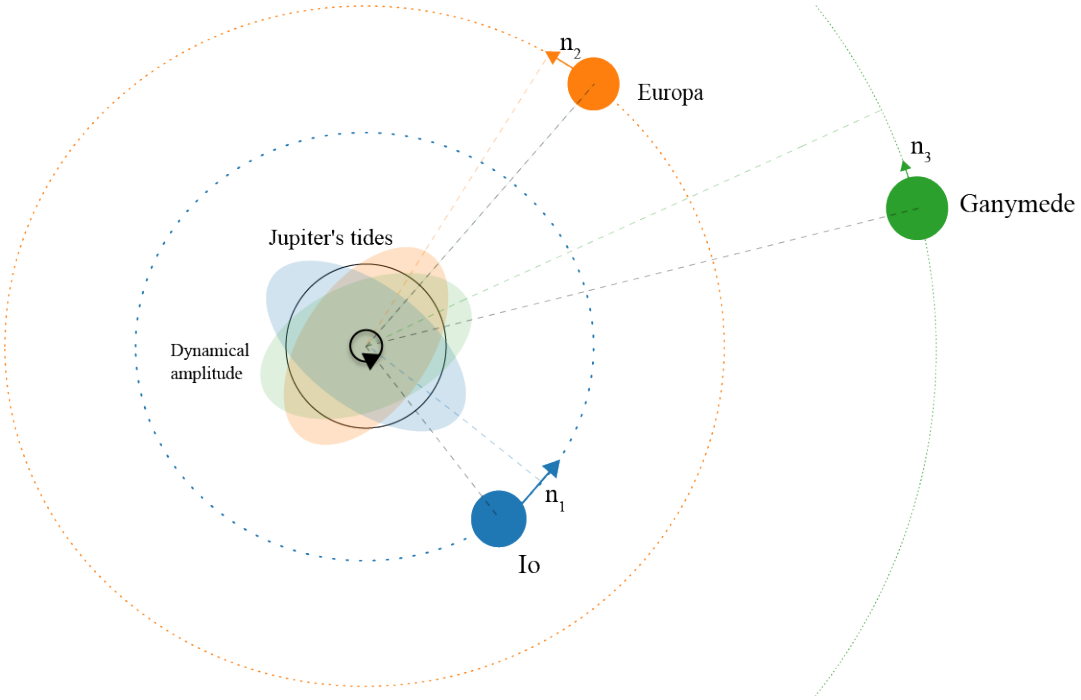


图1。 木星一受到木卫一、木卫二和木卫三潮汐强迫的示意图。由于木星的自转速度远快于这些卫星的公转速度，其耗散性潮汐响应偏离每条卫星—木星连线并超前，从而施加向前的力矩，将角动量从木星自转传递至这些卫星的轨道。箭头表示这些卫星的轨道频率 n_i，其近似遵循拉普拉斯整比关系（$n_i/n_{i+1} \approx 2$）。每颗卫星都以不同的潮汐频率 $\omega_f = m(\Omega_J - n)$对木星施加潮汐强迫，从而产生依赖于频率的动力学潮汐响应。

。超越拉普拉斯共振最简单的动力学模型，拉普拉斯角并不总是围绕 π振荡。在一项纯动力学研究中，R.Greenberg (1987年证明，当伽利略卫星处于足够深的平均运动共振时，可能出现稳定的非对称天平动中心；S. J. Peale& M.H.Lee(2002年的原始迁移模拟也得到了这一结果。本文探讨这些三体平均运动共振态如何响应卫星偏心率阻尼的变化，以及木星不断演变的振荡模态所驱动的差分迁移。

先前的研究考察了由卫星内部结构与共振轨道演化之间的反馈驱动的间歇性潮汐加热（C. F. Yoder & S. J. Peale 1981年；G. W. Ojakangas & D. Stevenson 1986年；H. Hussmann & T. Spohn 2004年；A. Bagheri 等 2026年）。在本文中，我们考察一种不同的加热变异来源：随着木星振荡模态的演化，木星施加的潮汐力矩发生变化。这一新机制不要求卫星流变学随时间变化，并且通常会产生不规则而非周期性的加热事件。

在介绍了我们的时间相关潮汐模型和数值方法（§2–3）之后，我们考察了采用恒定潮汐品质因数 Q 的模拟中拉普拉斯共振角的不对称振动（§4），随后讨论由木星不断演化的模态驱动的共振穿越与锁定（§5）。然后，我们估算由此产生的木卫二潮汐加热，并讨论其潜在的构造影响（§6）。

2. 潮汐理论

2.1. 木星内部的潮汐耗散

我们考虑木星内部潮汐耗散的两种参数化方案。作为基准，我们采用恒定的潮汐品质因数 Q，对于该方案，卫星的半长轴迁移时间尺度与 Q 之间的关系为（C. D.Murray& S.F. Dermott 1999）

$$Q = 3k_2 \frac{m_s}{M_J} \left(\frac{R_J}{a}\right)^5 n\tau_a, \tag{1}$$

其中， $\tau_a = a/\dot{a}$、 k_2 是木星的Love数， m_s 是卫星质量， a 是其半长轴， n 是卫星轨道频率。

我们还构建了一种频率依赖潮汐模型，在潮汐强迫与木星内部振荡模态之间发生共振时，耗散会得到增强。对于方位数为 m 的模态，木星旋转参考系中的潮汐强迫频率为

$$\omega_f = m(\Omega - n), \tag{2}$$

其中 Ω 是木星的自转频率。当 ω_f 接近正则模频率 ω_α 时，动力学潮汐响应会发生共振增强，耗散随之增大，从而产生轨道快速迁移的狭窄区域（J. Fuller 等 2016）。

我们计算了木星稀释核三种典型模型（图2b）对应的频率相关迁移曲线。我们使用*interiorize* (B. Idini & D. J.Stevenson2022) 构建木星的静力学模型，并使用 GYRE（R.Townsend & S. Teitler2013）计算其相应的正则模。通过对模态频率施加一阶微扰修正来纳入自转效应（D.Lai 2021）。我们考虑了具有（ℓ，m）=（2，2）、（4，4）、（4，2）、（3，3）和（3，1）的模态潮汐强迫。用于构建迁移曲线的详细模态频率修正、潮汐耦合系数和湍流阻尼方案见附录A。

我们通过对木星的正则模频率施加指数漂移，并设定一个共同的特征时间尺度 $t_{\rm evol}$，来近似木星内部演化的影响：

$$\omega_\alpha(t) = \omega_\alpha(0)\exp\left(\frac{t}{t_{\rm evol}}\right), \tag{3}$$

其中我们采用 $t_{\rm evol}$ = 40–50 十亿年。这一数值是一个基准演化时间尺度，其依据是巨行星共振锁定模型（J. Fuller 等 2016），而不是针对木星的详细热演化计算。

对于每颗卫星，对木星所做的功通过求和该卫星激发的各个模态所对应的能量传递来获得。相应的轨道迁移时间尺度为

$$\tau_a = -\frac{E_{\rm orb}}{\sum_\alpha \dot{E}_\alpha}, \tag{4}$$

其中 $E_{\rm orb}$ 为该卫星的轨道能量，而 E_α 为与模态 α相关的能量传递率。所得的 $\tau_a(a)$ 分布如图 2a 所示。在共振之间，轨道迁移较慢；而在各个潮汐共振附近，τ_a 可能会降低几个数量级。随着木星演化，这些共振特征会扫过卫星系统，使卫星能够穿越各个共振，或暂时处于共振锁定状态。

2.2. 木卫二内部的热产生

我们使用传统关系估算木卫二内部的潮汐热产生（S. J.Peale 和 P. Cassen 1978年；S.Peale 2003；J. Meyer 和 J. Wisdom 2007年；J. Fuller 等，2016年）

$$\dot{E} = \frac{\mathcal{G}M_J m e^2}{a\tau_e}, \tag{5}$$

其中，M_J 和 m 分别为木星和木卫二的质量，a和 e 分别为木卫二的半长轴和偏心率，τ_e 为其偏心率阻尼时间尺度的正值。对于固定的 τ_e，由于加热速率与 e^2 成正比，轨道动力学导致的木卫二偏心率变化可能引起潮汐热产生更大幅度的相对变化。

3. 潮汐作用下轨道演化的数值积分

我们使用 REBOUNDx（版本 4.6.1；D. Tamayo 等，2020年）进行模拟。REBOUNDx 是 N体积分器 REBOUND（版本 4.6.0；H. Rein 和 S.-F. Liu，2012年）的扩展。我们使用 REBOUNDx 中的修改轨道力模块（J. C. B. Papaloizou 和 J. D. Larwood，2000年；V. B. Kostov 等，2016年）来纳入非保守的轨道演化。我们通过以下时间尺度设定半长轴迁移和偏心率阻尼：

$$\tau_a \equiv \frac{a}{\dot{a}}, \qquad \tau_e \equiv \left|\frac{e}{\dot{e}}\right|, \tag{6}$$

其中，$\tau_e > 0$ 表示偏心率阻尼时间尺度的大小。

这些时间尺度描述了非保守力作用于孤立卫星时所产生的长期演化。正值 τ_a 表示向外迁移，而τ_e 表示偏心率阻尼时间尺度的正值大小。由于偏心率阻尼也会改变半长轴，且共振相互作用会使卫星之间交换角动量，实际轨道迁移速率不一定与 $1/\tau_a$完全相同。

