

УДК 524.726-337

ВЛИЯНИЕ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ НА КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2018 Е. А. Михайлов^{1*}, В. В. Пушкарев¹¹ Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

Поступила в редакцию 20 декабря 2017 года; принята в печать 3 февраля 2018 года

Для изучения генерации магнитного поля в галактиках с активными процессами, такими как интенсивное звездообразование, взрывы сверхновых и т.д., необходима модель, учитывающая различия в характеристиках межзвездной среды в разных частях галактического диска. В работе рассматриваются уравнения галактического динамо со случайными коэффициентами, в которых параметры, отвечающие за диссипацию, зависят от времени и пространственных координат по случайному закону и распределены около двух значений, соответствующих слабо подогретой нейтральной компоненте и горячей ионизованной компоненте. Предполагается, что ионизованный газ сосредоточен в небольших областях, равномерно распределенных по плоскости галактического диска; отношение суммарной площади таких областей к общей плоскости диска соответствует средней поверхностной плотности звездообразования в данной области галактического диска. В отличие от предыдущих работ, учтена диссипация в плоскости диска. Численно получены оценки для скоростей экспоненциального роста при различном количестве областей, содержащих ионизованный газ. Показано, что влияние флуктуаций на поведение магнитного поля имеет пороговый характер; интенсивное звездообразование приводит к разрушению крупномасштабных структур магнитного поля.

Ключевые слова: галактики: активные — галактики: МЗС

1. ВВЕДЕНИЕ

Ряд спиральных галактик обладает крупномасштабными магнитными полями величиной в несколько микрогаусс. Их существование подтверждается путем наблюдений фарадеевского вращения плоскости поляризации электромагнитного излучения. С теоретической точки зрения возникновение магнитных полей в галактиках объясняется действием механизма динамо. Он основан на совместной работе дифференциального вращения, свойственного галактикам, и альфа-эффекта, который характеризует закрученность турбулентных движений межзвездной среды [1, 2].

Как правило, считается, что межзвездная среда в галактиках достаточно однородна и состоит из нейтрального водорода с небольшой примесью ионизованной компоненты. Это позволяет строить модели галактического динамо и получать оценки для времени генерации магнитного поля. Однако в некоторых галактиках имеют место звездообразование, истечения из звезд, взрывы сверхновых и другие активные процессы. Они заметно меняют долю ионизованного газа в той части галактики, в которой происходят.

По этой причине большинство имеющихся моделей эволюции магнитного поля являются недостаточными, поскольку не учитывают возникающие неоднородности среды. Один из возможных способов учета влияния подобных процессов на магнитное поле заключается в использовании параметризации управляющих параметров динамо [3, 4]. Этот метод тем не менее имеет ряд недостатков. В частности, хотя неоднородность и учитывается, управляющие параметры считаются постоянными во всей галактике, и принимается некоторое усредненное значение.

Области, в которых происходят активные процессы, имеют относительно небольшой размер, существуют в течение короткого времени, а их возникновение плохо предсказуемо. Поэтому для моделирования магнитных полей в неоднородной среде возможно использовать уравнения со случайными коэффициентами. Учет флуктуаций альфа-эффекта в моделях динамо проводился в работе [5]. Для галактик подобная задача рассматривалась, в частности, в статье [6]. Тем не менее активные процессы могут влиять не только на этот управляющий параметр. Более существенно то, что они меняют характер турбулентной диффузии в направлении, перпендикулярном плоскости галактического диска: активные процессы вызывают «выметание»

*E-mail: ea.mikhajlov@physics.msu.ru

магнитного поля за пределы галактики. В простейшем случае, при пренебрежении диссипативными процессами в плоскости диска, такая задача решалась в работе [7]. Эта работа была связана с решением модельной задачи и не учитывала всех физических деталей. В данной статье мы стремились восполнить этот пробел и рассмотрели модель для генерации галактического магнитного поля, которая принимает во внимание как случайные эффекты, так и диссипацию в плоскости диска.

Для исследования мы использовали одну из модификаций планарного приближения, которое широко применяется в теории галактического динамо. Оно исходит из того, что галактический диск достаточно тонкий. Поэтому можно считать, что магнитное поле параллельно экваториальной плоскости, а некоторые частные производные можно заменить на алгебраические выражения. Эти предположения значительно упрощают систему уравнений Штеенбека—Краузе—Рэдлера: она сводится к паре из двух уравнений, которые могут быть решены численно даже при ограниченных вычислительных ресурсах.

