

## МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ, ГАЗА И ПЛАЗМЫ/MECHANICS OF FLUIDS, GAS AND PLASMA

DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2026.168.93> EDN: RPRSXO

## ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ МОДЕЛИ ЗАМАГНИЧЕННОГО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЦИЛИНДРА

Научная статья

Бисенгалиев Р.А.<sup>1,\*</sup>, Тугульчиева В.С.<sup>2</sup><sup>1,2</sup> Калмыцкий государственный университет им. Б.Б. Городовикова, Элиста, Российская Федерация

\* Корреспондирующий автор (rinus5637[at]mail.ru)

Предложена: 30.05.2024; Принята: 05.06.2026; Опубликовано: 17.06.2026

**Аннотация**

Данная работа является продолжением работы [1], в которых в качестве модели солнечной магнитной аркады рассматривался вращающийся замагниченный цилиндрический слой. В отличие от [1], в данном случае мы в качестве модели рассматриваем не цилиндрический слой, а сплошной цилиндр. Как показал анализ, ситуация отличается от результатов в [1], а именно как и прежде развивается два семейства мод. Многомодовый характер развития неустойчивости можно объяснить наличием границы в исходной модели цилиндрического слоя, что приводит к гироскопическому и фазовому резонансу собственных мод вращающегося цилиндра. Однако в отличие от результатов в [1], мода БМЗВ всюду устойчива, а гироскопическая мода, обусловленная центробежными эффектами — имеет неустойчивый характер и может в результате приводить к формированию магнитных аркад.

**Ключевые слова:** магнитные аркады, магнитная гидродинамика, центробежная неустойчивость, линейный анализ устойчивости.

## LINEAR STABILITY ANALYSIS OF A MODEL OF A MAGNETISED ROTATING CYLINDER

Research article

Bisengaliev R.A.<sup>1,\*</sup>, Tugulchieva V.S.<sup>2</sup><sup>1,2</sup> Kalmyk state university, Elista, Russian Federation

\* Corresponding author (rinus5637[at]mail.ru)

Suggested: 30.05.2024; Accepted: 05.06.2026; Published: 17.06.2026

**Abstract**

This work is a continuation of [1], in which a rotating magnetised cylindrical layer was used as a model of the solar magnetic arcade. Unlike [1], in this case we view a solid cylinder rather than a cylindrical layer as a model. As the analysis has shown, the situation differs from the results in [1], namely, as before, two groups of modes develop. The multimodal nature of the instability's development can be explained by the presence of a border in the initial cylindrical-layer model, which leads to gyroscopic and phase resonance of the natural modes of the rotating cylinder. However, unlike the results in [1], the FMAW mode is stable everywhere, whereas the gyroscopic mode, caused by centrifugal effects, is unstable and may consequently lead to the formation of magnetic arcs.

**Keywords:** magnetic arcades, magnetic hydrodynamics, centrifugal instability, linear stability analysis.

**Введение**

В данной работе предлагается рассмотреть модификацию модели, предложенной в [1], [2], [3], а именно перейти от рассмотрения цилиндрического слоя к сплошному цилиндру. Такая геометрическая конфигурация, на наш взгляд, более естественна и может, например, возникать в результате всплывания вещества плазмы на границах ячеек супергрануляции [4]. Численное моделирование процессов, протекающих в активных областях на Солнце, в частности в солнечных магнитных аркадах, является актуальной задачей в теоретической физике Солнца. В большинстве современных работ, посвящённых моделированию солнечных магнитных аркад, основное внимание уделяется процессам магнитного пересоединения и формированию магнитных жгутов. Одним из важнейших направлений является моделирование всплывания магнитного потока из конвективной зоны Солнца в корону. Предполагается, что именно сдвиговые движения фотосферы, образование токовых слоёв и последующее магнитное пересоединение определяют эволюцию аркадных структур, их неустойчивость и развитие эруптивных процессов [11], [12], [13], [15]. Мы же в данной работе предлагаем механизм формирования магнитных аркад, основанный на действии центробежной неустойчивости, возникающей во вращающейся цилиндрической конфигурации вещества.

Как и в работах [1], [2], [3], мы проводим линейный анализ устойчивости модели в рамках уравнений идеальной магнитной гидродинамики. В работе [1] краевые условия на нижней границе цилиндрического слоя были найдены в результате решения соответствующих дифференциальных уравнений во внешней области  $r < R_1$ . При переходе к сплошному цилиндру приходится задавать краевые условия в точке  $r=0$  вручную, исходя из естественных предположений. Как и в [1] полученная задача типа Штурма-Лиувилля решается численно, методом стрельбы на ЭВМ.