为分离卫星内部结构流变反馈的影响，我们在每次依赖频率的积分中采用恒定的偏心率阻尼时间尺度，其中 $\tau_{e,\ \rm Io} = 6\times10^6$ 年。我们设定 $\tau_{e,\ \rm Europa} = \tau_{e,\ \rm Ganymede} = 50\tau_{e,\ \rm Io}$。这些选择的依据是数量级上的潮汐阻尼估算（C. D.Murray & S. F. Dermott 1999），但由于卫星耗散取决于内部结构，因此将其作为模型参数处理。在第 4 节的恒定-Q实验中，我们改为为三颗卫星赋予相同的偏心率阻尼时间尺度，并改变其大小，以考察天平动状态之间的转变（表1）。

频率相关的潮汐剖面仅针对初始正规模谱计算。为计入木星模态后续的演化，而无需在每个时间步长重新计算振荡谱，我们将瞬时潮汐强迫频率映射回初始潮汐剖面中的等效位置。

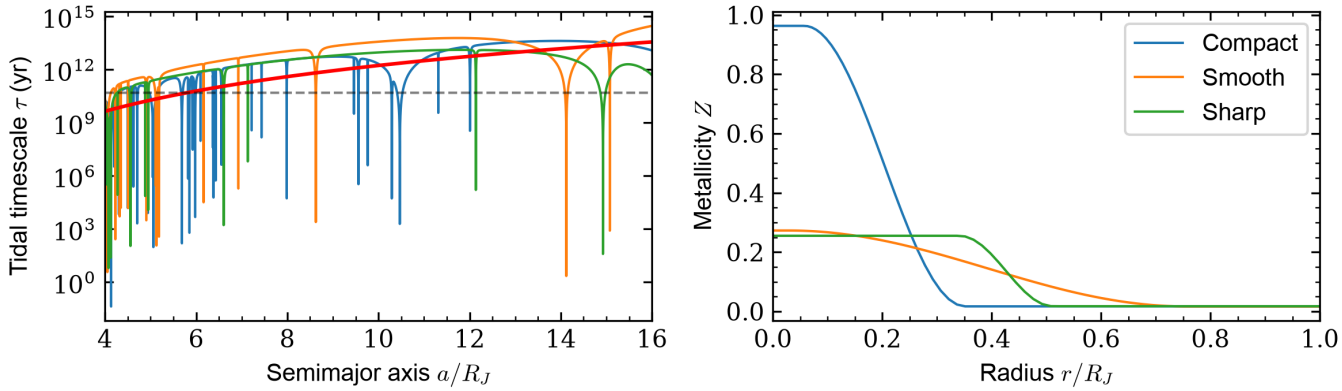


图2。（a）半长轴演化时间尺度 τ_a 由木星稀释核三种代表性模型中振荡的潮汐激发产生。尖锐特征表示，对于质量为 $m_s = 10^{25}$ g 的参考卫星，卫星强迫与木星振荡模之间的潮汐共振。红线表示恒定的Q 潮汐模型，用于与 $Q = 10^5$进行比较。虚线表示本文采用的正规模演化时间尺度 $t_{\rm evol} = 50$ 十亿年。（b）木星稀释核模型：紧致（Y. Miguel 等，2022年；S. Howard 等，2023年；M. Ziv 等，2024年）、平滑（F. Debras 和 G. Chabrier，2019年）以及尖锐（B. Militzer 等，2022年；S. Howard 等，2023年；M. Ziv 等，2024年）。金属丰度是重元素质量相对于总质量的质量分数。三种模型都拟合了相同的木星平均半径。

我们假设模态频率以共同的时间尺度呈指数演化 $t_{\rm evol}$（方程 3），并考察 40–50 十亿年的取值。这些示例性的内部演化时间尺度源于共振锁定框架的启发，见 J. Fuller 等人（2016年），而非直接测得的木星模态演化速率。

对于强迫频率 $\omega_f = m(\Omega_J - n)$，初始剖面中与之对应的频率为

$$\omega_{f,\rm back} = \omega_f \exp\left(-\frac{t}{t_{\rm evol}}\right). \tag{7}$$

由此可得

$$n_{\rm back} = n\exp\left(-\frac{t}{t_{\rm evol}}\right) + \Omega_J\left[1-\exp\left(-\frac{t}{t_{\rm evol}}\right)\right], \tag{8}$$

其中，n 是卫星瞬时的密切平均运动，木星的自转频率 Ω_J 保持不变。查找半长轴为

$$a_{\rm back} = \left(\frac{\mathcal{G}M_J}{n_{\rm back}^2}\right)^{1/3}. \tag{9}$$

对于每颗卫星 i，我们在其查找半长轴处对初始潮汐剖面进行插值，并按卫星质量对所得迁移时间尺度进行缩放：

$$\tau_{a,i}(a_i,t) = \frac{m_{\rm ref}}{m_i}\tau_{a,0}(a_{{\rm back},i}), \qquad m_{\rm ref} = 10^{25}\ {\rm g}. \tag{10}$$

此处，$\tau_{a,\,0}$ 是针对参考卫星计算的未加速迁移时间尺度。查找坐标并不代表卫星在更早时期的实际轨道状态。

木卫一的初始半长轴作为自由参数，其半长轴小于当前值为 $6.03R_J$，因为卫星的形成时间和迁移速率仍不确定。各项实验的具体初始条件将在相应章节中介绍。

在主要模拟中，我们使用 WHFast 积分器（H.Rein &D.Tamayo2015），每个木卫一轨道周期进行 15 个积分步。为降低计算成本，我们将 τ_a，τ_e和$t_{\rm evol}$ 同时乘以一个共同因子 $s = 10^{-5}$–10^{-4}，以加速长期演化。以往对伽利略卫星潮汐演化的研究也采用过这种加速方法，前提是耗散演化相对于共振动力学足够缓慢（R. Malhotra 1991；A.P. Showman&R. Malhotra 1997；G. Larietal. 2020）。

对于频率依赖潮汐模型，我们采用自适应潮汐力更新策略。我们识别初始潮汐剖面中未加速参考迁移时间尺度低于 10^9 年的区间，并将这些区域向两侧各扩展 $0.01R_J$。当任一卫星的查找坐标进入这些区域之一时，我们按照每个木卫一轨道周期10次的频率更新潮汐迁移时间尺度。在这些区域之外，更新则按照较为稀疏的时间表进行。两次更新之间潮汐力保持不变，而引力积分继续按照 WHFast 时间步长进行。

为检验木星模态共振附近的数值稳定性，我们使用更精细的潮汐更新和更弱的长期加速度，基于保存的轨道快照重复选取的遭遇。具有代表性的验证积分采用 $s = 10^{-3}$、每个木卫一轨道进行 20 次 WHFast 步进，以及每个木卫一轨道进行 10 次潮汐更新。我们将所得的共振锁定行为、拉普拉斯共振的维持情况和偏心率激发与原始

τ_e	τ_a/τ_e (木卫一)	% SL	% AL	$e_{\max}$ (木卫二)
10^9 年	2	0%	100%	0.30
10^7 年	$2 \cdot 10^2$	20%	80%	0.15
10^6 年	$2 \cdot 10^3$	100%	0%	0.01

表 1。 采用不同设定的偏心率阻尼时间尺度（对三颗卫星均设为相同值）进行恒定-$Q_J = 4.4 \times 10^4$ 模拟的结果。对于每组参数，我们运行 80 次模拟，木卫一的初始半长轴在 5.4 到 $5.7R_J$ 之间取样。百分比表示进入非对称（AL）或对称（SL）天平动的模拟所占比例。比值 τ_a/τ_e 表征所施加的迁移与偏心率阻尼的相对速率。

数值积分进行比较。定性结果仍对数值方案敏感的遭遇将从我们的转变分类中排除。

4. 具有恒定Q的木星

在本节中，我们使用恒定-Q模型来考察偏心率阻尼如何影响捕获进入拉普拉斯共振，以及随后的天平动状态。我们将模拟初始化在略宽于4:2:1拉普拉斯共振的位置，此时每一对卫星（木卫一与木卫二、木卫二与木卫三）的轨道周期比为2.02:1。由于距离木星越近的卫星受更强潮汐力的作用，迁移速度越快，木卫一会依次将木卫二和木卫三捕获进入成对的2:1平均运动共振。

4.1. 捕获进入对称与非对称天平动

拉普拉斯共振可以理解为两个2:1平均运动共振组成的耦合系统：木卫一与木卫二之间的内侧共振，以及木卫二与木卫三之间的外侧共振。相应的共振角为

$$\phi_{21} = 2\lambda_2 - \lambda_1 - \varpi_2, \tag{11}$$

$$\phi_{32} = 2\lambda_3 - \lambda_2 - \varpi_2, \tag{12}$$

它们之差给出了拉普拉斯角，

$$\phi_L = \phi_{32} - \phi_{21} = 2\lambda_3 - 3\lambda_2 + \lambda_1, \tag{13}$$

其中，λ_i 和 ϖ_i 分别是卫星 i的平经度和近心点经度（1：木卫一，2：木卫二，3：木卫三）。

在现今构型中，ϕ_{21} 和 ϕ_{32} 分别围绕 π 和 0 天平动，从而形成 $\phi_L \simeq \pi$。我们称之为对称构型。在共振足够深时，还可能出现额外的稳定平衡点，此时拉普拉斯角围绕偏离 π的中心天平动；我们称这些为非对称天平动状态。非对称状态的稳定性已通过解析方法进行研究（C. F. Yoder 和 S. J. Peale 1981年；R. Greenberg 1987年）。除伽利略卫星外，柯伊伯带天体与海王星之间的 2:1共振也会出现类似的非对称平衡（例如 R. A. Murray-Clay 和 E. I. Chiang 2005年）。

