

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗВЕЗДАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ g-МОД

*С. В. Чернов**

*Астрокосмический центр,
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117997, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 6 апреля 2026 г.,
после переработки 8 апреля 2026 г.
Принята к публикации 9 апреля 2026 г.

Астросейсмология приобретает все большее значение как метод изучения внутренней структуры звезд посредством анализа осциллирующих мод. Важным аспектом этого подхода является роль магнитного поля, обладающего разнообразными топологиями. В настоящей работе исследуется влияние тороидальной компоненты магнитного поля на осцилляционные моды звезд. Моделирование магнитного поля выполнено с учетом неустойчивости Тейлора–Спройта. Полученные результаты свидетельствуют о доминировании тороидальной составляющей в зоне лучистого переноса. Для модели звезды массой, равной одной массе Солнца, получен спектр магнитного расщепления частот и продемонстрировано увеличение модуля расщепления с уменьшением частоты, как $\propto \omega^{-2}$. Представленные результаты способствуют более глубокому пониманию магнитных эффектов в осциллирующих звездах и могут быть использованы для интерпретации астрономических наблюдений.

Ключевые слова: звезды, магнитные поля, астросейсмология

DOI: 10.31857/S0044451026050022

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитное поле играет ключевую роль в процессе эволюции и активности звезд. Оно влияет на механизмы переноса вещества и углового момента внутри звезды, а также способствует формированию звездного ветра и возникновению звездных вспышек и пятен. Внутренние магнитные поля могут формироваться и поддерживаться различными механизмами, среди которых важную роль играет динамо — процессы, вызванные конвекцией и вращением звезды. Изучение магнитных полей позволяет лучше понять внутреннюю структуру звезд, их циклы активности и взаимодействие с окружающей средой. Современные методы исследования, такие как спектрополяриметрия и эффект Зеемана, позволяют обнаруживать и анализировать поверхностные магнитные поля различных типов звезд — от молодых протозвезд до белых карликов и нейтронных звезд. Крупномасштабные поверхностные

магнитные поля обнаружены у звезд типа Ар и Вр с величиной магнитного поля в диапазоне от 0.1 до 100 кГс [1]. В то же время мелкомасштабные поля у звезд типа А и ОВ имеют интенсивность менее 100 Гс [2].

В отличие от методов спектрополяриметрии и эффекта Зеемана, астросейсмология предоставляет уникальную возможность изучения внутренней структуры звезды и определения параметров ее внутреннего магнитного поля [3]. Турбулентная конвекция вблизи поверхности солнцеподобных звезд возбуждает осцилляционные волны, которые распространяются внутрь звезды. Эти волны формируют спектр колебаний, включающий как высокочастотные акустические (р-моды), так и низкочастотные гравитационные (g-моды) моды. Акустические волны преимущественно распространяются в конвективной оболочке, тогда как гравитационные волны в основном локализуются в ядре солнцеподобной звезды. Различная пространственная чувствительность этих волн к физическим условиям на различных глубинах позволяет получать информацию о внутреннем строении звезды, включая параметры

* E-mail: chernov@lpi.ru

внутреннего магнитного поля. Так, например, в работе [4] было обнаружено внутреннее магнитное поле в ядре звезды — красного гиганта, величина которого достигает порядка 10^7 Гс. В работе [5] внутренние магнитные поля были обнаружены у 13 красных гигантов; при этом в ряде случаев их геометрия существенно отличалась от дипольной конфигурации. В работе [6] для трех красных гигантов были получены оценки внутреннего магнитного поля в диапазоне 30–100 кГс. Кроме того, в работе [7] оценили величину внутреннего магнитного поля массивной звезды ($\sim 5.8M_{\odot}$ HD 43317) как $5 \cdot 10^5$ Гс. Также известно, что магнитное поле вызывает расщепление частот [3,8]. Такой эффект исследовался на примере Солнца в работе [9], в которой использовалась модель магнитного поля, основанная на результатах работы [10], для анализа влияния магнитных полей на спектры звездных колебаний.