Численный метод стрельбы [5], [6] является одним из методов численного решения краевых задач. Рассмотрим, например, краевую задачу для обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка

$$u'' = f(u, u', x), \quad x \in (a, b)$$

$$u(a) = u_{\text{left}}, \quad u'(a) = \gamma$$

Требуется подобрать такой параметр стрельбы  $\gamma$ , чтобы решение  $u(x, \gamma)$  в точке  $x=b$  совпало с  $u_{\text{right}}$ . Итак, по параметру  $\gamma$  мы находим решение задачи Коши  $u(x)$ , далее рассматриваем  $|u(b) - u_{\text{right}}|$ , то есть имеется функция

$$F(\gamma) = |u(b) - u_{\text{right}}|$$

Целью является решить уравнение  $F(\gamma)=0$ . В нашем случае уравнения такого типа мы решаем классическим методом касательных, а соответствующую систему дифференциальных уравнения для заданной частоты — методом Рунге-Кутты четвертого порядка точности.

Отметим, что солнечные магнитные аркады, корональные полости и спокойные протуберанцы являются важными объектами изучения в солнечной физике, а понимание механизмов их формирования на начальной стадии и динамики развития имеет большое значение в теоретической астрофизике. В этом контексте модель замагниченного вращающегося цилиндра представляет интерес для исследования физических механизмов магнитной структуры различных объектов в солнечной фотосфере и нижней хромосфере. Кроме того, исследование устойчивости моделей физических систем требует разработки и применения математических методов, таких как, например, численные методы и моделирование, что безусловно, может оказаться полезным в целом для математической физики.

### Методы и принципы исследования

Как уже отмечалось, в качестве модели рассматриваем вращающийся замагниченный газовый цилиндр. Во внутренней области цилиндра предполагаем, что скорость и магнитное поле вещества азимутальны. Во внешней области считаем, что магнитное поле направлено вдоль образующей цилиндра, а вещество изначально покоится.

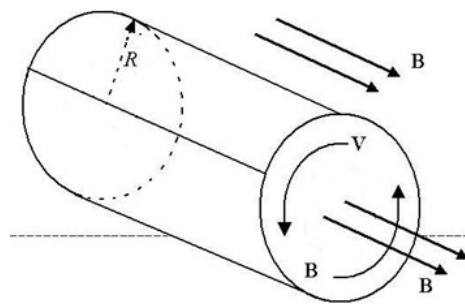


Рисунок 1 - Схематическое изображение модели

DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2026.168.93.1>

Область модели при  $0 < r < R$  будем далее называть внутренней областью, а соответствующие параметры обозначать индексом «in», а область при  $r > R$  будем называть внешней, а параметры обозначать индексом «ex». В исходной модели выполняются следующие ограничения:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= B_{in}(r) \cdot \mathbf{e}_\varphi, 0 < r < R \\ \mathbf{B} &= B_{ex}(r) \cdot \mathbf{e}_z, r > R \\ \mathbf{V} &= V_{in}(r) \cdot \mathbf{e}_\varphi, 0 < r < R \\ \mathbf{V} &= 0, r > R \\ \rho_{in} &= \text{const} \\ \rho_{ex} &= \text{const} \\ \frac{\partial V}{\partial r} &= \frac{V}{r} = \Omega = \text{const} \\ \frac{\partial B}{\partial r} &= \frac{B}{r} = \text{const} \end{aligned}$$

Здесь  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{V}$ ,  $\rho$ ,  $\Omega$  магнитное поле, скорость вещества, плотность и угловая скорость соответственно. При этом не учитываем силу тяжести. Кроме того, исходя из физических соображений, должно выполняться условие баланса сил:

$$P_{in}(R) + \frac{B_{in}^2(R)}{8\pi} = P_{ex}(R) + \frac{B_{ex}^2(R)}{8\pi} = \text{const}$$

### Основные уравнения

Рассмотрим систему уравнений магнитной гидродинамики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} &= -\frac{1}{\rho} \nabla P - \frac{1}{8\pi\rho} \nabla B^2 + \frac{1}{4\pi\rho} (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B}, \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{B} - \mathbf{B} \text{div } \mathbf{V}, \\ \text{div } \mathbf{B} &= 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \rho + \rho \text{div } \mathbf{V} &= 0 \\ \frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) P &= c_i^2 \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \rho \right], \\ \frac{5}{3} P_{in} &= c_{in}^2 \rho_{in}, \quad \frac{5}{3} P_{ex} = c_{ex}^2 \rho_{ex} \end{aligned}$$

Будем проводить линейный анализ устойчивости данной модели. Для этого, применим стандартную процедуру линеаризации системы, смысл которой состоит в отбрасывании нелинейных членов в разложении в ряд Тейлора соответствующих функции в системе. Все величины представляем в виде суммы равновесного значения и малого возмущения:



$$\begin{aligned}\rho(r, \varphi, z, t) &= \rho_i(r) + \tilde{\rho}(r, \varphi, z, t) \\ P(r, \varphi, z, t) &= P_i(r) + \tilde{p}(r, \varphi, z, t) \\ \mathbf{V}(r, \varphi, z, t) &= V_{in}(r) \cdot \mathbf{e}_\varphi + \tilde{\mathbf{v}}(r, \varphi, z, t), \\ \mathbf{B}(r, \varphi, z, t) &= B_{in}(r) \cdot \mathbf{e}_\varphi + \tilde{\mathbf{b}}(r, \varphi, z, t)\end{aligned}$$