在我们的恒定Q模拟中，我们发现 ϕ_L既存在对称天平动，也存在非对称天平动。偏心率阻尼足够强时，拉普拉斯角会演化至现今的对称构型，并在 π附近天平动。偏心率阻尼较弱时，系统会达到较高的偏心率，并可能转而在偏离 π的中心附近天平动，通常靠近$\sim \pi/2$ 或 $\sim 3\pi/2$ （图3）。在我们的模拟中，随着偏心率增大，天平动中心通常会更加偏离 π 。这些结果在定性上与R. Greenberg （1987年）的深共振解相符，也与 S. J. Peale 和 M. H. Lee （2002年）原初迁移计算中得到的偏移天平动中心相符。在这些非对称状态中，ϕ_L 相对于 π 的偏移主要源于木卫一–木卫二内侧共振角 ϕ_{21} 的天平动中心发生偏移，而 ϕ_{32} 则仍较接近其对称中心。

为研究这些构型所依托的相空间结构，我们使用（$e_2 \cos\phi_L$，$e_2 \sin\phi_L$）构造投影共振轨迹。在完整的 N体数值积分中，这些轨迹并不形成闭合曲线（图4a）。使用单个2:1共振角的类似相空间表示，已被用于说明伽利略卫星中的共振状态（S. J. Peale & M. H. Lee 2002年）。完整系统中缺乏闭合轨迹，可能反映了额外自由度的存在，并表明仅凭 e_2 并不能对拉普拉斯动力学提供完整的正则描述。

为阐明非对称天平动的动力学起源，我们还考察了一种简化构型：木卫二的质量设为零，木卫一和木卫三则初始处于圆轨道上。这种设置有助于了解拉普拉斯角的定性行为（方程 13），因为方程（11）和（12）中的二体共振角均指与中心天体（木卫二）偏心率相关的偏心率型平均运动共振。根据 JPL Horizons（J. D. Giorgini 等，1996；R. A. Jacobson，2021年）的数值调整卫星的半长轴和轨道相位，使系统接近 2:1整比关系。一个 $e_2 = 0.1$ 情形的初始条件列于表2。在此构型下，若干投影轨迹在连续的天平动周期中描绘出近乎闭合的曲线（图 4b）。对于 $e_2 = 0.1$ 情形，我们还绘制了

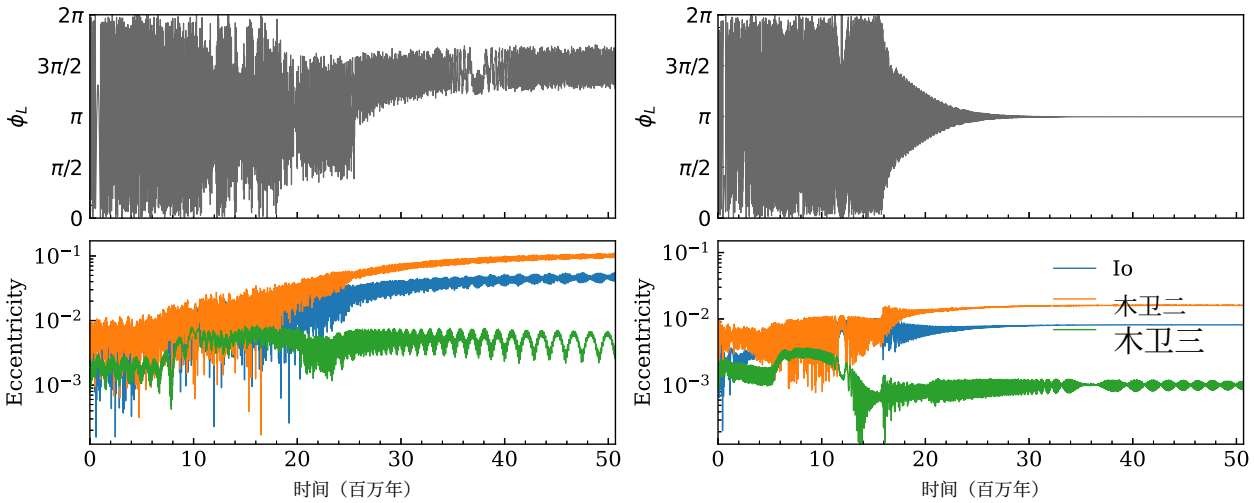


图3. 在恒定-$Q_J = 4.4 \times 10^4$ 潮汐迁移作用下捕获进入非对称天平动（左）和对称天平动（右）的示例。卫星开始时位于2:1平均运动共振略外侧。较弱的偏心率阻尼（左）会产生非对称天平动（$\tau_{a,\,\mathrm{Io}}/\tau_{e,\,\mathrm{Io}} \sim 10$），而较强的阻尼（右）会产生对称天平动（$\tau_{a,\,\mathrm{Io}}/\tau_{e,\,\mathrm{Io}} \sim 10^3$）。

卫星	m ($M_\odot$)	[a] (天文单位)	e	Ω^a/π	ω^b/π	f^c/π
Io	4.49085×10^{-8}	0.00283131	0	0	0.775	1.935
木卫二	0	0.00450000	0.1	0	0	1.000
木卫三	7.45057×10^{-8}	0.00713799	0	0	1.002	2.520

表2。 用于考察 $e_{\mathrm{Eu}} = 0.1$拉普拉斯共振相空间结构的简化三卫星构型的初始条件。木卫二被视为无质量测试粒子。半长轴以天文单位表示，质量以太阳质量表示。角度以 π为单位。所有倾角均设为零。 [a]升交点经度。 [b]近心点幅角。 [c]真近点角。

两个单独的 2:1共振角（图 5）。内侧角 ϕ_{21} 在 $3\pi/2$附近天平动，而 ϕ_{32} 保持在 0 附近，使得 ϕ_L 在 $\pi/2$附近呈现非对称天平动。

简化系统中闭合轨迹的出现，与对主导共振运动进行近似一自由度描述的结果一致。然而， e_2 并不是 ϕ_L 的正则共轭动量：在平均哈密顿量中，相应的作用量与木卫二的轨道角动量相关，例如 Φ_4 在R.Malhotra (1991年）中定义的形式，而不是仅仅e_2。因此， （$e_2 \cos\phi_L$， $e_2 \sin\phi_L$）应被视为简化共振动力学的有用可视化方式，而非严格的正则相空间。更完整的哈密顿处理仍有待未来研究。

4.2. 天平动状态之间的转换

我们发现，较弱的偏心率阻尼有利于捕获过程中形成非对称天平动。接下来，我们考察阻尼的暂时变化是否会改变已建立的拉普拉斯共振的天平动状态。在积分过程的中间三分之一阶段，我们暂时增大木卫一的偏心率阻尼时间尺度 τ_e，使其从 3×10^5 变为 3×10^7 yr，之后再将其恢复至初始值。 τ_e 的变化采用 $\log \tau_e$ 空间中的平滑顶帽函数实现。此设定并非旨在代表木卫一中的某个特定热循环。

图6证实了，随着阻尼减弱，拉普拉斯角会从对称天平动转变为非对称天平动；当阻尼恢复并增强时，则重新回到对称天平动。在这些转换过程中，拉普拉斯共振始终保持完整。

5. 具有频率依赖性的木星$Q(\omega)$

现在，我们研究木星的频率依赖性潮汐响应如何影响木卫一、木卫二和木卫三的耦合轨道演化。随着木星模态共振扫过卫星系统，遭遇可能改变单个卫星的迁移、激发偏心率、改变拉普拉斯角的天平动中心，或破坏共振。我们在每次积分中保持卫星偏心率阻尼时间尺度不变，并考察变化幅度很大的潮汐迁移速率所产生的影响。

