具有长次周期的米拉变星非线性模型

尤·A·法杰耶夫[1*]

[1]俄罗斯科学院天文研究所，俄罗斯莫斯科，邮编*119017*收稿日期：2026年10月10日；修订日期：2026年10月22日；接受日期：2026年10月25日

摘要 — 对初始质量为 $M_{\rm ZAMS} = 1.6M_\odot$ 的渐近巨星支星，分别在初始氦丰度和金属丰度为 $Y = 0.28$ 和 $Z = 0.006$的条件下，进行了非线性径向振荡计算。选取热脉冲后的演化序列中的若干模型，作为描述具有长次周期的恒星脉动的流体力学方程的初始条件。通过对流体力学解进行离散傅里叶变换，我们表明，同时以基频模和第一泛音振荡、且两者周期不成整数倍关系的米拉变星会出现长次周期。偏离整数倍关系的相对量为 $\delta_\Pi \leq 1.2 \times 10^{-2}$，它导致模态分裂为间隔相等的频率分量，每个分量都是具有自由外边界的驻波。长次周期的周期长度接近基模周期的20倍。长次周期性是一种非线性效应，在达到极限振幅后出现，并在数百个基模周期内逐渐发展。

关键词： 恒星演化、恒星脉动、变星与特异星

arXiv:2611.32117v1 [astro-ph.SR] 24 Nov 2026

*电子邮箱：fadeyev@inasan.ru

1 引言

米拉型脉动变星中的长次周期是通过对大麦哲伦星云（LMC）中近千颗红巨星的光变曲线分析发现的（Wood 等人，1999）。这些恒星是在 MACHO 项目框架下，经过近六年的观测获得数据的。特别是，研究发现约四分之一的观测恒星表现出长次周期（LSP），其周期长度比基模周期长一个数量级。后来，EROS（Cioni 等人，2001）和 OGLE（Soszy´nski 等人，2004）巡天获得的更丰富光度数据证实了这些结论。

尽管长次周期（LSP）在几十年前就已被发现，但其内在本质仍不清楚。造成这一困难的主要原因是，径向脉动恒星中声波的最大周期受基频模限制，而基频模的周期远短于长次周期的时间尺度。为解释长次周期起源而提出的模型包括非径向恒星振荡（Wood 等人，2004）、存在低质量轨道伴星（Wood 等人，2004；Soszy´nski，2007；Soszy´nski 等人，2021），以及巨型对流胞的周转（Stothers，2010；Saio 等人，2015）。遗憾的是，人们认为所有这些模型都无法成立，因此长次周期问题仍未解决。Skowron 和 Soszy´nski（2026）的综述论文对为解释长次周期起源而提出的模型进行了更详细的讨论。

在此前对大麦哲伦星云中米拉变星非线性脉动的研究中，作者（Fadeyev，2024）表明，某些模型呈现出长次周期现象，其周期长度为基模周期的 10–30 倍。进一步计算显示，LSP 周期长度不取决于流体力学模型的空间或时间网格，而是由恒星的质量和年龄决定。

本研究旨在确定脉动红巨星中长次周期的起源。为此，我们计算了十多个米拉变星流体力学模型，这些模型的恒星年龄彼此接近，均处于演化轨道上常规恒星振荡转变为长次周期的位置附近。下文所述结果来自一致的恒星演化和非线性恒星脉动计算，其中根据演化序列模型确定初始条件，并求解辐射流体力学及时变对流方程。计算方法参见 Fadeyev（2013）。

2 计算结果

描述非线性恒星振荡的流体力学方程的求解所需的初始条件，是基于初始质量为 $M_{\rm ZAMS} = 1.6 M_\odot$ 、初始氦丰度为 $Y = 0.28$的演化序列计算得出的。与此前的研究（Fadeyev，2024）类似，演化计算采用的初始