при  $0 < r < R$  и

$$\begin{aligned}\mathbf{V}(r, \varphi, z, t) &= \tilde{\mathbf{v}}(r, \varphi, z, t), r > R \\ \mathbf{B}(r, \varphi, z, t) &= B_{ex}(r) \cdot \mathbf{e}_z + \tilde{\mathbf{b}}(r, \varphi, z, t), r > R\end{aligned}$$

При  $0 < r < R$  получим систему:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}}{\partial t} + (\mathbf{V}_{in} \nabla) \tilde{\mathbf{v}} + (\tilde{\mathbf{v}} \nabla) \mathbf{V}_{in} &= -\frac{1}{\rho_{in}} \nabla \tilde{p} - \frac{1}{4\pi \rho_{in}} \nabla (\mathbf{B}_{in} \tilde{\mathbf{b}}) + \\ &+ \frac{1}{4\pi \rho_{in}} (\mathbf{B}_{in} \nabla) \tilde{\mathbf{b}} + \frac{1}{4\pi \rho_{in}} (\tilde{\mathbf{b}} \nabla) \mathbf{B}_{in} + \frac{\tilde{p}}{4\pi \rho_{in}^2} \cdot \frac{B_{in}^2}{r} \cdot \mathbf{e}_r, \\ \frac{\partial \tilde{\mathbf{b}}}{\partial t} &= (\mathbf{B}_{in} \nabla) \tilde{\mathbf{v}} - (\tilde{\mathbf{b}} \nabla) \mathbf{V}_{in} - (\mathbf{V}_{in} \nabla) \tilde{\mathbf{b}} - (\tilde{\mathbf{v}} \nabla) \mathbf{B}_{in} - \mathbf{B}_{in} \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}} \\ \operatorname{div} \tilde{\mathbf{b}} &= 0, \\ \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + (\mathbf{V}_{in} \nabla) \tilde{p} + (\tilde{\mathbf{v}} \nabla) \rho_{in} + \rho_{in} \operatorname{div} \tilde{\mathbf{v}} &= 0 \\ \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + (\mathbf{V}_{in} \nabla) \tilde{p} + (\tilde{\mathbf{v}} \nabla) P_{in} &= c_{in}^2 \left[ \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + (\mathbf{V}_{in} \nabla) \tilde{p} + (\tilde{\mathbf{v}} \nabla) \rho_{in} \right], \\ \frac{5}{3} P_{in} = c_{in}^2 \rho_{in}, \quad \frac{5}{3} P_{ex} = c_{ex}^2 \rho_{ex}\end{aligned}$$

Применим к полученной линейной системе дифференциальных уравнений в частных производных метод нормальных мод с целью сведения ее к системе двух обыкновенных дифференциальных уравнений. Для этого решение  $f(r, \varphi, z, t)$  представляем в виде:

$$\tilde{f}(r, \varphi, z, t) = \hat{f}(r) \cdot \exp(i \cdot m \cdot \varphi + i \cdot k_z \cdot z - i \cdot \omega \cdot t)$$

В результате получим систему

$$\begin{cases} \frac{d\xi}{dr_b} = C_1(r_b) \cdot p + C_2(r_b) \cdot \xi \\ \frac{dp}{dr_b} = C_3(r_b) \cdot p + C_4(r_b) \cdot \xi \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\xi = \frac{\hat{\xi}}{R}$ ,  $p = \frac{\hat{p}}{\rho_{ex} c_{ex}^2}$ ,  $r_b = \frac{r}{R}$  — безразмерные смещение, давление и радиус соответственно,  $\hat{\xi}$  — возмущенное радиальное смещение, которое связано с радиальной компонентой скорости следующим соотношением:

$\hat{v}_r = -i \cdot \hat{\omega} \cdot \hat{\xi}$ , а  $\hat{\omega} = \omega - m \cdot \Omega$  — частота с учетом доплеровского сдвига. Выражения для коэффициентов  $C_i(r_b)$  можно найти в [1]. Отметим, что для удобства численный анализ мы проводим в безразмерных величинах. Во внешней области при  $r > R$  линеаризация системы МГД и последующее применение метода нормальных мод как и в [1] приводит системе

$$\begin{cases} \frac{d\xi}{dr_b} = C_5(r_b) \cdot p - \frac{\xi}{r_b} \\ \frac{dp}{dr_b} = C_6(r_b) \cdot \xi \end{cases} \quad (2)$$

а она, в свою очередь, сводится к модифицированному уравнению Бесселя:

$$\begin{aligned}r_b^2 \frac{d^2 p}{dr_b^2} + r_b \frac{dp}{dr_b} - (m^2 + \chi^2 r_b^2) p &= 0 \\ p_{ex} &= B_1 \cdot K_m(\chi \cdot r_b)\end{aligned} \quad (3)$$

где  $K_m(\chi \cdot r_b)$  — функция Макдональда [7].