Полученный нами результат показывает, что влияние звездообразования и других активных процессов на магнитное поле носит пороговый эффект. При слабом звездообразовании его характеристики меняются медленно, и поле продолжает расти. После превышения определенного порога поле разрушается и может вновь начать расти только в случае прекращения действия активных процессов. Эти данные хорошо согласуются с предыдущими работами, посвященными настоящей проблеме [6].

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ДИНАМО

В магнитном поле галактик можно четко выделить две компоненты: мелкомасштабную и крупномасштабную

$$\mathbf{H} = \mathbf{V} + \mathbf{b},$$

где \mathbf{V} — крупномасштабное (регулярное) поле, имеющее характерный масштаб изменения порядка нескольких килопарсек, и \mathbf{b} — мелкомасштабная часть с характерным масштабом изменения порядка 100 парсек. Что касается мелкомасштабной компоненты, то ее изучение по вполне понятным причинам связано с уравнениями со случайными коэффициентами [8, 9]. Использование стохастических закономерностей для регулярной компоненты до сих пор применялось лишь в небольшом числе работ.

Эволюция крупномасштабного магнитного поля обычно описывается уравнением Штеенбека—Краузе—Рэдлера, которое получается после усреднения уравнений магнитной гидродинамики по масштабам, превышающим характерные размеры турбулентности [10]:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \mathbf{rot}[\mathbf{V}, \mathbf{V}] + \mathbf{rot}(\alpha \mathbf{V}) + \eta \Delta \mathbf{V}, \quad (1)$$

где \mathbf{V} — магнитное поле, \mathbf{V} — скорость крупномасштабных движений среды (связанных, как правило с вращением галактики), α — коэффициент, характеризующий «закрученность» турбулентных движений, $\eta = lv/3$ — коэффициент турбулентной диффузии, l — масштаб турбулентной ячейки, v — скорость турбулентных движений.

Явный анализ уравнения (1) достаточно сложен. Поэтому обычно используются различные двумерные приближения. В случае галактического динамо хорошо зарекомендовало себя планарное приближение, основанное на том факте, что галактический диск достаточно тонкий. Поэтому можно считать, что магнитное поле лежит в экваториальной плоскости, а его производные вдоль направления, перпендикулярного плоскости галактики, можно заменить на алгебраические выражения:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial z^2} \approx -\frac{\pi^2}{4h^2} \mathbf{V}.$$

В таком случае уравнения сводятся к виду [11–14]:

$$\begin{cases} \frac{\partial B_r}{t} = -\frac{\alpha}{h} B_\varphi - \frac{\eta \pi^2}{4h^2} B_r - \Omega \frac{\partial B_r}{\varphi} + \eta \Delta B_r \\ \frac{\partial B_\varphi}{t} = r \frac{d\Omega}{dr} B_r - \frac{\eta \pi^2}{4h^2} B_\varphi - \Omega \frac{\partial B_\varphi}{\varphi} + \eta \Delta B_\varphi, \end{cases} \quad (2)$$

где $\alpha = \Omega^2/h$, h — полутолщина галактического диска. Будем измерять магнитное поле в единицах равномерного распределения, расстояние — в безразмерных единицах, соответствующих радиусу галактики, а время — в единицах h^2/η . Так, для галактики с размерами Млечного Пути единица расстояния составит 10 кпк, а единица времени — 7×10^8 лет [2]. Тогда уравнения могут быть сведены к следующей системе [11, 15]:

$$\begin{cases} \frac{\partial B_r}{t} = -R_\alpha B_\varphi - k B_r - R_\omega \Omega \frac{\partial B_r}{\varphi} + \lambda^2 \Delta B_r \\ \frac{\partial B_\varphi}{t} = -R_\omega \Omega B_r - k B_\varphi - R_\omega \Omega \frac{\partial B_\varphi}{\varphi} + \lambda^2 \Delta B_\varphi, \end{cases} \quad (3)$$

где $R_\alpha = \frac{3h\alpha}{lv_0}$, $R_\omega = \frac{3\Omega h^2}{lv_0}$, λ характеризует толщину диска, $k = \frac{\pi^2 v}{4 v_0}$, v_0 — средняя скорость движений в галактике, а v — скорость турбулентных движений в данной точке.

Как правило, считается, что скорости турбулентных движений в галактике не слишком сильно различаются, поэтому можно считать, что $\frac{v}{v_0} \approx 1$, а $k \approx 2.5$. Оценим возможность генерации магнитного поля. Считая диссипацию в плоскости диска малой, когда можно пренебречь лапласианом, получим скорость роста $\gamma = -k \pm \sqrt{R_\alpha R_\omega \Omega}$. Тогда процесс генерации магнитного поля возможен в случае, если $\sqrt{R_\alpha R_\omega \Omega} > k$. До сих пор исследовались модели, в которых не рассматривались флуктуации скорости, турбулентных движений, а значит, и коэффициента k . Если коэффициент меняется, то это накладывает намного более жесткие условия на коэффициенты R_α и R_ω [7].