В настоящей работе исследуется явление расщепления частот, вызванное внутренним магнитным полем, которое генерируется за счет эффекта Тейлора–Спройта [11] в звездах с массой, равной одной массе Солнца. Известно, что солнцеподобные звезды характеризуются дифференциальным вращением (в том числе и Солнце), что создает условия для возникновения и устойчивого поддержания магнитных полей. Механизм Тейлора–Спройта является одним из основных теоретических подходов к описанию генерации магнитных полей в таких условиях, особенно в тонких слоях с выраженной дифференцированностью по широте и радиусу. В солнцеподобных звездах значительная дифференцированность проявляется в слоях, расположенных на границе конвективной области и зоны лучистого переноса, а также в ядрах звезд. Поэтому в зоне лучистого переноса внутри звезды существуют устойчивые и хорошо выраженные градиенты дифференциального вращения. В отличие от более динамических конвективных зон, зона лучистого переноса характеризуется относительно стабильной и упорядоченной структурой, что способствует сохранению и усилению магнитных полей, порожденных дифференциальным вращением. Затравочное магнитное поле встраивается в радиационную зону во время формирования звезды, когда на ранних этапах ядро и окружающие его слои активно взаимодействуют. В результате внутреннее магнитное поле становится «замороженным» в зоне лучистого переноса, сохраняя свою структуру при дальнейшей эволюции звезды.

Основной конфигурацией такого магнитного поля является осесимметричное тороидальное поле

[11], которое формируется в зоне лучистого переноса за счет дифференциального вращения. Такое вращение приводит к усилению первичной магнитной компоненты, создавая значительную тороидальную составляющую. В работе исследуются две модели звезды, одна из которых расположена на главной последовательности, а другая находится на ранней стадии ветви красных гигантов. В таких моделях звезд тороидальная компонента магнитного поля в зоне лучистого переноса может достигать значений порядка от 1 до 100 кГс. Для каждой модели звезды вычисляются спектры осцилляционных частот для гармоник со степенью $l = 2$ и азимутальным числом $m = 0; 1; 2$ и соответствующее частотное расщепление, вызванное магнитным полем. Показано, что асимптотическое поведение частотного расщепления при $\omega \rightarrow 0$ хорошо соответствует зависимости, пропорциональной ω^{-2} .

2. МАГНИТНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЧАСТОТ

Присутствие магнитного поля вызывает изменение частот осцилляционных мод за счет эффекта магнитного частотного расщепления. В случае слабого магнитного поля, когда величина расщепления значительно меньше расстояния между соседними модами, оно описывается выражением [3,12]

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = -\frac{1}{8\pi\omega^2 I} \int \left([\nabla \times B'] \times B + [\nabla \times B] \times B' + \frac{\rho'}{\rho} B \times [\nabla \times B] \right) \xi^* dV, \quad (1)$$

где ω — угловая частота осцилляционной моды, B — равновесное магнитное поле, B' — эйлерово возмущение магнитного поля, ρ — плотность, ρ' — эйлерово возмущение плотности, ξ — вектор лагранжева смещения, символ «*» обозначает комплексное сопряжение. Коэффициент нормировки задается следующим выражением:

$$I = \int (\xi \xi^*) \rho dV = \int [\xi_r^2 + l(l+1)\xi_h^2] \rho r^2 dr. \quad (2)$$

В случае, когда магнитной диффузией можно пренебречь, возмущение магнитного поля можно выразить следующим образом [3,12]:

$$B' = \nabla \times [\xi \times B]. \quad (3)$$

Вектор лагранжева смещения можно представить в виде

$$\xi = \left[\xi_r Y_l^m, \xi_h \frac{\partial Y_l^m}{\partial \theta}, \frac{\xi_h}{\sin \theta} \frac{\partial Y_l^m}{\partial \phi} \right] \exp(i\omega t), \quad (4)$$

где ξ_r и ξ_h — радиальная и горизонтальная компоненты смещения, Y_l^m — сферическая гармоника степени l и азимутального порядка m .

В зоне лучистого переноса внутри звезды, где генерируется магнитное поле за счет неустойчивости Тейлора–Спройта, тороидальная компонента преобладает над радиальной. В этом случае достаточно рассмотреть только тороидальную составляющую магнитного поля, которую можно записать в виде $B = (0, 0, B_\phi(r, \theta))$. Для упрощения вычислений в рамках оболочечного приближения [13] предполагается, что тороидальную компоненту магнитного поля можно представить как $B_\phi(r, \theta) = \sin\theta B(r)$. В этом приближении компоненты возмущенного магнитного поля можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} B'_r &= imb_r Y_l^m, \\ B'_\theta &= imb_\theta \frac{\partial Y_l^m}{\partial \theta}, \\ B'_\phi &= b_\phi \sin\theta Y_l^m - m^2 b_\theta \frac{Y_l^m}{\sin\theta}, \end{aligned} \tag{5}$$