金属丰度为 $Z = 0.006$，对应于大麦哲伦星云的平均金属丰度（Cioni 等，2006年）。

在所计算演化序列的模型中，长次周期出现在氦燃烧壳层第四次热脉冲之后。图1通过绘制第四次与第五次热脉冲之间时间间隔 $\Delta t_{\rm ev}$ =1.17×10^5 年的恒星光度变化，展示了流体力学模型的演化状态。为方便起见，将演化时间 $t_{\rm ev}$ 设定为氦燃烧壳层在 $i_{\rm TP} = 4$处释放能量达到最大值时的零点，此时恒星质量和年龄分别为 $1.48\,M_{\odot}$ 和1.595 Gyr。

图1中的空心圆表示振荡动能衰减的流体力学模型。实心圆表示具有规则极限环脉动的模型，而星号表示呈现长次周期的模型。图1所示的模型编号将在后续讨论中使用。

流体力学方程的解描述了自激恒星振荡，这些振荡源于将演化模型中的网格变量转换到流体力学模型的拉格朗日网格时出现的小扰动。图2显示了流体力学模型2和模型3中，在相差 $\approx 4{\times}10^3$ 年的恒星年龄下，按脉动周期 $\langle E_{\rm K} \rangle$ 平均的动能随时间的变化。需要指出的是，图中时间 t 是流体力学方程柯西问题的自变量，因此与恒星演化问题无关。如图2所示，模型2中振幅增长停止后，出现了极限环振荡，这是由于驱动恒星振荡的 κ机制达到饱和所致。相比之下，模型3的图显示，在极限环振荡期间，长次周期变化的振幅 $\langle E_{\rm K} \rangle$ 有所增加。长次周期变化的出现以及κ机制的饱和是一种非线性效应，其增长时间尺度长达数百个基频模周期 Π_0。

极限环振荡期间的第二周期性如图 3 所示，该图展示了若干流体动力学模型在外边界处气流速度 $U_{\rm s}$ 随时间的变化。为方便起见，图 3 中自变量 t 的零点任意选定，因为这些曲线对应于极限环振荡阶段。对于模型 4、6 和 8，长次周期周期长度与基频模周期的比值为 $\Pi_{\rm LSP}/\Pi_0 \approx 20$。

模型2速度变化中交替出现的振幅（见图3）使我们可以得出结论：恒星脉动同时表现为基频模和第一泛音。事实上，模型2中动能的谱密度（见图4a）以两个几乎相等的峰为特征，分别对应于具有整周期比的基频模和第一泛音： $\Pi_0 = 208.75067$ 天和 $\Pi_1 = 104.37534$ 天，即 $\Pi_0/\Pi_1 = 2$。需要指出的是，在以驻波形式表现的径向恒星脉动中，频率

of t动能 $E_{\rm K}$ 是恒星脉动频率的两倍： $\nu_{\rm EK} = 2/\Pi_0$。

然而，在呈现次级周期的流体动力学模型中，情况有所不同。如图 4b 所示，模型6动能谱密度中的峰值 f_0 对应于基频模的周期 $\Pi_0 = 215.58779$ 天，该周期并非第一泛音周期 $\Pi_1 = 106.51607$ 天的整数倍，即 $\Pi_0/\Pi_1 \approx 2.024$。因此，次级周期性是由频率略有差异的两个谐波叠加所产生的振幅变化导致的。

LSP流体动力学模型中主频率最大值 f_0 和h_1 附近出现的峰值也十分值得关注（见图 4b）。在所有具有次级周期的流体动力学模型中，主最大值与各峰值之间的频率间隔为 $\delta\nu = \pm i\Delta\nu$，其中 i 为峰值的阶数， $\Delta\nu$ 为由恒星结构决定的常数。