在具有频率依赖 $Q(\omega)$的模型中，木星振荡模会产生潮汐耗散增强的狭窄区域，在 τ_a中表现为尖锐的最小值

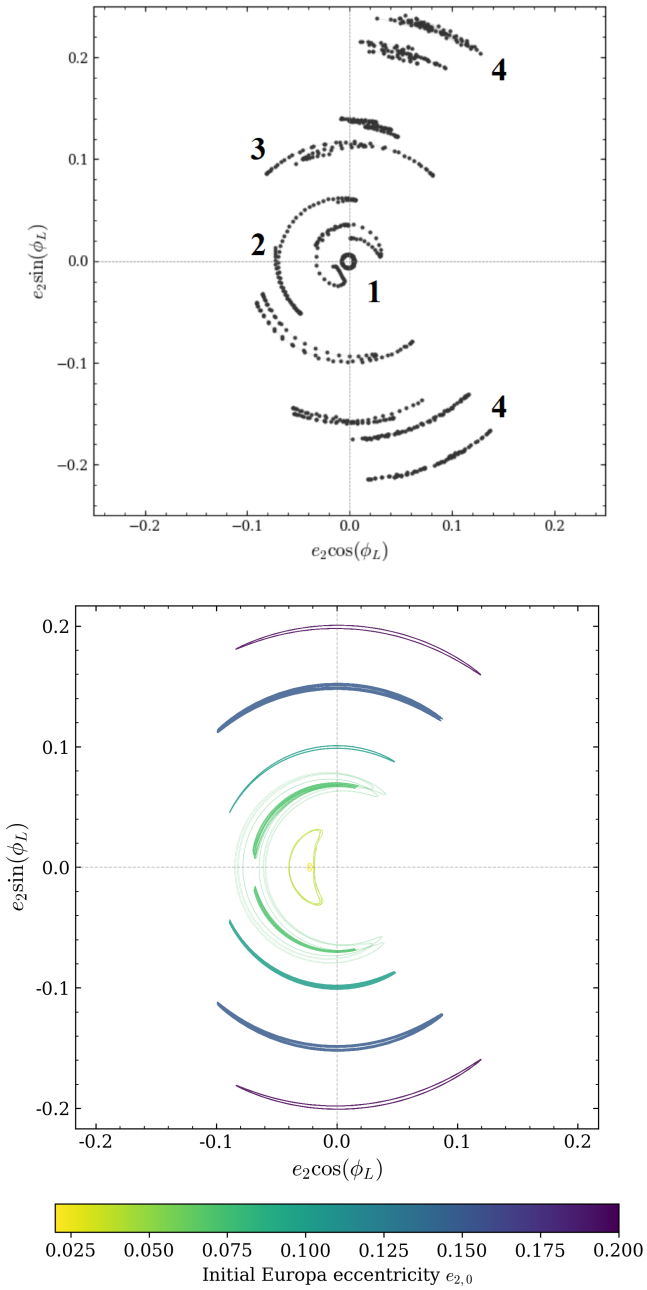


图 4. 在（$e_{\rm Eu}\cos\phi_L$，$e_{\rm Eu}\sin\phi_L$）平面上的拉普拉斯相空间轨迹投影。(a) 完整的 N体模拟显示了循环运动（区域 1）、围绕 $\phi_L = \pi$ 的对称天平动（区域 2）以及非对称天平动（区域 3 和 4）。(b) 简化模拟所得轨迹：将木卫一和木卫三置于圆轨道上，并将木卫二视为质量为零的测试粒子，$e_{\rm Eu} = 0.02$–0.2。连续的天平动周期描绘出近乎闭合的曲线，但天平动状态转换附近除外（$e_2 = 0.07$，绿色点线）。在 $\phi_L = \pi/2$ 附近、具有 $e_2 = 0.1$ 的非对称轨迹采用表 2中的初始条件。

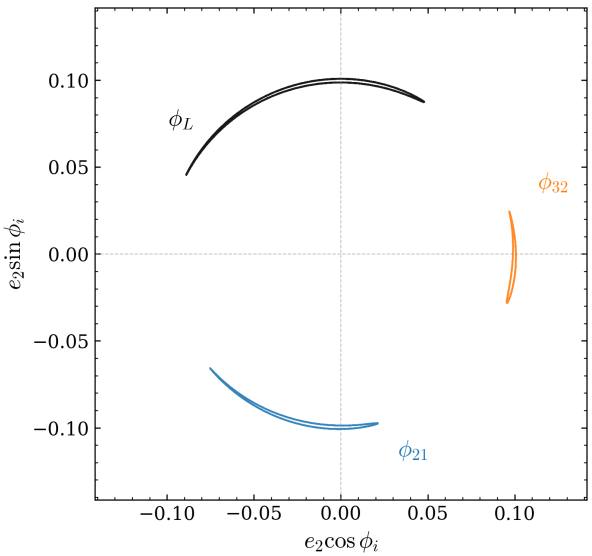


图 5. 初始木卫二偏心率为 $e_2 = 0.1$时简化模拟得到的共振轨迹投影，所用初始条件见表 2。木卫一—木卫二夹角ϕ_{21}（蓝色）围绕一个偏离 π的位置的中心天平动，而木卫二—木卫三夹角 ϕ_{32}（橙色）保持在 0 附近。两者之差即为拉普拉斯角 ϕ_L（黑色），它在 $\pi/2$附近天平动。三条轨迹均绘于（$e_2\cos\phi_i$，$e_2\sin\phi_i$）平面上。

（图2）。随着木星内部结构的演化，模态频率及其相关的内部—轨道共振会扫过卫星系统。远离这些共振时，潮汐迁移明显慢于我们的恒定-Q 模型；而在共振附近，迁移速率可能会显著增强。因此，仅由背景潮汐耗散驱动的会聚迁移所需时间，将显著长于恒定-Q 模拟；对于本文所考虑的模型，这一时间约长两个数量级。我们将卫星的位置初始化在略宽于 2 : 1 成对轨道比的位置。

5.1. 木星模型

我们研究了木星内部三种典型模型下的轨道相互作用。这些模型大致代表了不同研究团队根据对朱诺号引力数据的解读而提出的核心几何结构（图2）。内部轨道共振的初始位置在不同核心结构之间差异显著，主要取决于承载行星g模的分层空腔的厚度和径向位置。当处于非共振状态时，卫星的迁移时间尺度远慢于恒定的 $Q \sim 10^5$ 模型，并与行星内部对流流体的体积成正比。

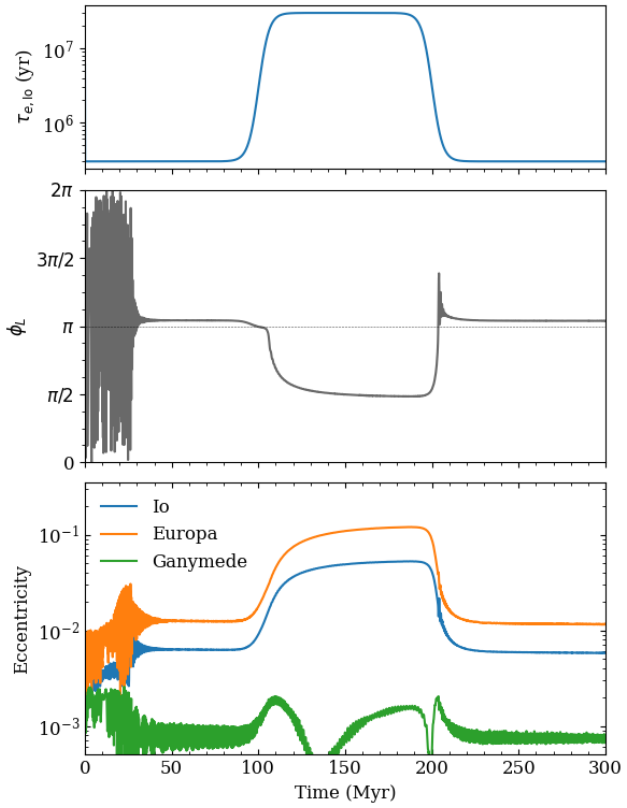


图6. 采用 Constant-Q 木星模型时，木卫一偏心率阻尼暂时减弱情况下的演化。上图：对$\tau_{e,\mathrm{Io}}$施加的平滑帽形变化，在积分中间三分之一阶段从 3×10^5 增至 3×10^7 年，随后恢复至初始值。中图：拉普拉斯角 ϕ_L的相应演化。下图：卫星偏心率。阻尼的这一人为变化伴随着天平动从对称转为非对称，同时拉普拉斯共振保持完整。恢复较强阻尼后，对称天平动也随之恢复。

致密核模型是我们三种模型中最接近传统气态巨行星图景的模型，在这种图景中，大多数重元素集中于行星中心附近。该模型始终为流体状态，但包含一个深部沉降的稳定分层层，因此能够捕获与具有相对紧致稀释核的木星模型所提出的类似地震学特征（Y. Miguel et al. 2022年；S. Howard et al. 2023年；M. Ziv et al. 2024年）。

木星重元素梯度的起源仍不确定。初始紧致核心中的物质可能通过重元素溶解并侵蚀进入金属氢而发生重新分布（H. F. Wilson & B. Militzer 2012a、b），而形成过程中吸积的星子沉积并沉降，也可能建立原始成分梯度（M. Lozovsky et al. 2017年）。

另外两个模型（图2），即平滑模型（F. Debras & G. Chabrier 2019 年）和尖锐模型（ B. Militzer et al. 2022年），是基于对相同朱诺号观测约束的独立分析而提出的延伸稀释核结构。这些模型在地球物理学上相容，但在重现并维持向外延伸的分层层方面仍存在矛盾，因为在木星的整个生命周期内，物质不能发生混合（A. Vazan et al. 2018年；S.M¨uller et al. 2020年）。

5.2. 与木星内部的相互作用

我们采用根据三种木星内部模型计算出的潮汐迁移时间尺度，对伽利略卫星的轨道演化进行了积分。在每次模拟中，木卫一的初始位置均设在4.5与 5.5 R_J之间，并将卫星初始设定为处于拉普拉斯共振中。初始轨道相位的选取使得木卫一–木卫二合发生在木卫二远木点附近，而木卫二–木卫三合发生在木卫二近木点附近。

卫星与木星演化中的振荡模态相互作用所产生的不同结果汇总于表 3。这些结果是通过人工检查一系列广泛的初始条件、潮汐参数和木星内部模型确定的。根据哪个卫星遭遇扫掠的潮汐共振，以及卫星当前是否处于锁定状态，对结果进行了分类。图 7展示了各木星模型中包含主要动力学行为的代表性示例。相应的轨道要素见图 8 和9a,b。

木星潮汐共振遭遇的结果取决于哪个卫星受到增强的力矩作用，以及这三颗卫星是否仍通过拉普拉斯共振保持耦合。当木卫一锁定于木星潮汐共振时，其加速向外迁移可带动木卫二和木卫三，同时维持共振链。只要耦合共振保持完整，木卫二锁定也能使三颗卫星一同向外迁移。在其他情况下，木卫二和木卫三会一起向外迁移，而木卫一则被甩在后面，导致拉普拉斯共振被破坏。在我们的模拟中，木卫三锁定不会带动共振链向外迁移，因为木卫三会远离内侧的两颗卫星，从而打破拉普拉斯共振。

连续的遭遇也会改变哪颗卫星仍与木星模态保持共振锁定。例如，在平滑核模拟（图9）中，木卫一最初处于共振锁定状态，但随后木卫二被捕获到另一种木星模态共振中，使木卫一脱离了先前的锁定状态。随后，共振链的迁移便遵循新的锁定构型。这些转变可能在最初处于锁定状态的卫星未穿越中心的情况下发生