где введены новые компоненты возмущения магнитного поля:

$$\begin{aligned} b_\phi &= l(l+1) \frac{\xi_h}{r} B - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B \xi_r), \\ b_r &= \frac{\xi_r}{r} B, \quad b_\theta = \frac{\xi_h}{r} B. \end{aligned}$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В рамках данного исследования были рассмотрены две модели звезды с массой, равной одной массе Солнца, $M = 1M_\odot$, соответствующие разным эволюционным стадиям. Первая модель (обозначенная как модель А) представляет собой звезду на главной последовательности, вторая (модель В) — звезду, расположенную на ветви красных гигантов. Основные параметры этих моделей приведены в табл. 1. Для модели А был выбран возраст звезды, приблизительно соответствующий текущему возрасту Солнца и равный $t_A = 5.2 \cdot 10^9$ лет. Для модели В, представляющей более поздний этап эволюции звезды, возраст выбирался равным $t_B = 1.15 \cdot 10^{10}$ лет. На поверхности звезды модель А характеризуется эффективной температурой $T_A = 5708$ К и светимостью $L_A = 1.04L_\odot$, где L_\odot — солнечная светимость. В то же время параметры модели В: $T_B = 4950$ К и $L_B = 2.11L_\odot$. При моделировании звезды в начальный момент времени металличность была выбрана равной $z = 0.02$, что соответствует металличности

Таблица 1. Основные параметры модели звезд

Модель	А	В
$t_{age}, \text{ г}$	$5.2 \cdot 10^9$	$1.15 \cdot 10^{10}$
$T_{eff}, \text{ К}$	5708	4950
L	$1.04L_\odot$	$2.11L_\odot$
R	$1.04R_\odot$	$1.97R_\odot$

Солнца. Начальная поверхностная скорость вращения звезды выбиралась равной $v_{sur} = 2.05$ км/с, что примерно соответствует скорости вращения поверхности Солнца на экваторе. Равновесные модели данных звезд были вычислены с помощью численного кода MESA [14–19].

Магнитное поле звезд моделировалось с учетом неустойчивости Тейлора–Спройта [11], которая является важным механизмом генерации и поддержания магнитных полей в дифференциально вращающихся звездах. В результате численного моделирования для каждой из моделей была получена величина тороидальной компоненты магнитного поля, которая значительно превосходит величину радиальной компоненты. На рис. 1 показаны зависимости величины магнитного поля, выраженной в гауссах, для обеих моделей в зависимости от безразмерного радиуса звезды. Из анализа рис. 1 можно сделать вывод о том, что величина тороидальной компоненты магнитного поля в зоне лучистого переноса примерно на три порядка превышает величину радиальной компоненты и достигает приблизительно одного килогауса для модели А и сотен килогауссов

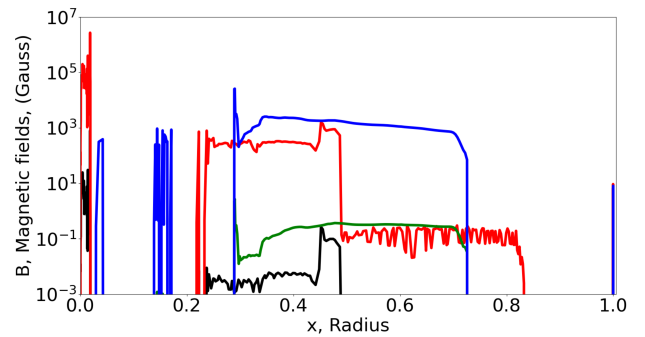


Рис. 1. Зависимости магнитного поля (в гауссах) от безразмерного радиуса звезды. Синяя и красная кривые — тороидальная компонента магнитного поля для моделей А и В соответственно. Зеленая и черная кривые — радиальная компонента магнитного поля для моделей А и В соответственно