图5展示了流体力学模型6中若干质量分区的气流速度 U_j 谱密度图，有助于更好地理解次级周期性的起源。这些分区的半径平均值位于 $0.1 \leq \langle r_j \rangle / \langle r_N \rangle \leq 1$范围内，并标注在各图旁。如图所示，分裂基模$f_0$ 和分裂第一泛音 h_1 的频率在整个脉动恒星包层中保持不变，因此代表驻波。图5中虚线标示的频率处，气流速度 U_j 谱密度的径向分布图（见图6）表明，侧峰代表基频模和第一泛音。

米拉变星流体动力学模型的主要特征列于表1，第一列给出模型编号。第二列中的演化时间 $t_{\rm ev}$ 从第四次热脉冲（$i_{\rm TP} = 4$）时 $L_{\rm He}$ 的最大值算起；当时恒星年龄为1.594453 Gyr。第三列和第四列分别列出恒星质量 M 和恒星玻尔ometric光度 L。需要指出的是，光度 L 是内边界条件之一，也用于控制流体动力学计算的精度。具体而言，我们采用判据 $|1 - \langle L_{\rm s} \rangle / L| < 10^{-3}$，其中 $\langle L_{\rm s} \rangle$ 为在极限环振荡区间内取平均的外边界光度。第五列给出按脉动周期平均的恒星半径 $\langle R \rangle$，第六列和第七列则分别列出基频模 Π_0 和第一泛音 Π_1的周期，这些周期由恒星脉动动能谱密度的频率最大值确定。第八列列出相对于谐波关系的相对偏差值

$$\delta\Pi_{01} = \left| 1 - \frac{1}{2}\frac{\Pi_0}{\Pi_1} \right|,$$

而在第九列中，我们给出了 LSP 周期长度与基频模周期之比 $\Pi_{\rm LSP}/\Pi_0$。

3 结论

本文给出的结果使我们可以得出结论：要解释米拉变星中 LSP 的起源，无需援引暗示不存在球对称性的假说。正如振荡理论所知，两个频率差很小的谐波叠加会导致频率分裂，并产生周期更长的拍频（Smith 2020）。在米拉变星中，谐振子由基频模和第一泛音构成。当偏离谐波关系 $\delta\Pi_{01} \lesssim 2\%$ 时，这两个谐波都会发生分裂，其频率卫星是具有自由外边界的驻波，而由此产生的拍频则充当 LSP。这一结论基于一致的恒星演化和脉动计算结果，因此，所提出的 LSP 模型支持恒星演化晚期理论。

若要更详细地比较理论与观测结果，就必须对恒星演化和非线性脉动进行大幅扩展的计算。这个问题的主要困难在于，目前尚无通用方法可以预测当基频模和第一泛音发生频率分裂时恒星内部物理条件所对应的恒星年龄和质量。

参考文献

1. M.-R.L. Cioni, J.-B. Marquette, C. Loup, M. Azzopardi, H.J. Habing, T. Lasserre, 和 E. Lesquoy, “大麦哲伦星云巨星的变异性与光谱分类：DENIS 和 EROS 的研究结果”, 《天文学与天体物理学》377, 945（2001）。 2. M.-R.L. Cioni, L. Girardi, P. Marigo, 和 H.J. Habing, “麦哲伦云中的渐近巨星分支星。II. 大麦哲伦星云中的恒星形成率”, 《天文学与天体物理学》448, 77（2006）。 3. Yu.A. Fadeyev, “麦哲伦云中红超巨星的演化与周期—光度关系”, 《天文学快报》39, 306（2013）。 4. Yu.A. Fadeyev, “大麦哲伦星云米拉变星的模型”, 《天文学快报》50, 561（2024）。 5. H. Saio, P.R. Wood, M. Takayama, 和 Y. Ita, “红巨星中的振荡对流模：对长次周期的一种可能解释”, 《皇家天文学会月刊》452, 3863（2015）。 6. D.M. Skowron 和 I. Soszy´nski, “长周期变星在观测天体物理学中的作用”, 《天文学与天体物理学年度评论》64, 103（2026）。