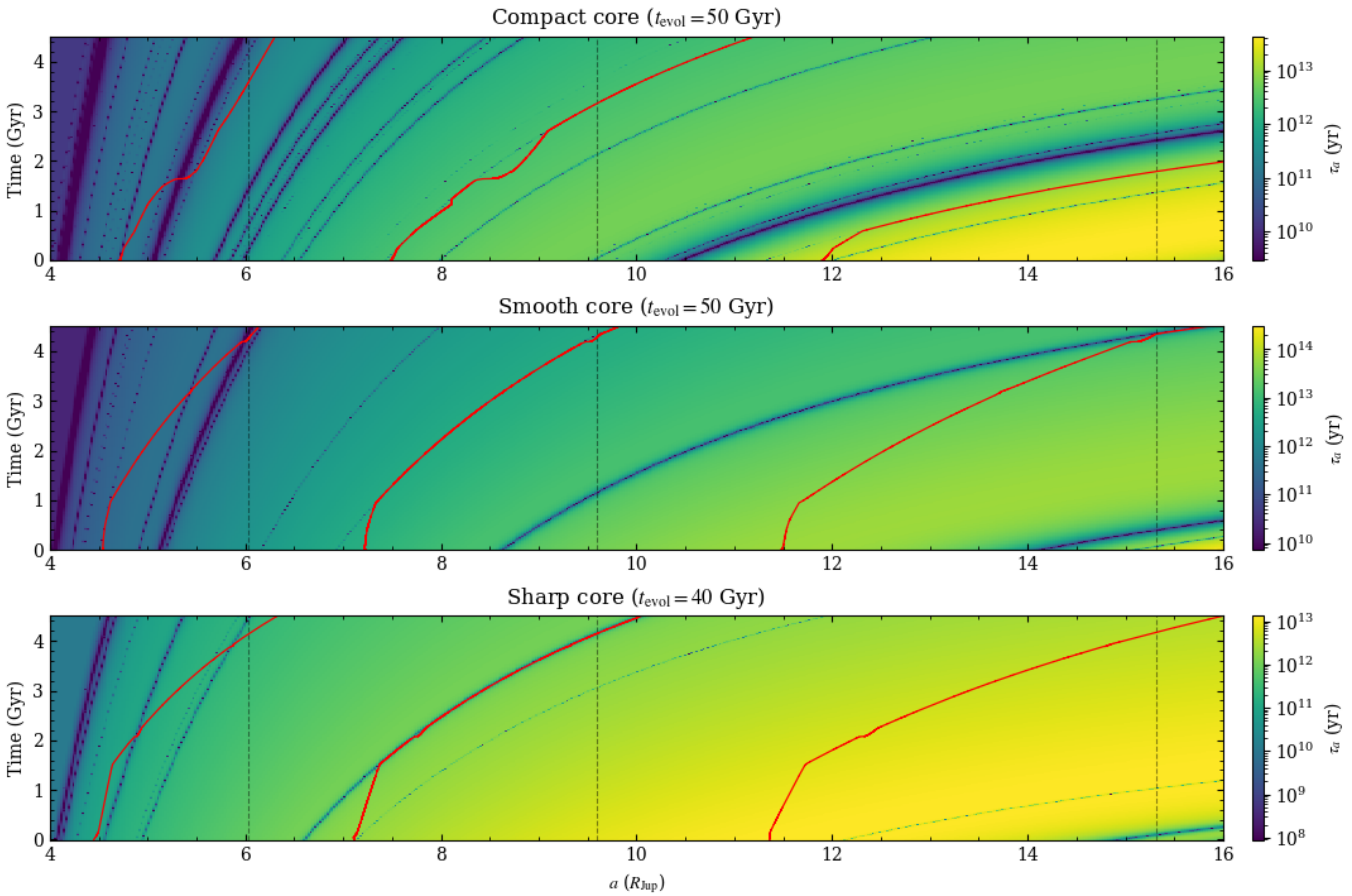


图7。 木星在紧致（上）、平滑（中）和尖锐（下）内部模型下的潮汐迁移剖面演化。颜色表示预设的迁移时间尺度 τ_a 随半长轴和时间的变化；狭窄的极小值描绘了木星潮汐共振的向外漂移。红色曲线表示代表性模拟中木卫一、木卫二和木卫三的半长轴。所采用的模态演化时间尺度分别为 $t_{\rm evol}$ = 50、50 和 40 十亿年。竖直虚线标记卫星当前的轨道距离。这三组模拟的轨道要素见图8和9。

当前状态 \ 下一次共振遭遇	None	Io	Eu	Ga
无共振锁定	LR 得以维持	木卫一锁定	木卫二被锁定，拉普拉斯共振可能会破裂。	木卫三锁定；拉普拉斯共振破裂
木卫一锁定	拉普拉斯共振得以维持	—	木卫二锁定，取代木卫一的锁定；拉普拉斯共振得以维持，或者瓦解。	木卫三锁定；拉普拉斯共振破坏
木卫二锁定	拉普拉斯共振已维持，加速迁移，或木卫二带动木卫三远离，从而打破拉普拉斯共振。	偏心率激发；木卫二仍被锁定；拉普拉斯共振得以维持还是被打破。如果木卫一被锁定，拉普拉斯共振可能中断。	—	木卫三锁定，拉普拉斯共振中断
木卫三已锁定	拉普拉斯共振仍然处于破缺状态	拉普拉斯共振仍处于中断状态	拉普拉斯共振仍处于中断状态	—

表3。 对于最初处于拉普拉斯共振（LR）中的系统，与演化中的木星潮汐共振遭遇所产生的定性结果。行表示最初锁定于木星模态的卫星，列表示下一步遭遇木星潮汐共振的卫星。这些结果描述了我们在数值实验中发现的行为，但不一定涵盖所有可能情况。

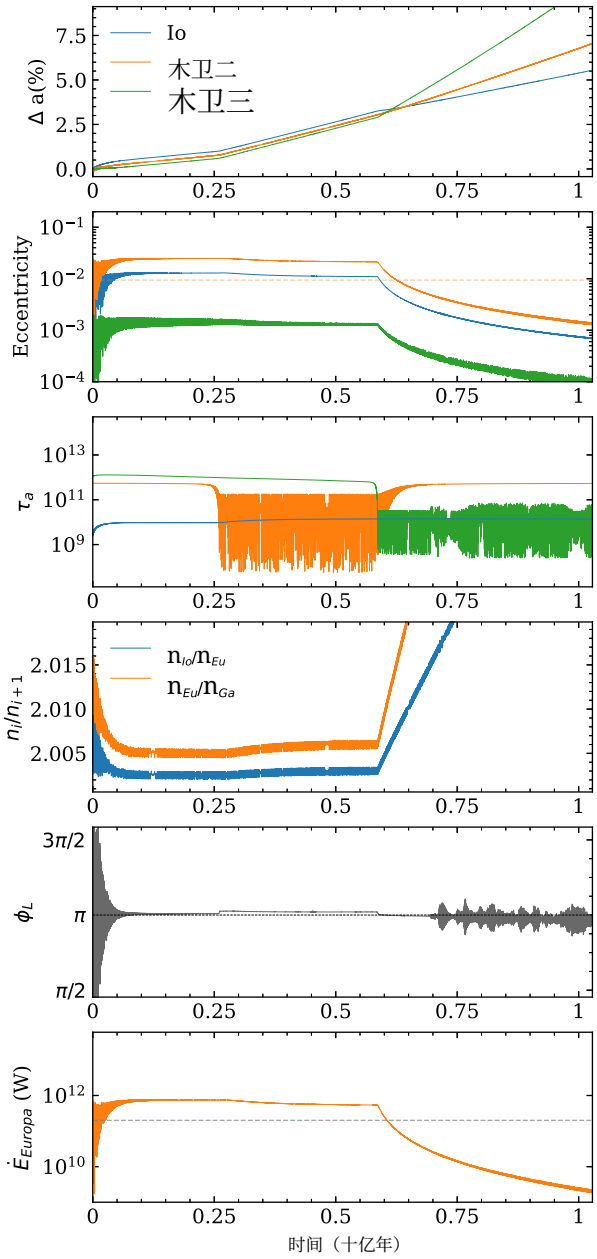


图8。 紧致核心模拟中轨道演化的第一个10亿年（图 7，上）。这些卫星起初略处于2:1整比关系之外，相邻卫星的初始平均运动比为2.01。木卫二在约0.25十亿年时进入木星潮汐共振。随后，木卫三在约0.6十亿年时进入共振，扰乱了拉普拉斯共振。

其木星潮汐共振，因为耦合轨道迁移的变化可能使其偏离稳定锁定位置。

5.2.1. *Resonance Locking*

如果与木星模态相关的潮汐共振向外扫掠的速度快于卫星迁移的速度，在背景潮汐耗散作用下，该卫星便可能被捕获并进入共振锁定。除轨道距离木星非常近的情况外（$a \lesssim 4.5R_J$），由非共振对流背景驱动的迁移相对缓慢（图2a）。因此，卫星会缓慢向外迁移，直到潮汐共振接近其轨道位置。

当卫星的净向外迁移速率与模态共振的漂移速率相匹配时，共振锁定可维持在木星潮汐共振的侧翼上（J. Fuller 等 2016）。

对于我们设定的指数模态演化，共振位置以如下速率向外迁移

$$\frac{\dot{a}_{\rm res}}{a_{\rm res}} = \frac{2}{3t_{\rm evol}}\left(\frac{\Omega_J}{n_{\rm res}} - 1\right), \tag{14}$$

对应的迁移时间尺度为

$$\tau_{\rm res} = \frac{3t_{\rm evol}}{2}\frac{n_{\rm res}}{\Omega_J - n_{\rm res}}. \tag{15}$$