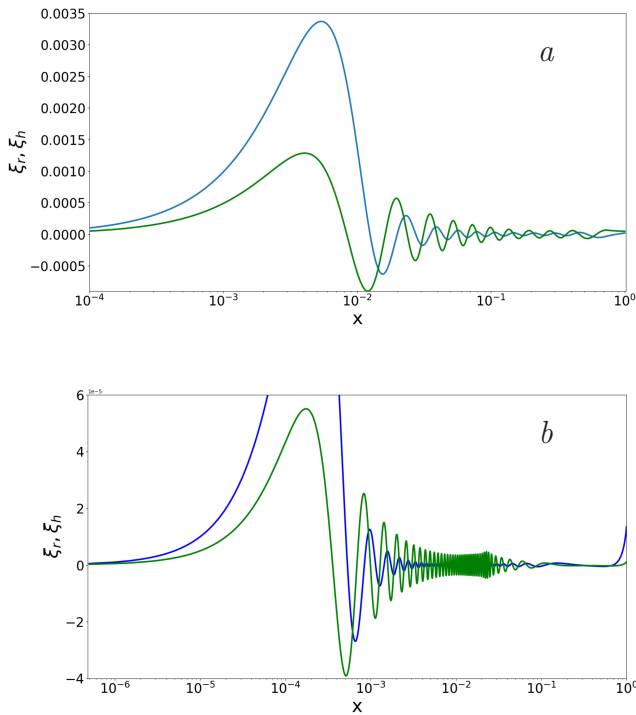


Рис. 2. Горизонтальная ξ_h (зеленая кривая) и радиальная ξ_r (синяя кривая) компоненты собственных функций в зависимости от безразмерного радиуса x для моды g_{20} (a) и моды g_{78} (b)

для модели В. Это позволяет считать тороидальную составляющую доминирующей в структуре магнитного поля внутри звезды.

Для каждой модели были рассчитаны спектры собственных частот в отсутствие влияния магнитного поля и вращения, для гармоник со степенью $l = 2$ (подробности о методе определения спектра можно найти в работе [20]). Расчеты охватывали диапазоны частот: $0.1 < \omega < 10$ для модели А и $0.7 < \omega < 4$ для модели В (частота нормирована на величину $\sqrt{GM/R^3}$, где G — гравитационная постоянная, M — масса, R — радиус звезды). В табл. 2 и 3 представлены примеры сорока частот низкочастотных гравитационных мод (g-мод) каждой модели. Для модели А спектр покрывает диапазон $0.3 < \omega < 2.3$, а для модели В — диапазон $2.6 < \omega < 4$. Оказалось, что спектры мод достаточно плотные, т. е. расстояние между соседними частотами значительно меньше величины самой частоты ($\omega_{i+1} - \omega_i \ll \omega_i$, где i — номер моды). Это свидетельствует о высокой плотности спектра и близком расположении соседних частот. На рис. 2 показаны

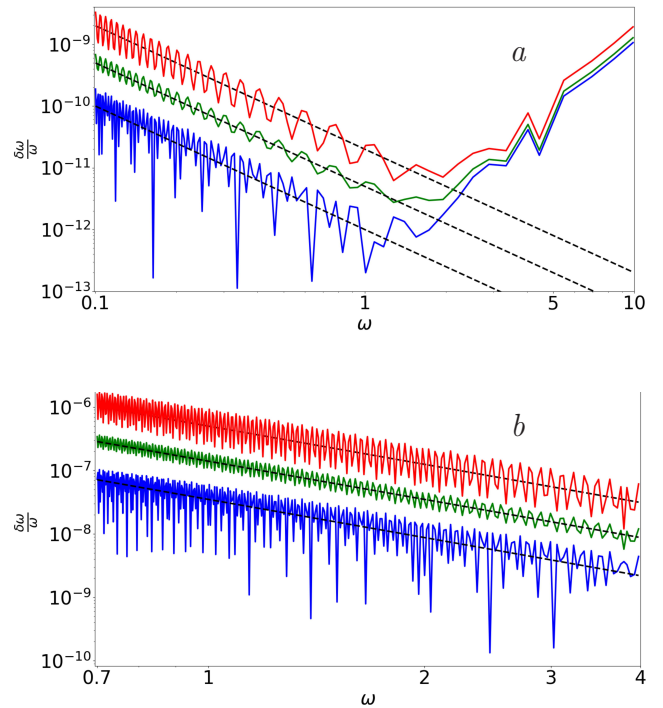


Рис. 3. Зависимости сдвига частот $\delta\omega/\omega$ от безразмерной частоты, выраженной в единицах $\sqrt{GM/R^3}$, для моделей А (a) и В (b). Синие кривые соответствуют азимутальному числу $m = 0$, зеленые — $m = 1$, красные — $m = 2$. Черные штриховые кривые — зависимости $\propto \omega^{-2}$

примеры горизонтальной и радиальной компонент собственных функций для моды g_{20} с безразмерной частотой $\omega = 0.6368$ для модели А и для моды g_{78} с безразмерной частотой $\omega = 3.7131$ для модели В.