7. W.F. Smith，《波与振荡》（牛津大学出版社，2010）。 8. I. Soszy´nski，“红巨星中的长次周期与双星性”，Astrophys. J.660，1486（2007）。9. I. Soszy´nski, A. Udalski, M. Kubiak, M.K. Szyma´nski, G. Pietrzy´nski, Zebru´n K., O. Szewcz

yk,

´L. Wyrzykowski 和 W.A. Dziembowski，《光学引力透镜实验：大麦哲伦星云中红巨星的椭球形变异》，Acta Astron. 54，347（2004）。10. I. Soszy´nski、A. Olechowska、M. Ratajczak、P. Iwanek、D.M. Skowron、P. Mr´oz P.、P. Pietrukowicz、A. Udalski、M.K. Szyma´nski、J. Skowron、M. Gromadzki、R. Poleski、S. Koz´lowski、M. Wrona、K. Ulaczyk 和 K. Rybicki，《双星性是红巨星长次周期的起源》，Astrophys. J. 911，L22（2021）。11. R.B. Stothers，《巨型对流胞翻转：对半规则红变星长次周期的解释》，Astrophys. J. 725，1170（2010）。12. P.R. Wood、C. Alcock、R.A. Allsman、D. Alves、T.S. Axelrod、A.C. Becker、D.P. Bennett、K.H. Cook、A.J. Drake、K.C. Freeman、K. Griest、L.J. King、M.J. Lehner、S.L. Mar- shall、G. Minniti、B.A. Peterson、M.R. Pratt、P.J. Quinn、C. W. Stubbs、W. Sutherland、A. Tomaney、T. Vandehei T. 和 D.L. Welch，《MACHO 对大麦哲伦星云红巨星的观测：米拉变星和半规则脉动星，以及接触双星和半接触双星》，IAU Symp.191，151（1999）。13. P.R. Wood、E.A. Olivier 和 S.D. Kawaler，《脉动渐近巨星支星的长次周期：对其起源的探究》，Astrophys. J. 604，800（2004）。

表1. 米拉变星的非线性模型

	$t_{\rm ev}$, 百万年	$M/M_\odot$	log $L/L_\odot$	log$\langle R\rangle/R_\odot$	Π_0, 天	Π_1, 天	log $\delta\Pi_{01}$	$\Pi_{\rm LSP}/\Pi_0$
1	0.0878	1.476	3.651	2.339	204.852	102.426		
2	0.0918	1.475	3.656	2.344	208.746	104.373		
3	0.0957	1.474	3.660	2.347	211.780	105.898	-4.11	18.6
4	0.0996	1.474	3.662	2.349	213.227	106.594	-3.75	19.6
5	0.1034	1.473	3.665	2.350	214.203	105.750	-1.89	19.5
6	0.1072	1.472	3.666	2.352	215.588	106.516	-1.92	20.8
7	0.1110	1.471	3.666	2.353	215.675	106.617	-1.94	21.7
8	0.1148	1.470	3.664	2.351	214.731	106.033	-1.90	19.6
9	0.1176	1.470	3.658	2.346	211.041	105.500	-3.71	18.7

