

# Неоднородности магнитных полей аккреционных дисков и их устойчивость

© Е.Н. Жихарева,<sup>1</sup> Е.А. Михайлов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119991 Москва, Россия

<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
119991 Москва, Россия

e-mail: zhikhareva.en21@physics.msu.ru

Поступило в Редакцию 2 мая 2024 г.

В окончательной редакции 17 июля 2024 г.

Принято к публикации 30 октября 2024 г.

Магнитные поля аккреционных дисков могут играть важнейшую роль в их эволюции. Существуют различные способы объяснения их происхождения, одним из которых является механизм динамо. Учитывая форму объектов, представляется возможным использование планарного приближения, разработанного для тонких дисков. Представляет интерес вопрос о том, возможно ли в них продолжительное существование крупномасштабных неоднородностей магнитного поля. С помощью численного моделирования исследован вопрос о том, могут ли подобные особенности поддерживаться в аккреционных дисках. Получено, что устойчивы лишь осесимметричные структуры, азимутальные со временем размываются.

**Ключевые слова:** устойчивость, динамо, аккреционные диски, магнетизм.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59259.389-24

## Введение

Аккреционные диски образуются вокруг различных массивных астрофизических объектов. Важную роль в их эволюции должны играть магнитные поля [1], которые могут переносить момент количества движения, влиять на потоки среды и другие явления. Существуют разные подходы к объяснению их генерации. Так, ряд работ предполагает, что оно связано с влиянием центрального объекта [2]. Другие авторы считают, что оно приносится в диск вместе с падающим веществом [3]. Между тем, сложно предполагать, что данное магнитное поле будет иметь упорядоченную структуру, поэтому наиболее вероятным представляется формирование регулярных магнитных полей за счет действия механизма динамо, сходного с тем, который действует на Солнце, в галактиках и других астрофизических объектах [4]. Ранее было показано, что механизм динамо может приводить к возникновению магнитных полей в аккреционных дисках [5,6]. В свою очередь, поле, переносимое вместе с падающим веществом, может служить начальным условием наравне с тем, что связано с мелкомасштабным (турбулентным) динамо и результатом действия батарейных механизмов [7].

Динамо описывает возникновение магнитных полей за счет движений проводящей среды [8]. Это происходит за счет как турбулентности (ассоциированной с так называемым альфа-эффектом), так и дифференциального вращения: в аккреционных дисках угловая скорость неоднородна и убывает по мере удаления от центра по закону  $r^{-3/2}$  [1]. Им противодействует турбулентная диффузия, стремящаяся разрушить все крупномасштабные структуры магнитного поля. Если альфа-эффект

и дифференциальное вращение достаточно интенсивны — настолько, чтобы противостоять турбулентной диффузии, — наблюдается генерация магнитного поля. В противном случае любое начальное поле может только затухать. В этом заключается пороговый характер механизма динамо [9].

Загравочные поля могут быть обусловлены действием батарейных механизмов, переносом вместе с падающей средой и иметь нерегулярную структуру. При падении вещество неизбежно перемешивается, следовательно, при перемешивании этого получается, что поле будет случайным и неоднородным. Возникает вопрос о том, будут ли подобные особенности существовать в течение долгого времени и усиливаться по мере роста поля. Для изучения эволюции поля нами было использовано планарное приближение, позволяющее описать действие динамо в тонких дисках [10].

## 1. Основные уравнения

Мы пользуемся планарным приближением, которое можно использовать для тонких аккреционных дисков. Уравнение для компонент поля, лежащих в плоскости диска, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \partial B_r / \partial t = & -\alpha B_\phi / h + V \partial B_r / \partial r - \eta \pi^2 B_r / (4h^2) - \Omega \frac{\partial B_r}{\partial \phi} \\ & + \eta \left[ \partial^2 B_r / \partial r^2 + 1/r (\partial B_r / \partial r) - B_r / r^2 + \frac{\partial^2 B_r}{\partial \phi^2} \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \partial B_\varphi / \partial t = & r B_r \partial \Omega / \partial r + V \partial B_\varphi / \partial r - \eta \pi^2 B_\varphi / (4h^2) - \Omega \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} \\ & + \eta \left[ \partial^2 B_\varphi / \partial r^2 + 1/r (\partial B_\varphi / \partial r) - B_\varphi / r^2 + \frac{\partial^2 B_r}{\partial \varphi^2} \right], \end{aligned}$$

где  $V$  — скорость радиальных потоков,  $\eta$  — коэффициент турбулентной вязкости,  $h$  — толщина диска,  $l$  — масштаб турбулентности,  $r$  — радиус диска,  $\Omega$  — угловая скорость вращения. Вертикальная компонента поля в тонком диске существенно меньше, поэтому уравнение для нее не рассматривается.