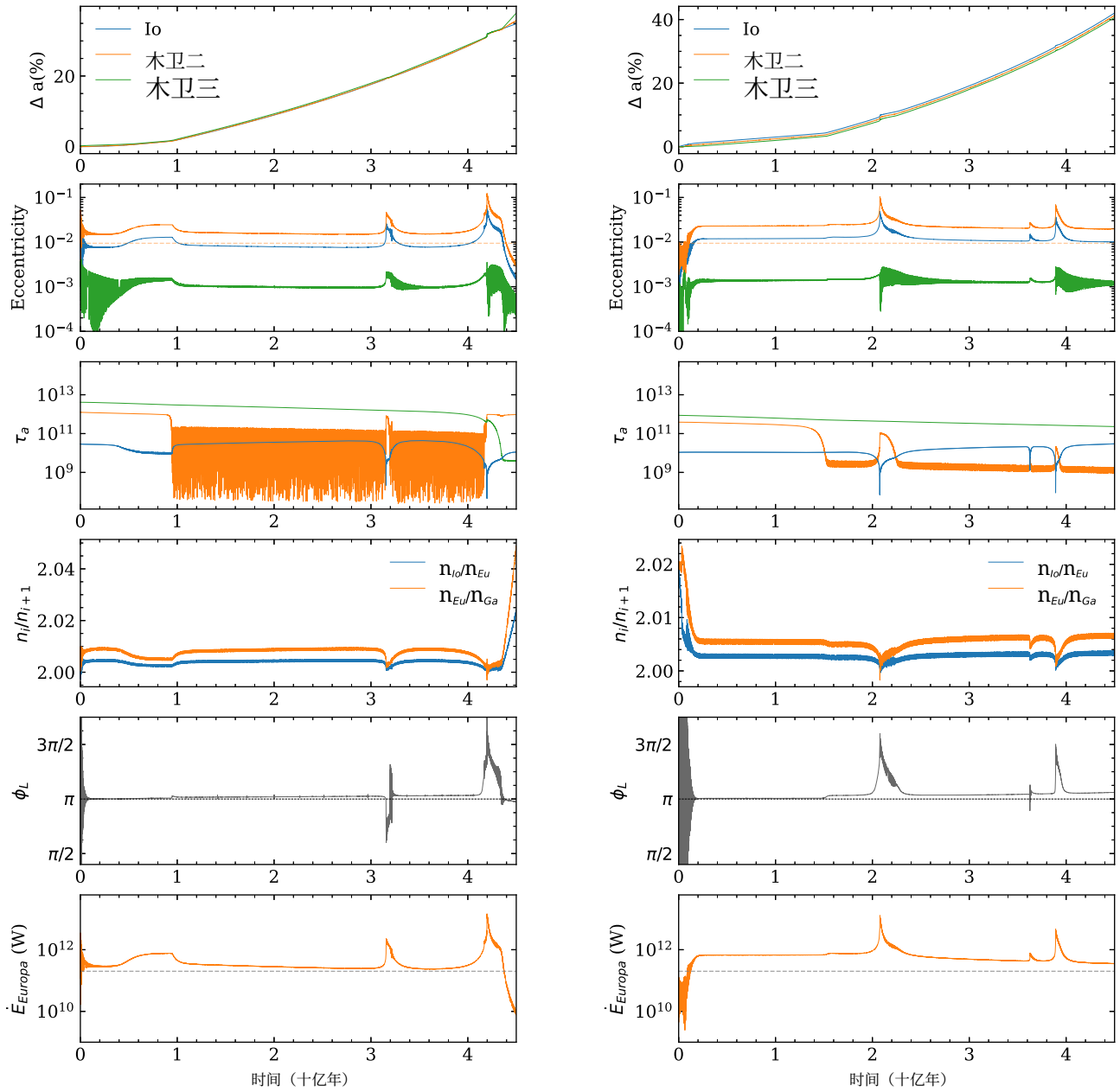
对于孤立卫星，共振锁定要求其潮汐迁移率与共振的向外漂移相匹配。在耦合的伽利略卫星系统中，相关条件则涉及卫星的净迁移速率，其中包括通过平均运动共振进行的角动量交换。

如果卫星向共振中心移动，更强的潮汐耗散会驱动其以快于共振本身的速度迁移，使卫星相对于共振向外偏移。相反，如果卫星距离共振中心过远，潮汐迁移会变得过慢，共振便会追上它。

然而，在耦合三卫星系统中，某颗卫星的净迁移速率还取决于它与其他卫星之间的共振相互作用。另一颗卫星的潮汐力矩发生变化，即使没有穿过木星共振的中心，也可能使先前处于共振锁定状态的卫星偏离这一平衡位置。图 10 展示了木卫二共振锁定中的这一差异。木卫二向木星共振中耗散更强的区域移动，在那里，其潮汐力矩可以为耦合卫星系统的迁移作出贡献。这一平衡位置不必与孤立卫星的预测相一致。

5.2.2. *Resonance Crossing*

并非所有与木星潮汐共振的遭遇都会导致持续的共振锁定。卫星也可能穿过潮汐耗散最大的区域，从共振的一侧进入、另一侧离开。在这种穿越过程中，随着强迫频率接近



(a) 平滑核心　　(b) 尖锐核心

图9. 具有代表性的平滑内核（a）和尖锐内核（b）模拟中的轨道演化。（a）从精确的 2:1 周期比开始，木卫一在约 0.4 Gyr 时锁定于木星潮汐共振，随后木卫二在约 1 Gyr 时锁定。之后，木卫一穿越共振，使卫星偏心率增大；约 4.3 Gyr 时，木卫三锁定，导致拉普拉斯共振被破坏。（b）从 2.02 的周期比开始，卫星通过会聚迁移被捕获进拉普拉斯共振。木卫二在约 0.8 Gyr 时锁定，而之后木卫一穿越共振会导致偏心率暂时增强，但不会破坏拉普拉斯共振。木卫二在面板（a）中规定的 τ_a 快速变化可能反映了木卫二所锁定的狭窄木星潮汐共振具有陡峭梯度；相比之下，面板（b）中木卫二锁定的是较宽的共振。

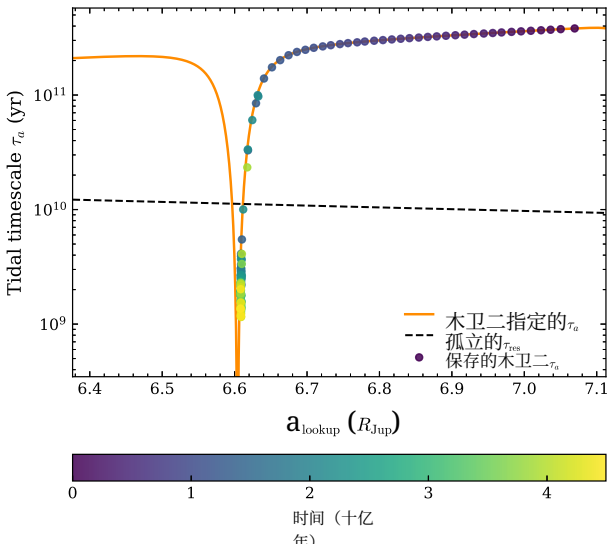


图10。 尖锐内核模拟中木卫二的共振锁定，相对于木星初始潮汐迁移剖面显示，$\tau_{a,\ 0}(a)$ 。圆点标示木卫二在初始剖面中的位置，该位置根据 $a_{\rm lookup}$计算，并随木星模态频率演化。水平虚线表示 $\tau_{\rm res}$ （方程15），这是孤立卫星要保持锁定于演化中的木星模态所需的潮汐迁移时间尺度。木卫二向共振极小值移动，并稳定在一侧斜坡上，此处规定的迁移时间尺度短于孤立卫星的锁定时间尺度。这种偏移表明，要维持耦合的拉普拉斯共振链向外迁移，木卫二需要承受更强的潮汐力矩。

模态频率，随后在卫星穿过共振后升高。

尖锐内核模拟中的一个例子（图9b）是：在木卫二发生共振锁定后，木卫一穿过了两个木星潮汐共振。这些遭遇会暂时改变木卫一的迁移速率，并激发木卫二的偏心率，从而扰动拉普拉斯角的天平动。在这些遭遇期间，木卫二仍与其木星模态保持锁定，拉普拉斯共振得以维持。这不同于暂时共振锁定，后者指卫星在有限时间内跟随移动的模态共振，随后从同一侧翼离开。

6. 讨论

6.1. 动力学耦合与偏心率激发

共振链的迁移由作用于各颗卫星的综合潮汐力矩驱动，而非仅由作用于被共振锁定的卫星上的力矩驱动。我们的角动量收支计算表明，在木卫二处于共振锁定阶段时，它能够提供大部分外部潮汐角动量输入，而木卫一的背景潮汐则提供一份额外贡献。这些力矩通过平均运动共振重新分配，使各颗卫星能够共同向外迁移。

这些差异源于作用于一颗卫星的潮汐力矩也会影响另外两颗卫星的轨道。当木卫一更快速地向外迁移时，它会接近木卫二，并可能驱动共振链向外迁移。木卫三锁定则产生相反的效果：木卫三远离木卫二移动，最终破坏它们的2:1共振。作为中间卫星，木卫二对遭遇木星共振的响应取决于现有的共振构型，而其向外迁移既可能传递给木卫一和木卫三，也可能使木卫一滞后，从而破坏内侧共振。

这些相互作用期间达到的偏心率，并不能仅由发生共振锁定的卫星决定。在我们的模拟中，木卫一共振锁定通常会产生比木卫二共振锁定更强的偏心率激发，但其幅度取决于设定的潮汐迁移和偏心率阻尼，以及此前的轨道演化。