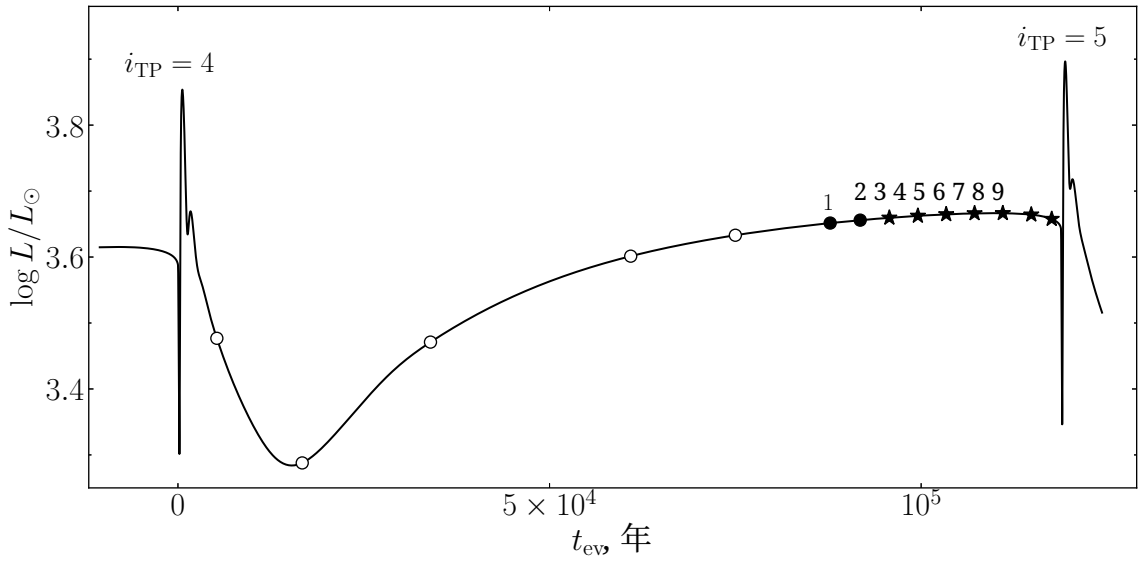


图1。氦燃烧壳层第四次（$i_{\rm TP}=4$）与第五次（$i_{\rm TP}=5$）热脉冲之间恒星光度的变化。带有衰减振荡的流体力学模型以空心圆表示。具有规则振荡的模型和具有长次周期（LSP）的模型分别以实心圆和星号标记。