Для оценки влияния тороидального магнитного поля на частотный сдвиг были проведены вычисления частотного расщепления по формуле (1) для гармоник степени $l = 2$ и азимутальных порядков $m = 0; 1; 2$. Интегрирование по азимутальному (ϕ) и полярному (θ) углам проводилось аналитически с использованием явных выражений для сферических функций, а по радиальной (r) координате — численно. Численное интегрирование проводилось методом Рунге–Кутты четвертого порядка точности, что обеспечивает высокую точность и стабильность вычислений. На рис. 3 представлены зависимости частотного сдвига (1) от безразмерной частоты в диапазоне $0.1 < \omega < 10$ для модели А и в диапазоне $0.7 < \omega < 4$ для модели В. Как видно из анализа графиков на рис. 3, при уменьшении частоты значение частотного сдвига существенно возрастает.

Таблица 2. Спектр мод для модели А в диапазоне $0.3 < \omega < 2.3$

Мода	ω	Мода	ω
g_4	2.2173	g_{24}	0.5368
g_5	1.9512	g_{25}	0.5162
g_6	1.7310	g_{26}	0.4974
g_7	1.5517	g_{27}	0.4798
g_8	1.4032	g_{28}	0.4635
g_9	1.2796	g_{29}	0.4482
g_{10}	1.1748	g_{30}	0.4338
g_{11}	1.0851	g_{31}	0.4203
g_{12}	1.0078	g_{32}	0.4076
g_{13}	0.9402	g_{33}	0.3957
g_{14}	0.8809	g_{34}	0.3845
g_{15}	0.8282	g_{35}	0.3739
g_{16}	0.7815	g_{36}	0.3637
g_{17}	0.7398	g_{37}	0.3542
g_{18}	0.7021	g_{38}	0.3451
g_{19}	0.6679	g_{39}	0.3365
g_{20}	0.6368	g_{40}	0.3284
g_{21}	0.6084	g_{41}	0.3205
g_{22}	0.5826	g_{42}	0.3131
g_{23}	0.5587	g_{43}	0.3059

Таблица 3. Спектр мод для модели В в диапазоне $2.6 < \omega < 4$

Мода	ω	Мода	ω
g_{72}	3.9744	g_{90}	3.1578
g_{73}	3.9226	g_{91}	3.1240
g_{74}	3.8735	g_{92}	3.0912
g_{75}	3.8284	g_{93}	3.0593
g_{76}	3.7915	g_{94}	3.0275
g_{77}	3.7551	g_{95}	2.9963
g_{78}	3.7131	g_{96}	2.9662
g_{79}	3.6688	g_{97}	2.9368
g_{80}	3.6243	g_{98}	2.9074
g_{81}	3.5808	g_{99}	2.8788
g_{82}	3.5380	g_{100}	2.8511
g_{83}	3.4958	g_{101}	2.8235
g_{84}	3.4549	g_{102}	2.7964
g_{85}	3.4152	g_{103}	2.7702
g_{86}	3.3757	g_{104}	2.7445
g_{85}	3.3370	g_{105}	2.7187
g_{86}	3.2998	g_{106}	2.6937
g_{87}	3.2633	g_{107}	2.6694
g_{88}	3.2272	g_{108}	2.6453
g_{89}	3.1920	g_{109}	2.6215

тает и демонстрирует закономерность $\delta\omega/\omega \propto \omega^{-2}$. Другими словами, при малых частотах коэффициент при ω^{-2} в правой части формулы (1) практически не зависит от самой частоты ω , что указывает на универсальность такого поведения для выбранных моделей. Для сравнения на рис. 3 штриховыми кривыми показаны теоретические зависимости ω^{-2} , что подтверждает полученные численные результаты.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен анализ влияния тороидальной компоненты магнитного поля на осцилляционные моды звезды с массой, равной массе Солнца, с учетом эффектов Тейлора – Спройта и оболочечного приближения. Было показано, что тороидальная составляющая магнитного поля играет доминирующую роль в зоне лучистого переноса, что позволяет существенно упростить модель поведения магнитных возмущений внутри звезды. В рамках

исследования был рассчитан спектр магнитного расщепления частот, из которого следует, что величина расщепления существенно возрастает при уменьшении частоты осцилляций. Была получена аналитическая зависимость сдвига частот от частоты возмущения при малых значениях частоты. Данное выражение демонстрирует хорошее согласие с численными расчетами и подтверждает, что при малых частотах эффекты магнитных расщеплений становятся более выраженными.