Если магнитное поле увеличивается, турбулентные движения, которые являются причиной генерации поля, становятся менее интенсивными [11]. Это можно учесть с помощью нелинейной модификации альфа-эффекта:

$$\alpha = \alpha_0 (1 - (B_r^2 + B_\varphi^2) / B^*),$$

где  $B^* = 0.0148(r/r_{\max})^{-21/16} \text{ G}$  — так называемое магнитное поле равнораспределения, которое соответствует насыщению роста магнитного поля [12].

Используем следующие граничные условия [13]:

$$B_r|_{r=r_{\max}} = B_r|_{r=r_{\min}} = B_\varphi|_{r=r_{\max}} = B_\varphi|_{r=r_{\min}} = 0,$$

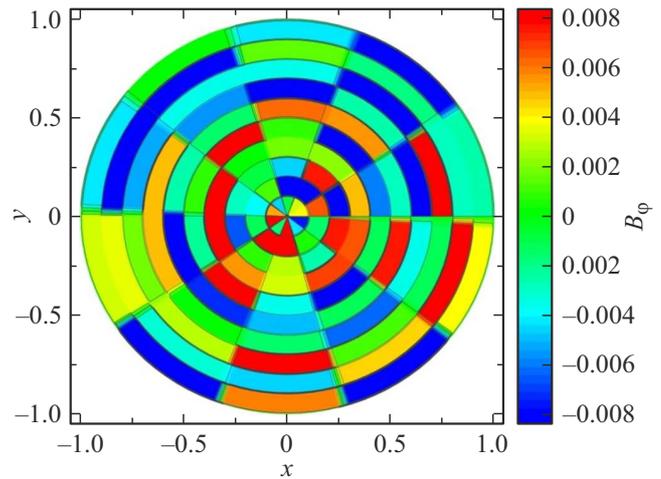
$$B_r|_\varphi = B_r|_{\varphi+2\pi}, \quad B_\varphi|_\varphi = B_\varphi|_{\varphi+2\pi}.$$

Коэффициент для альфа-эффекта выражается по формуле  $\alpha_0 = \omega_0 l^2 / h^2$ , где  $h = h_0 (r/r_{\min})^{9/8}$ ,  $h_0 = 1.1 \cdot 10^9 \text{ cm}$ ,  $l = 3.8 \cdot 10^8 \text{ cm}$  — масштаб турбулентности, который на порядок меньше, чем толщина диска,  $\omega_0 = G^{1/2} M^{1/2} r^{-3/2}$  — угловая скорость вращения,  $M = 2 \cdot 10^{33} \text{ g}$  — масса,  $r$  — расстояние до центра диска,  $r_{\max} = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}$  — его радиус. Мы взяли здесь значения, которые являются типичными для аккреционных дисков, окружающих белые карлики. Также мы используем скорость радиальных потоков  $V = V_0 r / r_{\min}$  [7], где  $V_0 = 3000 \text{ cm/s}$ ,  $r_{\min} = r_{\max} / 100$  — внутренний радиус диска. Для коэффициента турбулентной вязкости мы берем значение  $\eta = 1.9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^2/\text{s}$ .

## 2. Неоднородности поля

С учетом физической природы процессов было разумно рассмотреть случайные начальные условия для магнитных полей, которые будут разными в различных доменах внутри объекта. С этой целью аккреционный диск был разбит на множество доменов вида  $(r, r + \Delta r) \times (\varphi, \varphi + \Delta \varphi)$ , в пределах каждого из которых магнитное поле определялось с помощью случайного закона, имитирующего стохастические магнитные поля, перенесенные аккрецирующей средой или созданные мелкомасштабным динамо. Типичный вид начальных условий представлен на рис. 1.

Данная задача решалась численно с помощью метода переменных направлений, широко применяемого при решении параболических уравнений и систем из



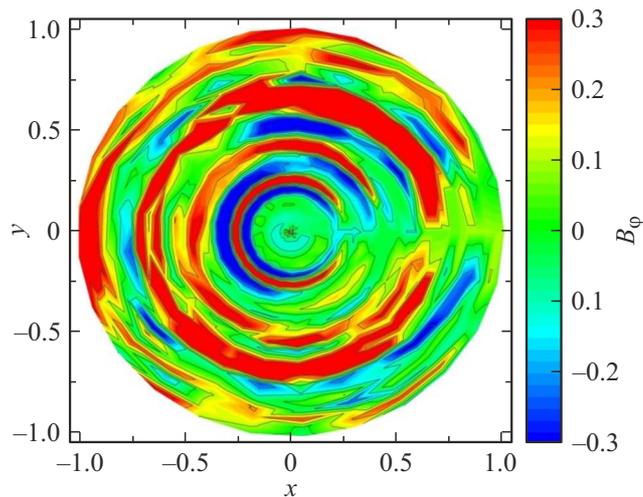
**Рис. 1.** Случайные начальные условия для угловой компоненты магнитного поля  $B_\varphi$ , нормированные на магнитное поле равнораспределения  $B^*$ .