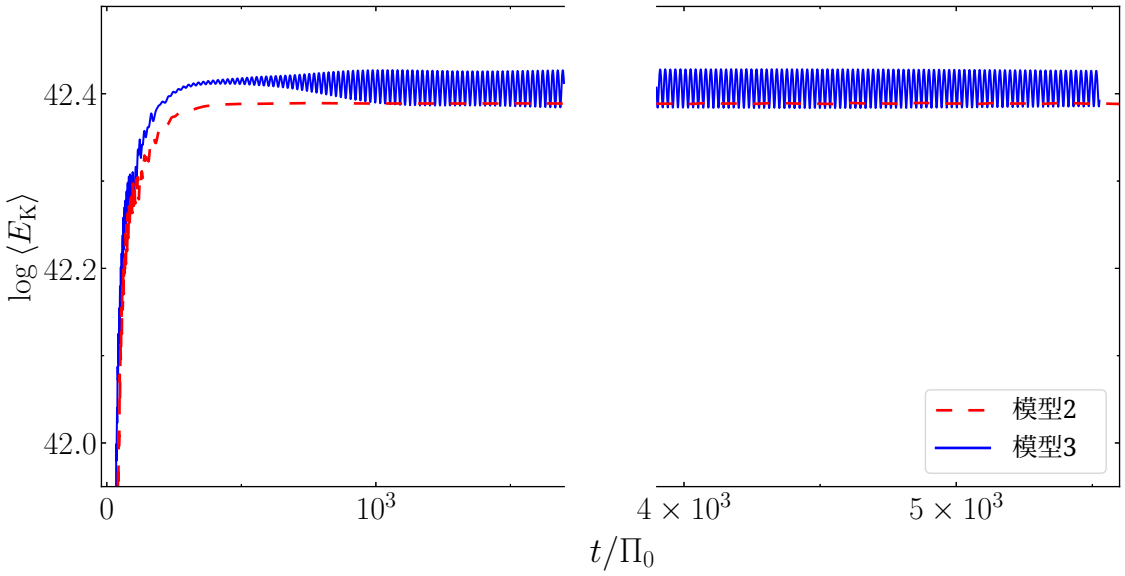


图2. 流体动力学模型2和3中平均动能（在脉动周期内取平均值）的变化。

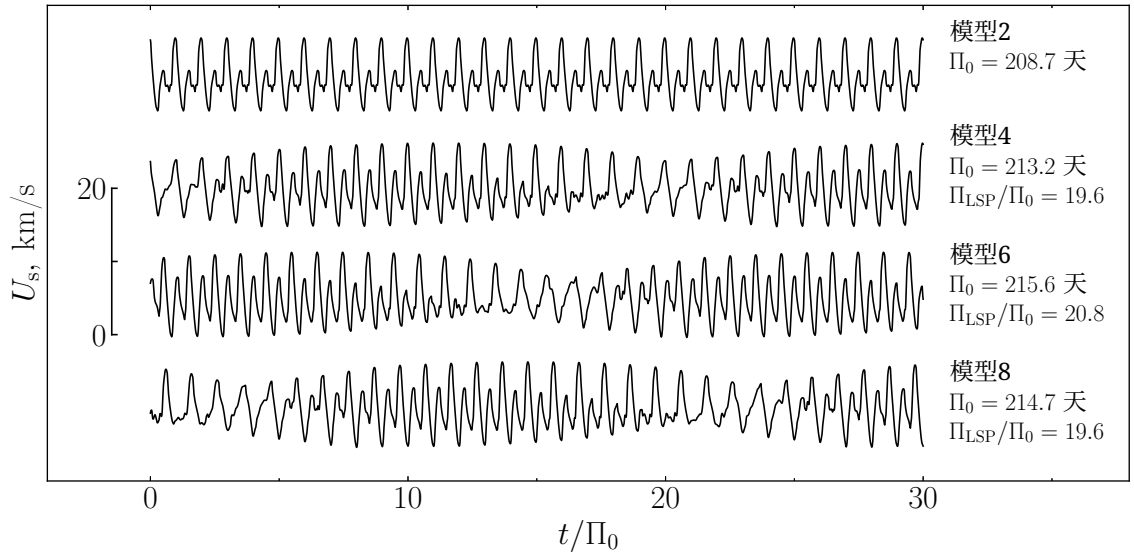


图 3. 流体力学模型外边界处气流速度的时间变化。