### Алгоритм

1. Задаем начальное значение безразмерной комплексной частоты  $\alpha$
2. Вручную задаем значение безразмерного давления в точке  $r=0: p_{in}(0)$ . В качестве основного значения будем считать, что  $p_{in}(0) = 1$ .
3. Вручную задаем значение безразмерного смещения в точке  $r=0: \xi_{in}(0)$ . В качестве основного значения будем считать, что  $\xi_{in}(0) = 0$ .
4. Методом Рунге-Кутты интегрируем систему (1) от 0 до
5. Так как  $\hat{\xi}_{ex} = \hat{\xi}_{in}$ , то мы тем самым нашли  $\hat{\xi}_{ex}(R)$  на границе  $r=R$ .
6. Из второго уравнения системы (2) находим амплитудную постоянную  $B_1$ , а из уравнения (3) находим  $p_{ex}(R)$
7. Добиваемся с использованием метода Ньютона выполнения условия для выполнения баланса возмущенных сил на границе  $r=R$ :

$$\hat{p}_{ex} + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}_{ex}, \hat{\mathbf{b}}) = \hat{p}_{in} + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B}_{in}, \hat{\mathbf{b}}) + \Omega^2 \cdot R \cdot \hat{\xi}_{in} \cdot \rho_{in}$$

### Основные результаты

Поставленная краевая задача на собственные значения частоты решалась численно, методом стрельбы на ЭВМ. Параметры численных расчетов совпадают с параметрами из [1] и приводятся в подписях для рисунка.

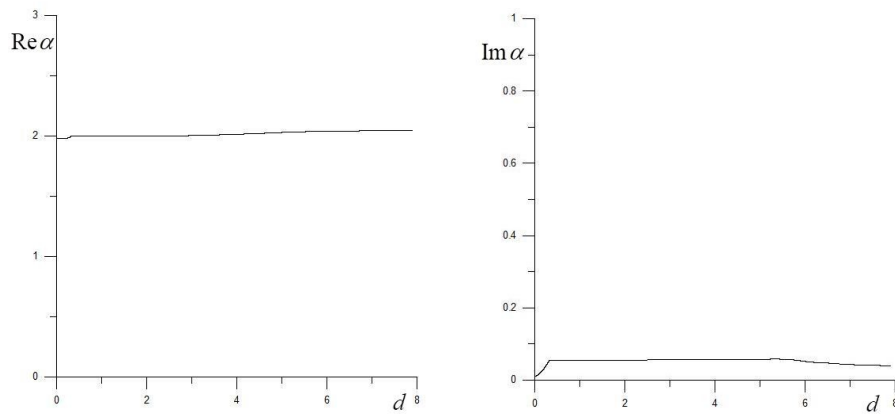


Рисунок 2 - Безразмерная частота в единицах угловой скорости вращения (слева) и инкремент (справа) в зависимости от безразмерного волнового числа  $d=k_z \cdot R$  для осесимметричной моды

DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2026.168.93.2>

Примечание:  $m=0$ ;  $M=1,5$ ;  $s=6,0$ ;  $F=0,475$ ;  $A_{ex}^2=0,01$ ,  $A_{in}^2=0,375$

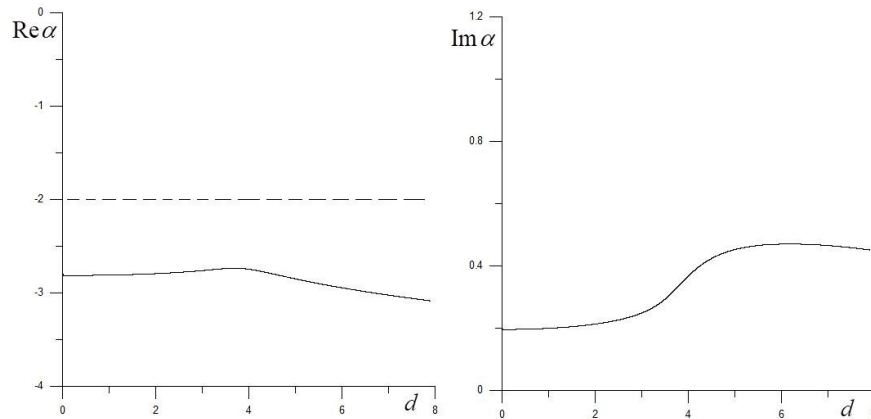


Рисунок 3 - Безразмерная частота в единицах угловой скорости вращения (слева) и инкремент (справа) в зависимости от безразмерного волнового числа  $d=k_z \cdot R$  для осесимметричной моды

DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2026.168.93.3>

Примечание:  $m=0$ ; пунктирной линией показана гироскопическая асимптотика;  $M=1,5$ ;  $s=6,0$ ;  $F=0,475$ ;  $A_{ex}^2=0,01$ ,  $A_{in}^2=0,375$