Для параметров R_α , R_ω , λ выбраны следующие значения: $R_\alpha = 1$, $R_\omega = 10$, $\lambda = 0.05$. Зависимость угловой скорости вращения от радиуса описывается брандтовской кривой вращения [11]:

$$\Omega(r) = \frac{\Omega_0}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_\omega}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}},$$

где $\Omega_0 = 1.0$, $r_\omega = 0.2$.

Предполагается, что коэффициент k может принимать два различных значения: $k_1 = 7.5$ и $k_2 = 2.5$, которые характеризуют турбулентные движения в межзвездной среде в областях горячего Н II, соответствующих активному звездообразованию, и областях слабо подогретого Н I, соответствующих «спокойной» межзвездной среде.

3. МОДЕЛЬ БЕЗ ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КООРДИНАТ

Подробно этот частный случай обсуждался в предыдущей статье (см. [7]). Система уравнений (4) в этом варианте сводится к следующей:

$$\begin{cases} \frac{dB_r}{dt} = -R_\alpha B_\varphi - k B_r \\ \frac{dB_\varphi}{dt} = -R_\omega \Omega B_r - k B_\varphi. \end{cases} \quad (4)$$

Мы полагали, что значения коэффициента k на каждом шаге по времени выбираются следующим образом [7]:

$$k = \begin{cases} 7.5 \text{ с вероятностью } p \\ 2.5 \text{ с вероятностью } 1 - p \end{cases} \quad (5)$$

Таблица 1. Скорости экспоненциального роста статистических моментов магнитного поля для различных значений параметра p в модели без зависимости от пространственных координат

p	λ_0	λ_1	λ_2
0.0	0.662	0.662	0.662
0.05	0.356	0.422	0.427
0.2	-0.500	-0.326	-0.309

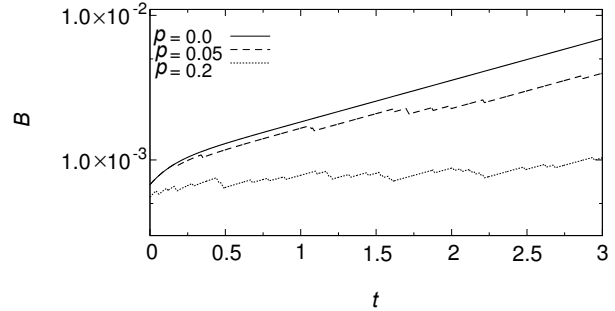


Рис. 1. Зависимость модуля напряженности магнитного поля B от времени для различных значений параметра p в модели без зависимости от пространственных координат. Сплошная линия соответствует $p = 0.0$, пунктирная — $p = 0.05$, штриховая — $p = 0.2$.

и обновляются через временной интервал $\Delta t = 0.01$. Считается, что начальное магнитное поле имеет величину порядка 0.001. Эволюция магнитного поля для различных p показана на рис. 1.

В этой модели устойчивый рост наблюдается при $p < 0.13$. Задача демонстрирует эффект пережаемости [16], состоящий в том, что старшие моменты решения растут быстрее младших (см. рис. 2), т.е. скорость роста среднего магнитного поля λ_1 выше, чем скорость роста типичной реализации λ_0 , а среднеквадратичного поля λ_2 выше, чем среднего поля. Значения скоростей экспоненциального роста статистических моментов магнитного поля при различных p приведены в таблице 1.

4. МОДЕЛЬ С УЧЕТОМ ДИССИПАЦИИ В ПЛОСКОСТИ ДИСКА

Представляет интерес рассмотрение того, как будет меняться магнитное поле в случае, если мы будем учитывать как случайные флуктуации, так и диссипацию поля в плоскости диска. Задача решалась численно и полагалось, что в областях размером 0.05 радиуса галактики в течение промежутков времени $\Delta t = 0.01$ значение коэффициента k определяется следующим образом. В плоскости галактического диска выбираются круглые области

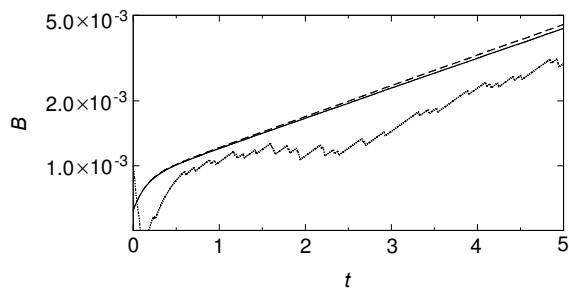


Рис. 2. Зависимость типичного решения и статистических моментов от времени при $p = 0.07$ в модели без зависимости от пространственных координат. Штриховая линия соответствует типичному решению, сплошная — среднему значению, пунктирная — среднеквадратичному.