Полученные результаты расширяют понимание механизма магнитного частотного расщепления в звездах и могут быть полезны для интерпретации астрономических наблюдений, связанных с магнитными эффектами в осциллирующих звездах.

Финансирование. Исследование не имело спонсорской поддержки.

Конфликт интересов. Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Aurière, G.-A. Wade, J. Silvester et al., *Astron. Astrophys.* **475**, 1053 (2007).
2. F. Lignières, P. Petit, T. Böhm, and M. Aurière, *Astron. Astrophys.* **500**, L41 (2009).
3. W. Unno, Y. Osaki, H. Ando, H. Saio, and H. Shibahashi, *Nonradial Oscillation of Stars*, University of Tokyo Press, Tokyo (1989).
4. J. Fuller, M. Cantiello, D. Stello, R. A. Garcia, and L. Bildsten, *Science* **350**, 423 (2015).
5. G. Li, S. Deheuvels, T. Li, J. Ballot, and F. Lignières, *Astron. Astrophys.* **680**, A26 (2023).
6. G. Li, S. Deheuvels, J. Ballot, and F. Lignières, *Nature* **610**, 43 (2022).
7. D. Lecoanet, D. Bowman, and T. Van Reeth, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **512**, 16 (2022).
8. S. S. Hasan, J.-P. Zahn, and J. Christensen-Dalsgaard, *Astron. Astrophys.* **444**, L29 (2005).
9. T. I. Rashba, V. B. Semikoz, S. Turck-Chieze, and J. W. F. Valle, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **377**, 453 (2007).
10. V. A. Kutvitskii and L. S. Solov'ev, *JETP* **78**, 456 (1994) [В. А. Кутвицкий, Л. С. Соловьев, *ЖЭТФ* **105**, 853 (1994)].
11. H. C. Spruit, *Astron. Astrophys.* **381**, 923 (2002).
12. P. Gomes and I. Lopes, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **496**, 620 (2020).
13. J.-P. Zahn, *Astron. Astrophys.* **265**, 115 (1992).
14. B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **192**, 3 (2011).
15. B. Paxton, M. Cantiello, P. Arras et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **208**, 4 (2013).
16. B. Paxton, P. Marchant, J. Schwab et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **220**, 15 (2015).
17. B. Paxton, J. Schwab, E. B. Bauer et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **234**, 34 (2018).
18. B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 10 (2019).
19. A. S. Jermyn, E. B. Bauer, J. Schwab et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **265**, 15 (2023).
20. S. V. Chernov, *Astron. Lett.* **43**, 186 (2017) [С. В. Чернов, *Письма в астрон. ж.* **43**, 214 (2017)].

Investigation of the Internal Magnetic Field in Stars Using g-Modes

*S. V. Chernov**

Astro Space Center of P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences
117997, Moscow, Russia

*E-mail: chernov@lpi.ru

Received April 6, 2026

Revised April 8, 2026

Accepted April 9, 2026

Abstract

Astroseismology is becoming increasingly important as a method of studying the internal structure of stars through the analysis of oscillating modes. An important aspect of this approach is the role of the magnetic field, which has a variety of topologies. In this paper, we study the effect of the toroidal component of the magnetic field on the oscillation modes of stars. The magnetic field is modeled taking into account the Taylor–Spruit instability. The results obtained indicate the dominance of the toroidal component in the radiative zone. For a star model with one solar mass, a spectrum of magnetic frequency splitting is obtained, demonstrating an increase in the splitting magnitude with decreasing frequency, approximately as $\propto \omega^{-2}$. The presented results contribute to a deeper understanding of magnetic effects in oscillating stars and can be used to interpret astronomical observations.

Keywords: stars, magnetic fields, astroseismology

Funding. The study was not sponsored.

Conflict of interest. The author of this work declares that he has no conflict of interest.