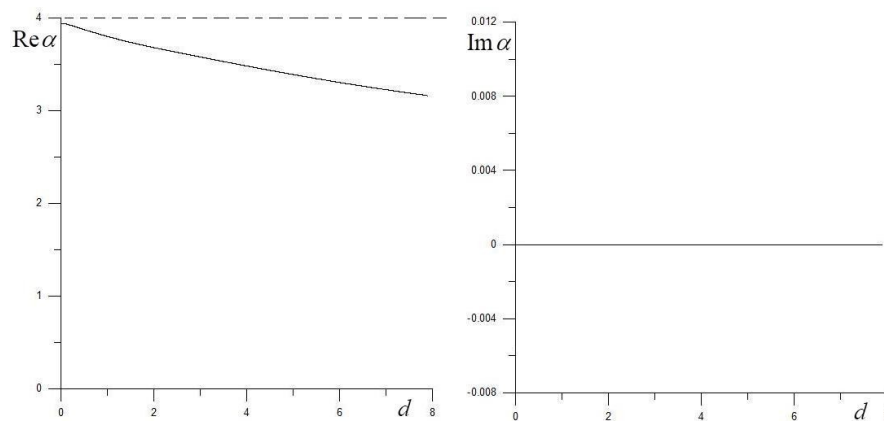


Рисунок 4 - То же, что и на рис. 2, но при для азимутальной моды  $m=2$

DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2026.168.93.4>

Примечание: пунктирной линией показана асимптотика для гироскопической моды  $Re \omega = (m + 2) \cdot \Omega$

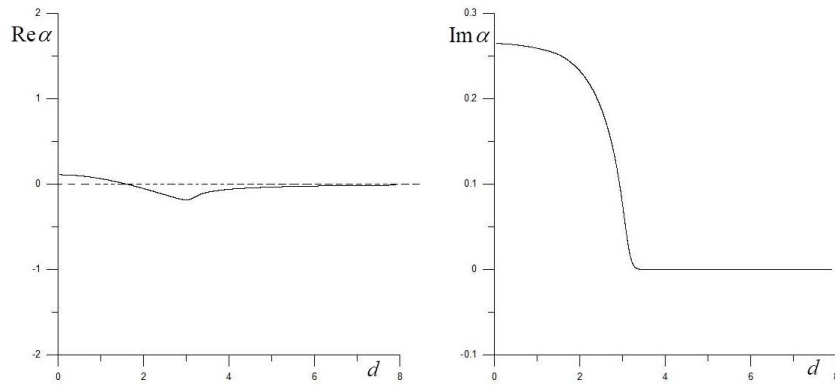


Рисунок 5 - То же, что и на рис. 2, но при для азимутальной моды  $m=2$   
 DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2026.168.93.5>

Примечание: пунктирной линией показана асимптотика для гироскопической моды  $Re \omega = (m - 2) \cdot \Omega$

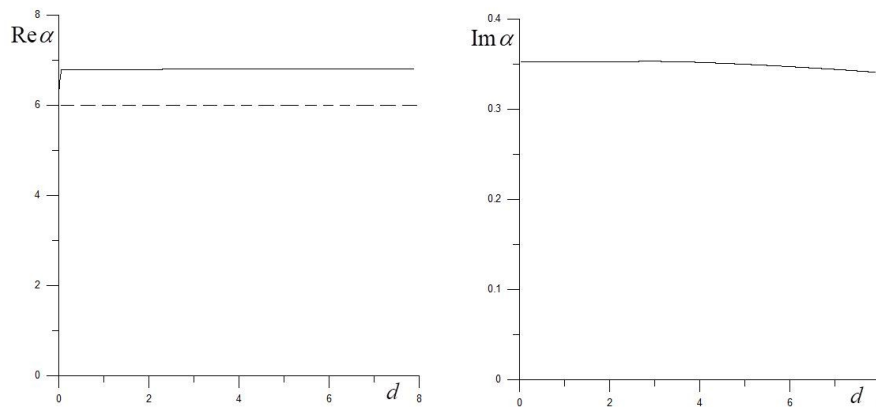


Рисунок 6 - То же, что и на рис. 2, но при для азимутальной моды  $m=8$   
 DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2026.168.93.6>

Примечание: пунктирной линией показана асимптотика для гироскопической моды  $Re \omega = (m - 2) \cdot \Omega$

