

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Магнитная спиральность и перспективы её наблюдения в межзвёздной среде

Р.А. Степанов, Д.Д. Соколов

Магнитная спиральность представляет собой один из невязких интегралов движения в магнитной гидродинамике, который определяется количеством зацеплений магнитных линий в среде и принадлежит к набору спиральностей, характеризующих степень зеркальной асимметрии магнитных линий и линий вихря скорости среды. Спиральности решаютим образом определяют генерацию крупномасштабных магнитных полей в звёздах и спиральных галактиках. До недавнего времени измерения различных спиральностей по данным астрономических наблюдений удавались лишь для активных областей Солнца, но не для глубинных слоёв Солнца, где работает солнечное динамо. Поэтому важно наблюдать спиральности в галактиках, которые прозрачны. О достижениях теории и первых удачных попытках таких наблюдений рассказывается в статье.

Ключевые слова: магнитные поля галактик, магнитная спиральность, астрофизические наблюдения, синхротронное излучение, фарадеевское вращение, теория динамо

PACS numbers: 47.65.Md, 95.85.Sz, 98.35.Eg

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.12.038503>

Содержание

1. Введение (1285).
2. Наблюдения магнитных полей в межзвёздной среде (1286).
2.1. Методы обнаружения спиральности магнитного поля.
3. Обработка данных наблюдений (1289).
4. Заключение (1290).

Список литературы (1290).

1. Введение

Окружающий нас мир повседневной и лабораторной физики с большой степенью точности зеркально симметричен, хотя один пример небольшого нарушения зеркальной симметрии хорошо известен. Согласно закону Бэра, в Северном полушарии реки (текущие в любом направлении) больше подмывают правый берег, а реки Южного полушария — левый. Это один из наиболее известных

законов географии, а нарушение зеркальной симметрии связывают с вращением Земли и действием силы Кориолиса, хотя более пристальное знакомство с литературой (см., например, [1]) показывает, что и состояние наблюдательных данных, и детали объяснения явления ещё оставляют желать лучшего.

Нарушения зеркальной симметрии, не связанные с вращением Земли, были открыты в середине XX века в физических процессах с элементарными частицами и составили целую эпоху в изучении слабых взаимодействий (см., например, [2]). Однако мир слабых взаимодействий составляет очень важную, но несколько специфическую область физики, а во многих традиционных её разделах про нарушения зеркальной симметрии обычно можно не думать.

Оказывается, есть ещё одна область физики, в которой нарушения зеркальной симметрии играют большую и даже большую, чем в предыдущих примерах, роль. Это область физики, изучающая возникновение и формирование крупномасштабных магнитных полей в различных небесных телах. Наиболее известным явлением, изучаемым в этой области науки, является знаменитый 11-летний цикл солнечной активности. Приблизительно каждые 11 лет дипольное магнитное поле Солнца меняет свой знак, а число групп солнечных пятен и другие характеристики, визуализирующие на солнечной поверхности торOIDальное магнитное поле, лежащее в глубине Солнца, осциллируют с тем же периодом.

В 1955 году Ю. Паркер [3] догадался, что природа солнечного цикла связана с зеркально асимметричными конвективными движениями в глубинах Солнца: в одном полушарии несколько больше правых конвективных вихрей, а в другом — левых. В результате в электричес-

Р.А. Степанов^{(1,2,*),} Д.Д. Соколов^(3,4,**)

⁽¹⁾ Институт механики сплошных сред УрО РАН,
ул. Академика Королёва 1, 614013 Пермь, Российская Федерация

⁽²⁾ Пермский национальный исследовательский
политехнический университет,
Комсомольский просп. 29, 614990 Пермь, Российская Федерация

⁽³⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,

Ленинские горы 1, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкина РАН,
Калужское шоссе 4, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(*) rodion@icmm.ru, ^(**) sokoloff.dd@gmail.com

Статья поступила 12 ноября 2018 г.

ком токе \mathbf{J} , усреднённом по ансамблю конвективных вихрей, появляется компонента, которая параллельна (а не перпендикулярна, как обычно) магнитному полю \mathbf{B} . Зеркальная асимметрия, мерой которой является некоторый псевдоскаляр α , нужна для того, чтобы можно было написать $\mathbf{J} = \alpha\mathbf{B} + \dots$, т.е. равенство, связывающее вектор \mathbf{J} с псевдовектором \mathbf{B} . В результате действие электромагнитной индукции приводит к самовозбуждению квазистационарного магнитного поля.