先前研究表明，共振系统的动力学可能取决于迁移与偏心率阻尼的相对时间尺度，这些时间尺度可由 τ_a/τ_e （例如，E. H. L. Bodman 和 A. C. Quillen, 2014年）参数化。我们报告称， τ_a/τ_e 可作为衡量这些效应相对强度的有效诊断指标。然而，我们的结果表明，三卫星系统中的最终偏心率和天平动状态并不能由这一比值唯一确定。在恒定 Q模型模拟中，将Q 改变几个数量级，同时保持偏心率阻尼值不变，仍可产生同一量级的偏心率。还需进一步研究以刻画拉普拉斯共振的结构，并了解迁移和偏心率阻尼如何驱动天平动状态之间的转变。

6.2. 木卫二的构造意义

木星不断演化的潮汐共振所产生的轨道历史表明，木卫二内部的潮汐加热具有时间依赖性。在图8和9所示的代表性模拟中，推断出的潮汐功率通常保持在 10^{11}–10^{12} W量级，较短的阶段则接近 $\sim 10^{13}$ W。这些变化源于卫星遭遇木星振荡模态并与之锁定时，木卫二偏心率发生变化。加热速率采用公式5 以及我们所采用的偏心率阻尼时间尺度进行计算，而非使用耦合的热演化模型。作为比较，球粒陨石质木卫二地幔中的放射性生热估计为 $\sim 2 \times 10^{11}$ W（F. Cammarano et al. 2006年）。

共振锁定可以在较长时间内维持较高的偏心率，而与其他木星共振的遭遇则可能产生更为突然的加热变化。木卫二的热响应将取决于这些变化的持续时间，以及其内部的耗散和热输运性质。热模型表明，偏心率的变化会影响冰壳厚度（M. E. Walker & A. R. Rhoden 2022年），但要确定木卫二冰壳如何响应此处得到的轨道历史，还需要进行自洽计算。

冰壳温度和厚度的变化也可能影响与冷却和再冻结相关的应力（F. Nimmo 2004；M. L. Rudolph et al. 2022）。欧罗巴条带提供了伸展变形的证据（S. M.Howell & R. T. Pappalardo 2018；S. A.Kattenhorn &L. M. Prockter 2014），但其形成无法归因于我们模拟中的特定加热事件。

木卫二的表面保存着构造活动的记录，可通过条带和其他线状构造的形态及穿切关系加以研究（C. Haslebacheret al. 2024）。欧罗巴快船的欧罗巴成像系统（EIS）将提供成像和立体地形数据，以进一步约束这些关系（E. P.Turtle et al. 2024）；REASON 将研究冰壳结构并搜寻地下液态水（D. D.Blankenshipet al.2024）。这些观测结合起来，或有助于约束木卫二的构造和热历史。要将这些观测与本文探讨的轨道历史联系起来，需要建立将潮汐耗散与木卫二热演化和力学演化相耦合的模型。

6.3. 对木星核的影响

共振分布对所假定的木星内部结构十分敏感，而该结构目前仍受到较弱的约束。我们测试了三种木星核心模型：紧致、平滑和尖锐。这些模型不同的潮汐景观会产生一系列共振穿越与锁定。因此，4:2:1共振链的长期存续可能为木星内部结构模型提供额外的动力学约束；然而，我们目前的计算尚不足以利用拉普拉斯共振排除特定的内部结构。

6.3.1. *Jupiter Model Limitations*

我们的木星模型采用一阶摄动理论，将行星自转对模态频率的影响纳入其中。该方法忽略了由离心扁率和科里奥利效应引起的模态耦合，从而给潮汐共振位置的预测引入了重要偏差。因此，我们避免得出依赖于木星潮汐共振个体精确位置的结论。

我们的计算同样未能涵盖惯性模和重力惯性模的完整谱。惯性波占据旋转参考系中的频率范围 $|\omega| < 2\Omega_J$，其与潮汐强迫的耦合可能引入额外的共振，或改变已有的共振。不同模态之间的耦合还可能在木星内部结构演化过程中产生避免交叉，从而潜在地改变共振频率及其迁移历史。要评估这些影响，还需要更完整的旋转行星模型。

6.4. 模型局限性与未来方向

我们的频率相关潮汐模型假设，木星的潮汐响应遵循瞬时强迫频率。我们使用每颗卫星的密切平均运动评估了预先计算的潮汐迁移时间尺度，但没有显式演化木星振荡模的振幅和相位。有限的模态响应时间可能会改变快速穿越窄共振期间的潮汐力矩，进而影响最终的轨道演化。未来的计算可以纳入各个木星模态随时间变化的激发和阻尼，而不是采用稳态潮汐剖面。

我们也没有对卫星中的热反馈进行建模。在我们的频率相关 Q数值积分中，偏心率阻尼时间尺度保持不变。第4节中引入的木星潮汐阻尼时间尺度暂时增加，是一种预设的平滑变化，旨在检验动力学响应，而不是对某种特定热转变的建模。在现实中，增强的潮汐加热会改变卫星的热性质和流变性质，从而改变其耗散（S. J. Peale & P. Cassen 1978年；G. W. Ojakangas & D. Steven- son 1986年；H. Hussmann & T. Spohn 2004年）。这种反馈可能会改变偏心率激发以及共振锁定阶段的持续时间。要确定这些效应如何影响木卫二的加热历史（A. Bagheri et al. 2026年），还需要构建耦合的轨道与内部演化模型。

7. 结论

我们建立了一个简单模型，将木星内部演化与伽利略卫星的动力学演化耦合起来。与木星潮汐共振的遭遇能够加速卫星迁移、激发轨道偏心率，并改变拉普拉斯共振的天平动状态或稳定性。

结果取决于哪颗卫星经历共振锁定，以及随后遭遇的顺序。

涉及木卫一或木卫二的锁定可以使共振链向外迁移，而在此处考虑的模拟中，木卫三锁定会破坏拉普拉斯共振。连续的遭遇也可能取代现有的木星模态锁定，或通过共振穿越暂时激发偏心率。木星不同内部模型中的潮汐共振分布各不相同，这会影响遭遇的顺序以及卫星由此产生的轨道演化。还需进一步研究，以确定能否利用这些差异来约束木星的内部结构。

由此产生的偏心率变化会在木卫二中产生随时间变化的潮汐加热。在我们的代表性模拟中，推断出的木卫二内部背景潮汐功率通常约为 10^{11}–10^{12}W，在所采用的阻尼设定下，某些阶段可达到 10^{13} W。更完整的模型涵盖木星旋转模态谱和卫星热演化的模型，对于确定这些轨道历史如何转化为木卫二的构造演化是必要的。

8. 致谢

JS和BI感谢木卫二ICON计划在本项目初期阶段提供的支持。BI感谢朱诺任务的支持。计算资源由加州大学圣克鲁兹分校的lux超级计算机提供，该计算机由NSF MRI资助项目AST 1828315资助。JS感谢Lamat研究所在本项目开发期间提供培训和支持，也感谢朋友和家人的支持与耐心。

参考文献

Bagheri, A., Vance, S.,Fuller,J., etal. 2026,https://arxiv.org/abs/2608.04226Blankenship, D. D.,Moussessian, A., Chapin, E., et al.2024, SSRv, 220, 51,doi: 10.1007/s11214-024-01072-3Bodman, E. H. L., & Quillen, A. C. 2014, MNRAS, 440,1753, doi:10.1093/mnras/stu385Cammarano, F., Lekic, V., Manga, M., Panning, M., & Romanowicz, B. 2006, 《地球物理研究杂志：行星》, 111, doi: https://doi.org/10.1029/2006JE002710Debras, F., & Chabrier, G. 2019, 《天体物理学杂志》, 872, 100 Fuller, J., Luan, J., & Quataert, E. 2016, 《皇家天文学会月刊》, 458, 3867 Giorgini, J. D., Yeomans, D. K., Chamberlin, A. B.,et al. 1996, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 28, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #28, 1158 Goldreich, P., & Nicholson, P. D. 1977, 《伊卡洛斯》, 30, 301 Greenberg, R. 1987, 《伊卡洛斯》, 70, 334, doi: 10.1016/0019-1035(87)90139-4Haslebacher, C., Thomas, N., & Bickel, V. T. 2024,《伊卡洛斯》, 410, 115722, doi: 10.1016/j.icarus.2023.115722Howard, S., Guillot, T., Bazot, M., et al. 2023, 《天文学与天体物理学》, 672, A33 Howell, S. M., & Pappalardo, R. T. 2018, 《地球物理研究快报》, 45, 4701 Hussmann, H., & Spohn, T. 2004, 《伊卡洛斯》, 171, 391, doi: 10.1016/j.icarus.2004.05.020Idini, B., & Stevenson, D. J. 2022, 《行星科学杂志》, 3, 89 Jacobson, R. A. 2021, 木星规则卫星的轨道与木星极轴的方向,, 致JPL Horizons/NAIF的个人通信，JUP365星历（`jup365.bsp`）https://ssd.jpl.nasa.gov/sats/ephem/Kattenhorn,S. A., & Prockter, L. M. 2014, 《自然·地球科学》, 7, 762, doi:10.1038/ngeo2245Kihoulou, M., Choblet, G., Tobie, G.,Kalousov´a, K., & ˇCadek, O. 2025, 《科学进展》, 11, eadq8719 Kostov, V. B., Moore, K., Tamayo, D.,Jayawardhana, R., & Rinehart, S. A. 2016, 《天体物理学杂志》, 832, 183 Lai, D. 2021, 《行星科学杂志》, 2, 122 Lai, D., & Wu, Y. 2006, Physical ReviewD—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology, 74,024007 Lari, G., Saillenfest, M., & Fenucci, M. 2020, 《天文学与天体物理学》, 639, A40, doi: 10.1051/0004-6361/202037445Leonard, E. J., Patthoff, D. A., &Senske,D. A.2024, 木卫二全球地质图，技术报告，美国地质调查局 Lozovsky, M., Helled, R., Rosenberg, E. D., & Bodenheimer, P. 2017, 《天体物理学杂志》, 836, 227, doi:10.3847/1538-4357/836/2/227Malhotra, R. 1991, 《伊卡洛斯》, 94, 399, doi: 10.1016/0019-1035(91)90237-NMeyer, J., &Wisdom, J. 2007, 《伊卡洛斯》, 188, 535 Miguel, Y., Bazot, M.,Guillot, T.,等，2022, 《天文学与天体物理学》, 662, A18 Militzer, B., Hubbard, W. B., Wahl, S., 等，2022, 《行星科学杂志》, 3, 185