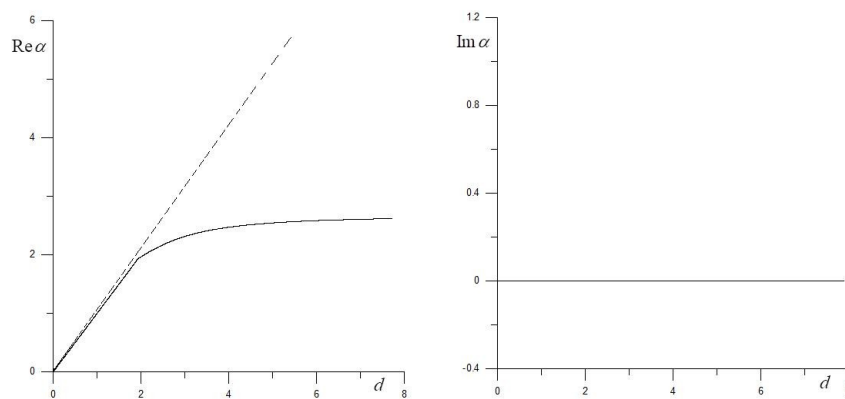


Рисунок 7 - То же, что и на рис. 2  
 DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2026.168.93.7>

Примечание: пунктирной линией показана асимптотика БМЗВ

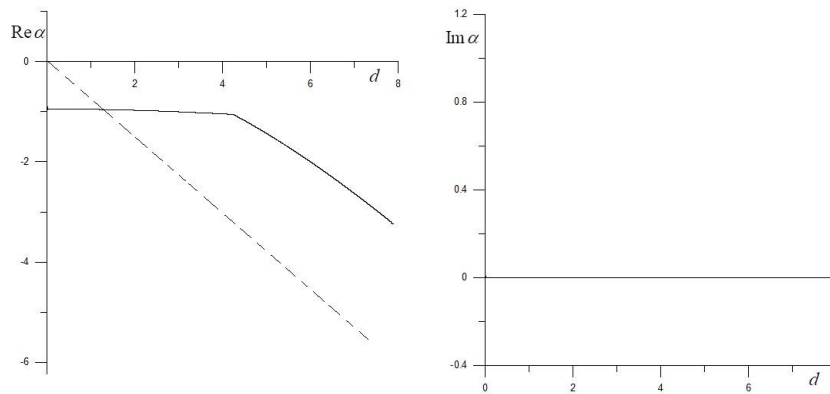


Рисунок 8 - То же, что и на рис. 6  
DOI: <https://doi.org/10.60797/IRJ.2026.168.93.8>

*Примечание: пунктирной линией показана асимптотика БМЗВ*

### Обсуждение

Отметим, что численные расчеты проводились при следующих значениях безразмерных параметров рассматриваемой задачи:  $M=1,5$ ;  $s=6,0$ ;  $F=0,475$ ;  $A_{ex,2}=0,01$ ,  $A_{in}^2=0,375$ ; Также отметим, что мы использовали следующие значения безразмерных давления и смещения:  $p_{in}(0) = 1$ ,  $\xi_{in}(0) = 0$ . Такие значения были выбраны исходя из требования регулярности решения на оси цилиндра.

Как и в работе [1], мы видим, что развивается неустойчивая гироскопическая мода  $Re \omega \approx (m \pm 2) \cdot \Omega$  [8], однако, в отличие от [1], в данном случае нет многомодового характера развития неустойчивости для данного семейства мод. Как видно, для азимутальной моды  $m=2$  одна из веток для гироскопической моды всюду устойчива, а для второй ветки  $Re \omega = (m-2) \cdot \Omega$  неустойчивость затухает. Аналогичная ситуация наблюдается и для других азимутальных мод  $m$ , кроме  $m=0$ : одна ветка гироскопической моды — всюду устойчива, а вторая ветка ( $Re \omega = (m-2) \cdot \Omega$ ) неустойчива, но при этом в некоторых случаях инкремент не затухает. Например, как видно на рисунке 6, инкремент достаточно стабилен. Помимо неустойчивой гироскопической моды, развивается и мода БМЗВ, однако, в отличие от ситуации, рассмотренной в [1], в данном случае БМЗВ всюду устойчивы, причем также отсутствует многомодовость. В [1] основной вклад в развитие неустойчивости вносили именно БМЗВ, а в данном случае — вносит именно гироскопическая мода, обусловленная развитием центробежной неустойчивости [9], [10]. Отметим, что в данном случае отсутствие внутренней границы может являться основной причиной того, что БМЗВ — становятся устойчивыми. Именно внутренняя граница обычно является источником дополнительной свободы для резонансного обмена энергией между модами. В сплошном цилиндре — осевая область может, как бы подавлять радиальные деформации, вследствие чего БМЗВ-мода энергетически ослабевает в сравнении с ситуацией с двумя границами. На наш взгляд именно отсутствие резонанса между внутренней и внешней поверхностями приводит к подавлению моды БМЗВ. При этом отсутствие внутренней границы цилиндра не повлияло на формирование неустойчивой гироскопической моды, поскольку в данном случае она связана с центробежными вращательными эффектами сплошного цилиндра. Многомодовый характер развития неустойчивости в [1] можно объяснить наличием двух границ в исходной модели цилиндрического слоя, что приводило к гироскопическому и фазовому резонансу собственных мод вращающегося цилиндра. Если экстраполировать полученные результаты на условия фотосферы и хромосферы, то можно предположить, что во внутренних слоях фотосферы, где магнитное вещество аркады только формируется и имеет конфигурацию, близкую к сплошному цилиндру, преимущественно развивается гироскопическая (центробежная) неустойчивость. По мере подъема вещества в хромосферу и корону магнитная структура расширяется и разрезается, вследствие чего конфигурация становится ближе к цилиндрическому слою. Одновременно возрастает роль вращательных эффектов, что создаёт условия не только для дальнейшего развития центробежной неустойчивости, но и для возбуждения БМЗВ-мод, устойчивых в сплошном цилиндре. Совместное развитие этих механизмов может приводить к фрагментации исходной цилиндрической структуры на отдельные магнитные арки.