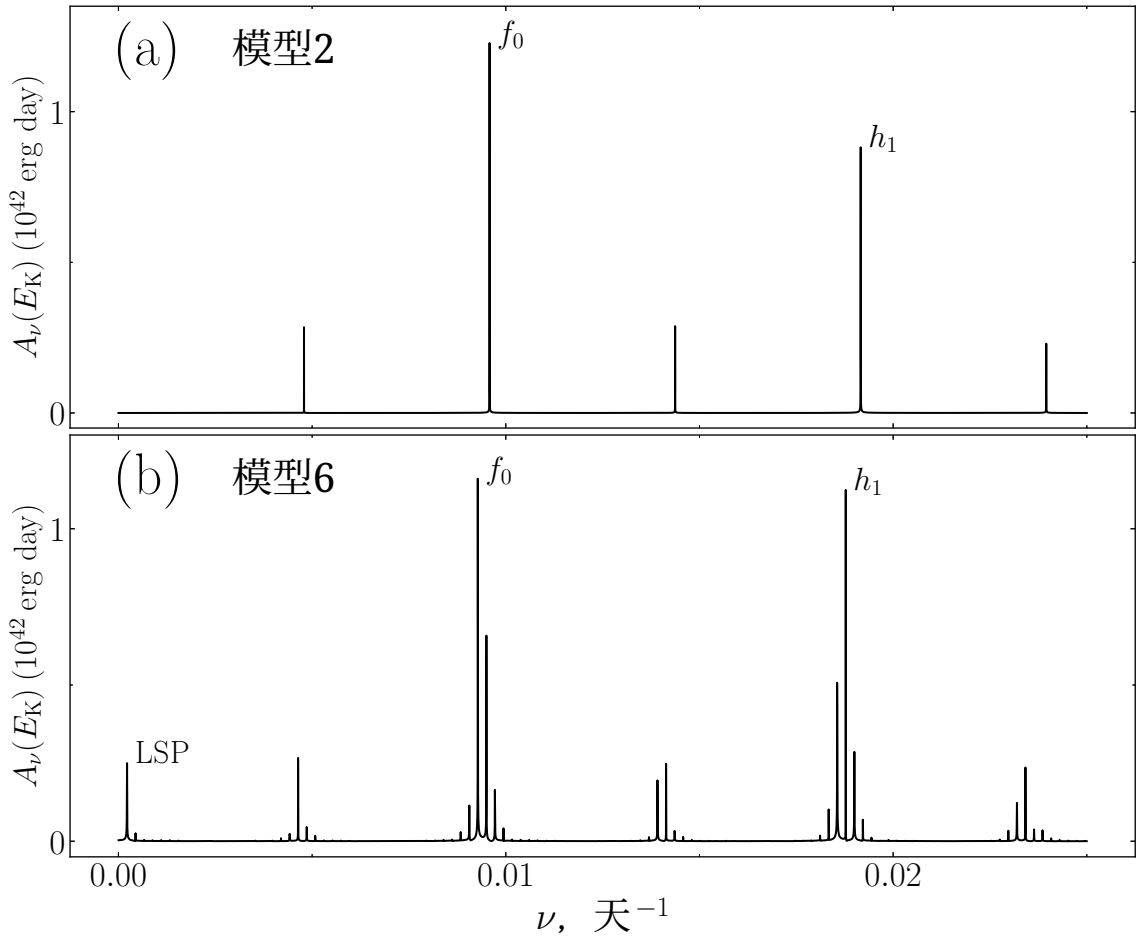


图4. 流体动力学模型2（a）和模型6（b）中动能的谱密度。标签 f_0、 h_1和长次周期分别对应基频模、第一泛音和长次周期的频率。

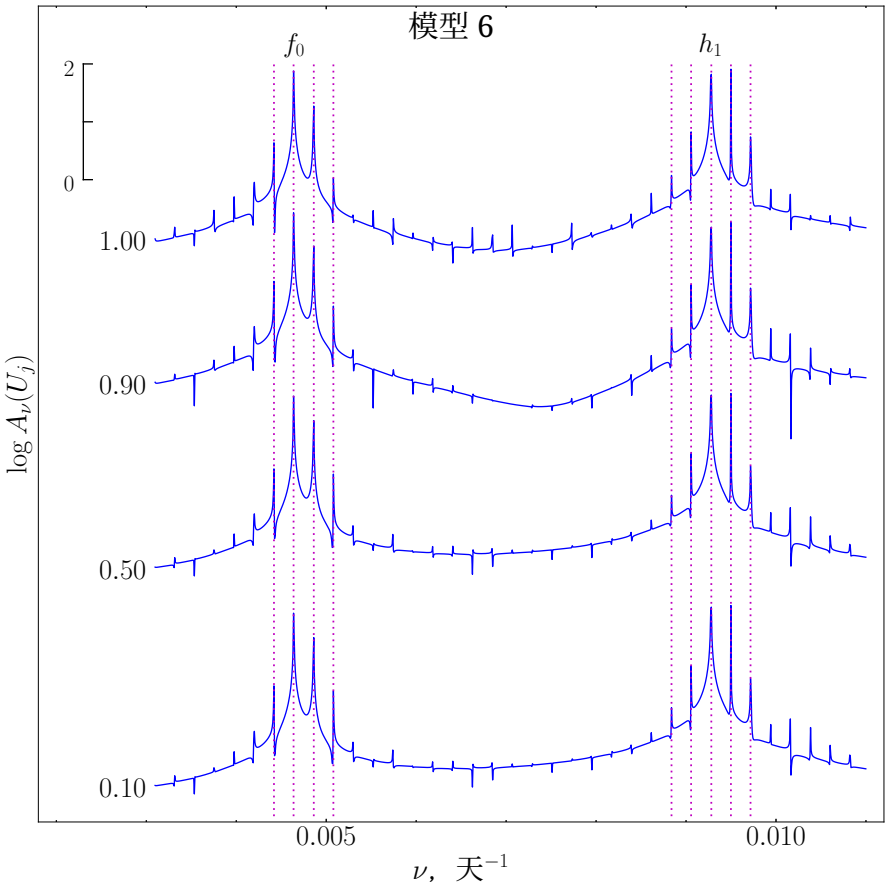