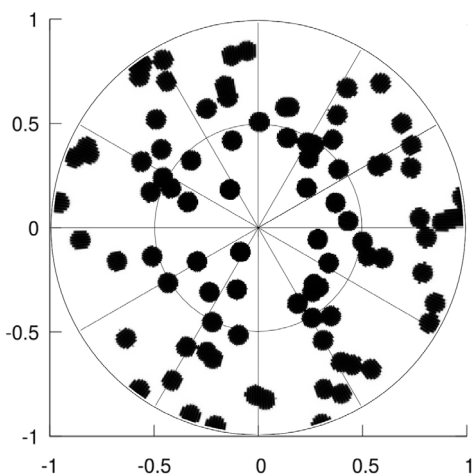


Рис. 3. Типичное распределение областей, в которых коэффициент $k = 7.5$ (показаны черным цветом), при $p = 0.2$.

размером 0.05 радиуса галактики по случайному закону с равномерным распределением. При этом области выбираются так, чтобы доля, которую занимает их суммарная площадь в полной площади диска, была равна заранее заданному параметру p . Они соответствуют областям активного звездообразования (см. рис. 3). Внутри каждой из этих областей значение коэффициента k принимается равным 7.5, а в оставшейся части диска — 2.5. Набор областей обновляется через небольшой промежуток времени $\Delta t = 0.01$. При переходе к «размерным» единицам интервал обновления соответствует величине около 7×10^6 лет, что близко к характерному времени существования областей ионизованного водорода.

Начальные условия выбираются зависящими только от радиальной координаты:

$$B(0, r) = B_0 \sin(\pi r), \text{ где } B_0 \sim 10^{-3}.$$

Таблица 2. Скорости экспоненциального роста статистических моментов магнитного поля для различных значений параметра p в модели с зависимостью от пространственных координат

p	λ_0	λ_1	λ_2
0.0	0.617	0.617	0.617
0.05	0.320	0.324	0.359
0.2	-0.297	-0.443	-0.442

Для численной реализации данного процесса использовался генератор случайных чисел, встроженный в язык программирования C++.

Мы получили численные решения системы уравнений (4) для различных значений параметра p , вычислили экспоненциальные скорости роста статистических моментов.

Поведение типичных решений в зависимости от времени показано на рис. 4. Установлено, что генерация магнитного поля — пороговый процесс, устойчивый рост наблюдается при $p < 0.15$, при больших значениях p поле затухает.

На рис. 5 показано поведение типичной реализации магнитного поля, его среднего и среднеквадратичного значений (проводилось усреднение по 10^2 реализаций) при $p = 0.05$. Эта задача так же, как и случай без зависимости от пространственных координат, демонстрирует эффект перемежаемости. Скорости экспоненциального роста при различных p приведены в таблице 2.

Построенная модель может быть использована для оценки влияния звездообразования на галактическое магнитное поле. Области звездообразования имеют относительно небольшой размер, а их расположение может считаться случайным. Параметр p , использованный выше, можно связать с поверхностной плотностью звездообразования следующим образом [6]:

$$p \approx 12\Sigma$$

(предполагается, что интенсивность звездообразования измеряется в $M_{\odot} \text{ кпк}^{-2} \text{ год}^{-1}$).

Таким образом, устойчивый рост магнитного поля возможен, если $\Sigma < 0.0075 M_{\odot} \text{ кпк}^{-2} \text{ год}^{-1}$.

Полученный результат согласуется с предыдущими работами на рассматриваемую тему, которые основывались на более простых предположениях [6, 7].

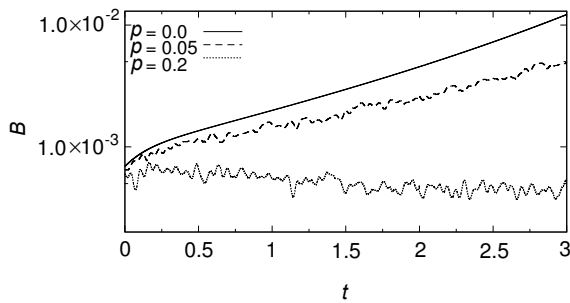


Рис. 4. Зависимость модуля напряженности магнитного поля B от времени для различных значений параметра p . Сплошная линия соответствует $p = 0.0$, пунктирная — $p = 0.05$, штриховая — $p = 0.2$.