### Заключение

Таким образом, полученные в работе результаты могут интерпретироваться как один из возможных механизмов формирования фрагментированной структуры на линейной стадии развития таких объектов как магнитные аркады, корональные полости и спокойные протуберанцы, что впоследствии может приводить уже на нелинейной фазе к фрагментации на отдельные арки и формированию солнечных магнитных аркад.

**Конфликт интересов**

Не указан.

**Рецензия**

Все статьи проходят рецензирование. Но рецензент или автор статьи предпочли не публиковать рецензию к этой статье в открытом доступе. Рецензия может быть предоставлена компетентным органам по запросу.

**Conflict of Interest**

None declared.

**Review**

All articles are peer-reviewed. But the reviewer or the author of the article chose not to publish a review of this article in the public domain. The review can be provided to the competent authorities upon request.

**Список литературы / References**

1. Бисенгалиев Р.А. Резонансно-центробежные эффекты как фактор формирования солнечных магнитных аркад / Р.А. Бисенгалиев, В.В. Мусцовой // *Астрономический журнал*. — 2010. — № 5. — Т. 87. — С. 513–523.
2. Бисенгалиев Р.А. Центробежные эффекты и неустойчивость Кельвина-Гельмгольца в корональных кавернах / Р.А. Бисенгалиев, В. В. Мусцовой, А. А. Соловьев // *Астрономический журнал*. — 2014. — № 4. — Т. 91. — С. 308–319.
3. Бисенгалиев Р.А. Резонансно-центробежные эффекты как фактор формирования солнечных магнитных аркад. Учет влияния динамического охлаждения высвечиванием / Р.А. Бисенгалиев, В.В. Мусцовой // *Астрономический журнал*. — 2013. — № 6. — Т. 90. — С. 512–528.
4. Григорьев В.М. Появление магнитного потока на солнечной поверхности и рождение активных областей / В.М. Григорьев, Л. В. Ермакова, А. И. Хлыстова // *Астрономический журнал*. — 2009. — № 9. — Т. 86. — С. 935–944.
5. Калиткин Н.Н. Численные методы / Н.Н. Калиткин. — Москва: Наука, 1978. — 512 с.
6. Михалыев Б.Б. Компьютерное моделирование в механике сплошных сред: учебное пособие / Б.Б. Михалыев, В.В. Мусцовой, Н.М. Кузьмин. — Элиста: Изд-во КалмГУ, 2012. — 78 с.
7. Абрамовиц М. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / М. Абрамовиц, И. Стиган. — Москва: Наука, 1979. — 832 с.
8. Ландау Л.Д. Курс теоретической физики / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. — Москва: Наука, 1986. — Т. VI. Гидродинамика. — 736 с.
9. Fridman A.M. Centrifugal instability in rotating shallow water and the problem of the spiral structure in galaxies / A.M. Fridman, M.G. Morozov, M.V. Nezlin [et al.] // *Physics Letters A*. — 1985. — Vol. 109. — № 5. — P. 228–231.
10. Морозов А.Г. Генерация спиральной структуры в плоских галактиках с двугорбыми кривыми вращения / А.Г. Морозов // *Астрономический журнал*. — 1979. — Т. 56. — С. 498–507.
11. Choe G. Evolution of Solar Magnetic Arcades. I. Ideal MHD Evolution under Footpoint Shearing / G. Choe, L.C. Lee // *The Astrophysical Journal*. — 1996. — № 472. — P. 360–371. — DOI: 10.1086/178069.
12. Choe G. Evolution of Solar Magnetic Arcades. II. Effect of Resistivity and Solar Eruptive Processes / G. Choe, L.C. Lee // *The Astrophysical Journal*. — 1996. — № 472. — P. 372–388. — DOI: 10.1086/178070.
13. MacTaggart D. On magnetic reconnection and flux rope topology in solar flux emergence / D. MacTaggart, A.L. Haynes // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2014. — Vol. 438. — Iss. 2. — P. 1500–1506
14. Janvier M. Three-dimensional magnetic reconnection and its application to solar flares / M. Janvier // *Journal of Plasma Physics*. — 2017. — № 83 (1).
15. Bardakov V.M. A prominence model in a simple magnetic arcade / V.M. Bardakov // *Solar Physics*. — 1998. — № 179. — P. 327–347.