图5. 流体力学模型6中若干质量分区的气流速度谱密度（实线）。各分区的平均半径 $\langle r_j\rangle/\langle r_N\rangle$ 标注在图旁。竖直点线标示分裂模态的频率最大值。

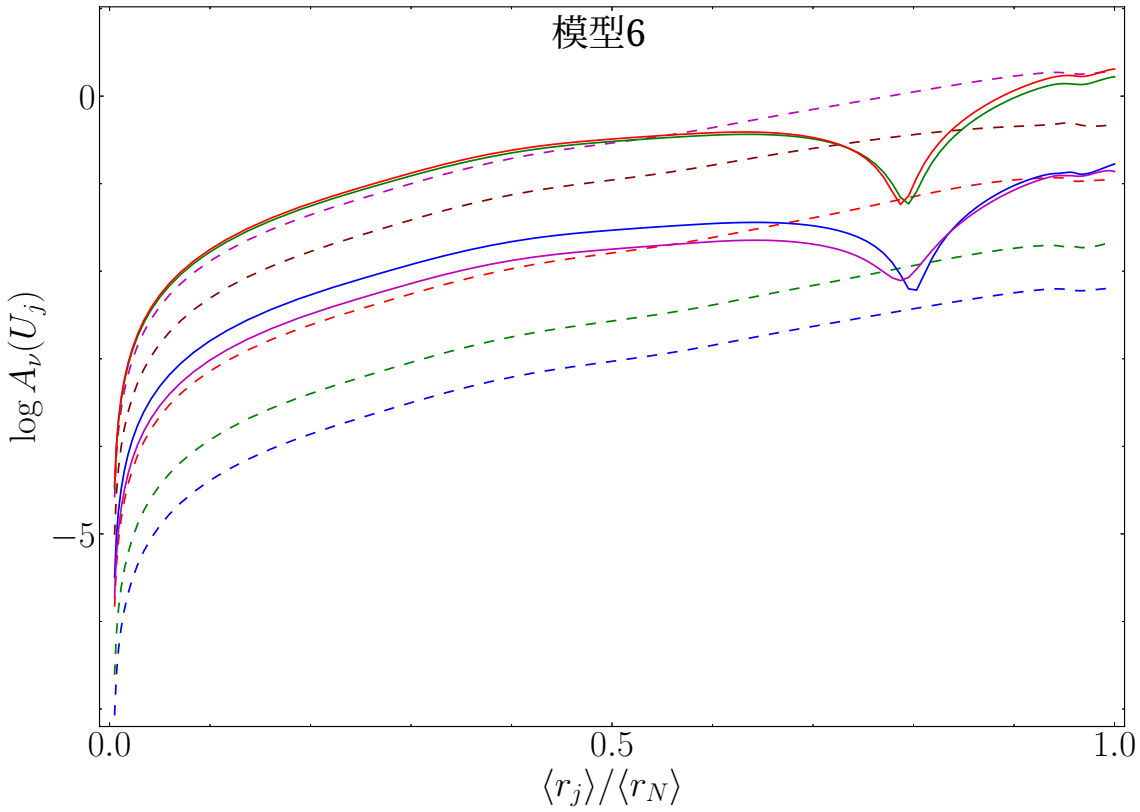


图6. 分裂基模（虚线）和分裂第一泛音（实线）频率下气流速度谱密度的径向分布。