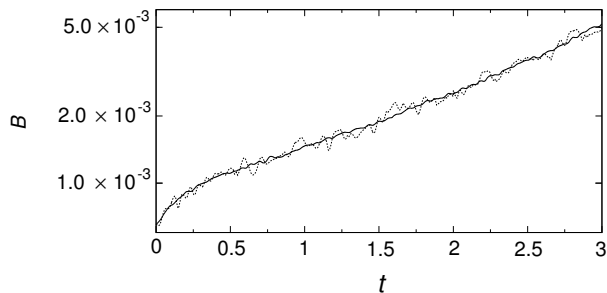


Рис. 5. Зависимость типичного решения и среднего от времени при $p = 0.05$. Штриховая линия соответствует типичному решению, сплошная — среднему значению.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы исследовали влияние звездообразования на крупномасштабные структуры галактического магнитного поля. Для этого была использована модель галактического динамо с флуктуациями коэффициента турбулентной диффузии, учитывающая диссипацию в плоскости галактического диска. Показано, что влияние флуктуаций на поведение магнитного поля имеет пороговый характер. Небольшие флуктуации (малые значения параметра p , характеризующего концентрацию областей звездообразования) слабо возмущают зависимость решения от времени, но, если они превосходят определенные

пороговые значения, рост сменяется затуханием. С учетом взаимосвязи нашей модели со звездообразованием можно заключить, что интенсивное звездообразование приводит к разрушению крупномасштабных структур магнитного поля.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проект 18-32-00124).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Beck, A. Brandenburg, D. Moss, et al., *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 155 (1996).
2. T. G. Arshakian, R. Beck, M. Krause, and D. Sokoloff, *Astron. and Astrophys.* **494**, 21 (2009).
3. E. A. Mikhailov, D. D. Sokoloff, and Y. N. Efremov, *Astronomy Letters* **38**, 543 (2012).
4. E. A. Mikhailov, *Astronomy Letters* **40**, 398 (2014).
5. M. R. E. Proctor, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **382**, L39 (2007).
6. E. A. Mikhailov and I. I. Modyaev, *Magnetohydrodynamics* **51**, 285 (2015).
7. E. A. Mikhailov and V. V. Pushkarev, *Vychislitel'nye Metody i Programirovanie* **17**, 447 (2016).
8. S. A. Molchanov, A. A. Ruzmajkin, and D. D. Sokolov, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **145**, 593 (1985).
9. D. D. Sokoloff, R. A. Stepanov, and P. G. Frick, *Physics Uspekhi* **57**, 292 (2014).
10. F. Krause and K.-H. Raedler, *Mean-Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory* (Pergamon Press, Oxford, 1980).
11. D. Moss, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **275**, 191 (1995).
12. D. Moss and D. Sokoloff, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics* **107**, 497 (2013).
13. E. A. Mikhailov and I. I. Modyaev, *Vychislitel'nye Metody i Programirovanie* **15**, 351 (2014).
14. K. Subramanian and L. Mestel, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **265**, 649 (1993).
15. A. Phillips, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics* **94**, 135 (2001).
16. Y. B. Zel'dovich, S. A. Molchanov, A. A. Ruzmajkin, and D. D. Sokolov, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **152**, 3 (1987).

Influence of Star Formation on Large Scale Structures of Galactic Magnetic Fields**E. A. Mikhailov and V. V. Pushkarev**

In order to study magnetic field generation in galaxies with active processes such as intensive star formation, supernovae explosions, etc, a model is needed to differentiate between the properties of interstellar medium in different parts of the galactic disk. In this paper we consider galactic dynamo equations with stochastic coefficients where the parameters responsible for dissipation randomly depend on time and spatial coordinates and are distributed around two values corresponding to a weakly heated neutral component and a hot ionized component. Ionized gas is assumed to be concentrated in small regions evenly distributed over the galactic disk plane. The ratio of the total area of such regions to the entire disk plane corresponds to the mean surface star-formation density in the given region of the galactic disk. Unlike in our previous papers, we take into account the dissipation in the disk plane. We have obtained numerical estimates of the exponential growth rate for different numbers of areas containing ionized gas. We show that the influence of the fluctuations on the magnetic field behavior has a threshold nature; intensive star formation leads to the destruction of large scale magnetic field structures.

Keywords: *galaxies: active—galaxies: ISM*