них [14]. Он заключается в том, что на нечетных шагах по времени мы используем схему, явную по радиальной координате и неявную по азимутальной, а на четных наоборот. Особую сложность представляет собой реализация неявной схемы для производной по угловой координате. Учитывается необходимость периодических граничных условий, что требует применения метода циклической прогонки.

Результаты моделирования магнитного поля показаны на рис. 2. Можно видеть, что для объектов выбранного типа азимутальные неоднородности магнитного поля практически полностью размываются за времена  $10^4 \text{ s}$ , являющиеся достаточно малыми по сравнению со многими процессами в аккреционных дисках. С другой стороны, радиальные неоднородности оказываются вполне „долгоживущими“. Можно видеть, что перемешивание играет ключевую роль в азимутальном направлении, в то же время радиальные неоднородности сохраняются и усиливаются за счет действия механизма динамо.

## Заключение

Нами исследован процесс генерации магнитных полей в аккреционных дисках и возможность возникновения в них неоднородных магнитных полей, аналогичных структурам, которые в случае галактик принято называть инверсиями [15]. Было получено, что случайные начальные условия, воспроизводящие реальные затравочные магнитные поля при аккреции в двойных системах, позволяют добиться осесимметричных контрастных структур. В то же время неоднородности в азимутальном направлении размываются за небольшое время. Данный результат хорошо согласуется с тем, что ранее было получено для галактик, в которых также устойчивы лишь радиальные инверсии [16]. Это можно объяснить



**Рис. 2.** Эволюция угловой компоненты магнитного поля  $B_\phi$  за время порядка  $10^4$  s, нормированная на магнитное поле равномерного распределения  $B^*$ .

интенсивным дифференциальным вращением, которое способствует перемешиванию среды с вмороженным в нее магнитным полем. В свою очередь, нельзя не отметить, что данные результаты были получены, опираясь на достаточно простые представления об эволюции магнитных полей. Так, в будущем было бы интересно рассмотреть данный процесс с учетом более аккуратного учета механизма обратного воздействия поля на сами течения и структуру диска [17].

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] N.I. Shakura, R.A. Sunyaev. *A&A*, **24**, 337 (1973). DOI: 10.1017/S007418090010035X
- [2] S.H. Lubow, J.C.B. Papaloizou, J.E. Pringle. *MNRAS*, **267** (2), 235 (1994). DOI: 10.1093/mnras/267.2.235
- [3] A. Brandenburg, K.J. Donner. *MNRAS*, **288**, L29 (1997). DOI: 10.1093/mnras/288.2.L29
- [4] D. Moss, D. Sokoloff, V. Suleimanov. *A&A*, **588**, A18 (2016). DOI: 10.1051/0004-6361/201525944
- [5] M. Reyes-Ruiz, T.F. Stepinski. *A&A*, **342** (1999).
- [6] O. Gressel, M.E. Pessah. *Astrophys. J.*, **810**, (2015). DOI: 10.1088/0004-637X/810/1/59
- [7] D.D. Sokoloff. *Astron. Rep.*, **65** (10), 1054 (2021). DOI: 10.1134/S1063772921100371
- [8] Я.Б. Зельдович, А.А. Рузмайкин, Д.Д. Соколов. *Магнитные поля в астрофизике* (М., Ижевск, 2006), 383 с.
- [9] D. Sokoloff, D. Moss. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **107**, 3 (2013). DOI: 10.1080/03091929.2011.649750
- [10] D.V. Boneva, E.A. Mikhailov, M.V. Pashentseva, D.D. Sokoloff. *A&A*, **652** (2021). DOI: 10.1051/0004-6361/202038680
- [11] D.A. Grachev, E.A. Mikhailov, E.N. Zhikhareva. *Open Astronomy*, **32** (1), (2023). DOI: 10.1515/astro-2022-0216
- [12] D. Moss, A. Shukurov, D. Sokoloff. *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **89** (3), 285 (1998). DOI: 10.1080/03091929808203688
- [13] Н.Н. Нефедов, А.Г. Никитин, М.А. Петрова, Л. Рекке. *Дифференц. уравнения*, **47**, 1305 (2011).
- [14] А.А. Самарский, П.Н. Вабищевич. *Вычислительная теплопередача* (Стереотим, М., 2020), 167.
- [15] U.P. Steinwandel, K. Dolag, H. Lesch, B.P. Moster, A. Burkert, A. Prieto. *MNRAS*, **494**, 4393 (2020). DOI: 10.1093/mnras/staa817
- [16] Е.А. Михайлов, Т.Т. Хасаева, И.О. Тепляков. *Тр. Института системного программирования РАН*, **33** (6), 253 (2021). DOI: 10.15514/ISPRAS-2021-33(6)-18
- [17] С.А. Хайбрахманов, А.Е. Дудоров. *Астроном. журн.*, **99** (10), 832 (2022). DOI: 10.31857/S0004629922100073