M¨uller, S., Helled, R., & Cumming, A. 2020, 《天文学与天体物理学》, 638, A121, doi: 10.1051/0004-6361/201937376Murray, C. D., & Dermott, S. F. 1999, 《太阳系动力学》（剑桥大学出版社）Murray-Clay, R. A., & Chiang, E. I. 2005, 《天体物理学杂志》, 619, 623, doi: 10.1086/426425Nimmo, F. 2004, 《地球物理研究杂志：行星》, 109 Ojakangas, G. W., & Stevenson, D. 1986, 《伊卡洛斯》, 66, 341 Papaloizou, J. C. B., & Larwood, J. D. 2000, 《皇家天文学会月刊》, 315, 823, doi: 10.1046/j.1365-8711.2000.03466.xPeale, S. 2003, 《天体力学与动力天文学》, 87, 129 Peale, S. J., & Cassen, P. 1978, 《伊卡洛斯》, 36, 245 Peale, S. J., & Lee, M. H. 2002, 《科学》, 298, 593, doi: 10.1126/science.1076557Prockter, L. M., Head III, J. W., Pappalardo, R. T., 等, 2002, 《地球物理研究杂志：行星》, 107, 4 Rein, H., & Liu, S.-F. 2012, 《天文学与天体物理学》, 537, A128, doi: 10.1051/0004-6361/201118085Rein, H.,& Tamayo, D. 2015, 《皇家天文学会月刊》, 452, 376–388, doi: 10.1093/mnras/stv1257Rudolph,M. L., Manga, M., Walker, M.,& Rhoden, A. R.2022, Geophys. Res. Lett.,49, e2021GL094421,doi: 10.1029/2021GL094421 Showman, A. P. 与 Malhotra, R. 1997, 《伊卡洛斯》, 127, 93；Tamayo, D.、Rein, H.、Shi, P. 与 Hernandez, D. M. 2020, 《皇家天文学会月刊》, 491, 2885, doi: 10.1093/mnras/stz2870Townsend, R. 与 Teitler, S. 2013, 《皇家天文学会月刊》, 435, 3406；Turtle, E. P.、McEwen, A. S.、Patterson, G. W. 等 2024, 《空间科学评论》, 220, 91, doi: 10.1007/s11214-024-01115-9Vance, S. D.、Craft, K. L.、Shock, E. 等 2023, 《空间科学评论》, 219, 81；Vazan, A.、Helled, R. 与 Guillot, T. 2018, 《天文学与天体物理学》, 610, L14, doi: 10.1051/0004-6361/201732522Walker, M. E. 与 Rhoden, A. R. 2022, 《行星科学杂志》, 3, 149, doi: 10.3847/PSJ/ac6df0Wilson, H. F. 与 Militzer, B. 2012a, 《物理评论快报》, 108, doi: 10.1103/physrevlett.108.111101Wilson, H. F. 与 Militzer, B. 2012b, 《天体物理学杂志》, 745, 54, doi: 10.1088/0004-637X/745/1/54Yoder, C. F. 与 Peale, S. J. 1981年, 《伊卡洛斯》, 47, 1, doi: 10.1016/0019-1035(81)90088-9Ziv, M.、Galanti, E.、Sheffer, A. 等 2024年, 《天文学与天体物理学》, 686, L7

附录

A. 频率依赖的木星潮汐模型的构建

A.1. 木星内部模型与正常模频率

我们考虑图 2b 所示的三种具有代表性的稀释核心结构。

非旋转计算得到的模态频率经过木星自转的一阶修正。对于一个 α 方位数为 m的模态，旋转修正频率为（D. Lai 2021）

$$\omega_\alpha = \omega_{\alpha 0} - m\Omega C_\alpha, \tag{A1}$$

其中， $\omega_{\alpha 0}$ 为非旋转模频率，并且

$$C_\alpha = \frac{4\pi}{M_J}\int_0^{R_J} \rho r^2 \left(2\xi_r\xi_h + \xi_h^2\right) dr. \tag{A2}$$

这里， ρ 为木星的密度剖面， ξ_r 和 ξ_h 分别为模位移本征函数的径向分量和水平分量。

我们允许经旋转修正的模态频率按照式3中提出的方案演化，

$$\omega_\alpha(t) = (\omega_{\alpha 0} - m\Omega C_\alpha)\exp\left(\frac{t}{t_{\rm evol}}\right). \tag{A3}$$

我们对旋转的处理是近似的。在非旋转行星中具有不同球谐阶数的振荡模态可能会因旋转而耦合。由于我们仅通过式A1中的一阶频率修正纳入旋转效应，故忽略这种模混合，并且仅保留（ℓ， m）值与每个计算模态所赋值相匹配的潮汐强迫项。第 6 节讨论了这种近似对解释各个共振位置的影响。

A.2. 潮汐激发与模阻尼

对于平均运动为 n的卫星，其在木星旋转参考系中的潮汐强迫频率由式2给出。当 ω_f 接近其正则模频率 ω_α时，模态会受到共振激发。总能量传递率通过对每个受激模态的贡献求和得到（J. Fuller 等 2016），

$$\dot{E} = \sum_\alpha \dot{E}_\alpha, \tag{A4}$$

其中

$$\dot{E}_\alpha = \frac{mR_J^2\gamma_\alpha A_\alpha^2}{M_J\left[(\omega_\alpha - \omega_f)^2 + \gamma_\alpha^2\right]}\left(\frac{n\omega_f}{\omega_\alpha^2}\right). \tag{A5}$$

模态 α 的潮汐强迫振幅为

$$A_\alpha = \mathcal{G}m_s\left(\frac{R_J}{a}\right)^{\ell+1} Q_\alpha W_f, \tag{A6}$$

其中， m_s 是扰动卫星的质量， Q_α 衡量振荡模态与潮汐强迫之间的重叠， W_f 是强迫势的几何系数。

模态重叠的计算方法见（D. Lai2021）

$$Q_\alpha = 4\pi\int_0^{R_J} r^{\ell+2}\delta\rho_\alpha^* dr, \tag{A7}$$

其中， $\delta\rho_\alpha$ 是与模态 α相关的欧拉密度扰动。

潮汐强迫的角向依赖关系由下式描述（D. Lai & Y. Wu 2006年）

$$W_f = 2^{-\ell}\left[\frac{4\pi(\ell+m)!(\ell-m)!}{2\ell+1}\right]^{1/2} \times\left[\left(\frac{\ell+m}{2}\right)!\left(\frac{\ell-m}{2}\right)!\right]^{-1}, \tag{A8}$$

对于偶数 $\ell+m$，而对于奇数 $\ell+m$，则为 $W_f=0$。本文纳入了 $(\ell,\ m)=(2,\ 2)$、$(4,\ 4)$、$(4,\ 2)$、$(3,\ 3)$ 和 $(3,\ 1)$ 的强迫。

我们采用混合长度理论估算湍流对流对各个模态的阻尼，并根据潮汐强迫与对流时间尺度之间的关系进行修正（P. Goldreich 和 P. D. Nicholson 1977；J. Fuller 等 2016）。阻尼率为

$$\gamma_\alpha = \frac{4\pi^2\nu_{\rm con}}{\omega_f t_{\rm conv}} f\left[\rho_\alpha r^2\left(\xi_r^2+\ell(\ell+1)\xi_h^2\right)\right], \tag{A9}$$

其中，$\nu_{\rm con}$ 为对流黏度，$t_{\rm conv}$ 为对流时间尺度。函数 f 对行星中对流区域的贡献进行加权，

$$f(x) = \left[\int_0^{R_{\rm bot}} k_r^2 x\,dr + \int_{R_{\rm top}}^{R_J} k_r^2 x\,dr\right]\left[\int_0^{R_J} x\,dr\right]^{-1}, \tag{A10}$$

其中，$R_{\rm bot}$ 和 $R_{\rm top}$ 定义对流区的边界。径向波数近似为 as

$$k_r^2 = \left(\frac{\omega_\alpha}{c_s}\right)^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2}, \tag{A11}$$

其中，c_s 为声速。

A.3. *Conversion to Orbital Migration*

对于给定的卫星，我们根据方程A5 计算每个纳入的木星模态，并根据方程A4对各模态的贡献求和。随后，轨道迁移时间尺度为

$$\tau_a = -\frac{E_{\rm orb}}{\sum_\alpha \dot{E}_\alpha}, \tag{A12}$$

如方程4所示。将该量作为卫星半长轴的函数进行计算，即可得到图$\tau_{a,\,0}(a)$中所示的初始2a。

对于每个木星内部模型，这些剖面只计算一次。在进行 N 体数值积分期间，我们不会重新计算木星振荡模。相反，随着模态频率根据方程 3 演化，预先计算的潮汐景观也随之漂移。将不断演化的卫星轨道映射到预先计算的$\tau_{a,\,0}(a)$剖面上的具体过程见第 3 节。