**Список литературы на английском языке / References in English**

1. Bisengaliev R.A. Rezonansno-tsentrobezhnie effekti kak faktor formirovaniya solnechnikh magnitnikh arkad [Resonance-centrifugal effects as a factor in the formation of solar magnetic arcs] / R.A. Bisengaliev, V.V. Mustsevoi // *Astronomicheskii zhurnal [Astronomical Journal]*. — 2010. — № 5. — Vol. 87. — P. 513–523. [in Russian]
2. Bisengaliev R.A. Tsentrobezhnie effekti i neustoichivost Kelvina-Gelmgoltsa v koronalnikh kavernakh [Centrifugal effects and Kelvin–Helmholtz instability in coronal cavities] / R.A. Bisengaliev, V. V. Mustsevoi, A. A. Solovev // *Astronomicheskii zhurnal [Astronomical Journal]*. — 2014. — № 4. — Vol. 91. — P. 308–319. [in Russian]
3. Bisengaliev R.A. Rezonansno-tsentrobezhnie effekti kak faktor formirovaniya solnechnikh magnitnikh arkad. Uchet vliyaniya dinamicheskogo okhlazhdeniya visvechivaniem [Resonance-centrifugal effects as a factor in the formation of solar magnetic arcs. Taking into account the influence of dynamic cooling by radiation] / R.A. Bisengaliev, V.V. Mustsevoi // *Astronomicheskii zhurnal [Astronomical Journal]*. — 2013. — № 6. — Vol. 90. — P. 512–528. [in Russian]
4. Grigorev V.M. Poyavlenie magnitnogo potoka na solnechnoi poverkhnosti i rozhdenie aktivnikh oblastei [The appearance of magnetic flux on the Sun's surface and the formation of active regions] / V.M. Grigorev, L. V. Yermakova, A. I. Khlitsova // *Astronomicheskii zhurnal [Astronomical Journal]*. — 2009. — № 9. — Vol. 86. — P. 935–944. [in Russian]
5. Kalitkin N.N. Chislennye metodi [Numerical methods] / N.N. Kalitkin. — Moscow: Nauka, 1978. — 512 p. [in Russian]
6. Mikhalyaev B.B. Kompyuternoe modelirovanie v mekhanike sploshnikh sred: uchebnoe posobie [Computer Modelling in Continuum Mechanics: A Textbook] / B.B. Mikhalyaev, V.V. Mustsevoi, N.M. Kuzmin. — Elista: KalmSU Publishing House, 2012. — 78 p. [in Russian]
7. Abramovits M. Spravochnik po spetsialnim funktsiyam s formulami, grafikami i matematicheskimi tablitsami [A Guide to Special Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables] / M. Abramovits, I. Stigan. — Moscow: Nauka, 1979. — 832 p. [in Russian]



8. Landau L.D. Kurs teoreticheskoi fiziki [A Course in Theoretical Physics] / L.D. Landau, Ye.M. Lifshits. — Moscow: Nauka, 1986. — Vol. VI. Gidrodinamika [Hydrodynamics]. — 736 p. [in Russian]
9. Fridman A.M. Centrifugal instability in rotating shallow water and the problem of the spiral structure in galaxies / A.M. Fridman, M.G. Morozov, M.V. Nezlin [et al.] // Physics Letters A. — 1985. — Vol. 109. — № 5. — P. 228–231.
10. Morozov A.G. Generatsiya spiralnoi strukturi v ploskikh galaktikakh s dvugorbimi krivimi vrashcheniya [The Formation of Spiral Structures in Lenticular Galaxies with Double-Peaked Rotation Curves] / A.G. Morozov // Astronomicheskii zhurnal [Astronomical Journal]. — 1979. — Vol. 56. — P. 498–507. [in Russian]
11. Choe G. Evolution of Solar Magnetic Arcades. I. Ideal MHD Evolution under Footpoint Shearing / G. Choe, L.C. Lee // The Astrophysical Journal. — 1996. — № 472. — P. 360–371. — DOI: 10.1086/178069.
12. Choe G. Evolution of Solar Magnetic Arcades. II. Effect of Resistivity and Solar Eruptive Processes / G. Choe, L.C. Lee // The Astrophysical Journal. — 1996. — № 472. — P. 372–388. — DOI: 10.1086/178070.
13. MacTaggart D. On magnetic reconnection and flux rope topology in solar flux emergence / D. MacTaggart, A.L. Haynes // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2014. — Vol. 438. — Iss. 2. — P. 1500–1506
14. Janvier M. Three-dimensional magnetic reconnection and its application to solar flares / M. Janvier // Journal of Plasma Physics. — 2017. — № 83 (1).
15. Bardakov V.M. A prominence model in a simple magnetic arcade / V.M. Bardakov // Solar Physics. — 1998. — № 179. — P. 327–347.