Паркер оперировал именно такими качественными соображениями, но через 10 лет Штейнбек, Краузе и Рэдлер [4], физики из ГДР (в то время), независимо пришли к тем же идеям и развили электродинамику для зеркально асимметричных сред.

С тех пор несколько поколений исследователей развили применение этих идей для объяснения возникновения магнитных полей в различных вращающихся небесных телах: планетах, звёздах и спиральных галактиках [5]. В целом эту область науки принято называть теорией динамо. Слово "теория", хотя и не вполне соответствует современному развитию вопроса — уже начиная с рубежа нового века динамо удаётся воспроизвести в лабораторных условиях (см., например, обзор [6]), — прочно ассоциируется с исследованиями явления динамо, потому что при изучении динамо очень большой проблемой является измерение степени зеркальной асимметрии конвекции или турбулентности.

В самом деле, простейшей мерой зеркальной асимметрии является величина $h = \mathbf{V} \cdot \text{rot } \mathbf{V}$, которая представляет собой псевдоскаляр. Её называют плотностью гидродинамической спиральности, а соответствующий интеграл по объёму — гидродинамической спиральностью. Она, между прочим, является интегралом движения в гидродинамике [7, 8], пропорциональным коэффициенту зацепления линий вихря. Эта топологическая интерпретация восходит к Гауссу, но была доведена до современного состояния В.И. Арнольдом (исторически он представил этот фундаментальный результат на маленькой конференции в Диличане и опубликовал в её труднодоступных трудах; см. ссылку на одно из позднейших переизданий [9]).

Для того чтобы измерить гидродинамическую спиральность непосредственно, необходимо знать три компоненты поля скорости и дифференцировать их. Однако в астрономии, да и во многих областях физики, скорость измеряют обычно с помощью эффекта Доплера, который даёт только одну (продольную) компоненту скорости. Поэтому измерение гидродинамической спиральности даже в лабораторных условиях — непростая задача.

На первый взгляд ситуация кажется безнадёжной, а глубокое развитие теории, не подкреплённое прямыми наблюдениями или измерениями, — опасное занятие.

Первая конструктивная идея о том, как преодолеть эту трудность, пришла в конце XX в. и сформулирована Зеехафером [10]. Идея связана с тем, что степень зеркальной асимметрии среды может определяться не только силой Кориолиса и измеряться гидродинамической спиральностью, но и магнитной силой и измеряться плотностью токовой спиральности $h_t = \mathbf{B}\mathbf{J}$. Вопрос о том, какой из вкладов в зеркальную асимметрию важнее на Солнце, представляет предмет острых дискуссий. В настоящее время мнение большей части специалистов склоняется к тому, что магнитный вклад важнее (это так называемая схема Бабкока — Лейтона), но для нас сейчас

это несущественно. Важно то, что токовую спиральность измерить легче, чем гидродинамическую спиральность — эффект Зеемана, с помощью которого измеряют магнитные поля, в частности на поверхности Солнца, позволяет в принципе измерить все три компоненты магнитного поля (а не только перпендикулярную к лучу зрения компоненту, как это делают в простейших случаях). В работе [10] Зеехафер обратил внимание на то, что плотность токовой спиральности представляет собой сумму трёх слагаемых, которые в локально однородной и изотропной среде в среднем равны, а для вычисления одного из этих слагаемых достаточно располагать магнитограммой, полученной для одного участка солнечной поверхности, так что не нужно вычислять производные по направлению внутрь Солнца. В настоящее время в рамках этого приближения несколько научных групп систематически наблюдают токовую спиральность в активных областях Солнца. Наиболее систематически это делают на Солнечной станции Хуайроу вблизи Пекина, там проведён мониторинг пространственно-широтного распределения токовой спиральности за два солнечных цикла [11].

Наряду с токовой спиральностью (коэффициентом зацепления линий тока) зеркальную асимметрию магнитных полей естественно характеризовать ещё одной величиной — магнитной спиральностью, т.е. коэффициентом зацепления магнитных линий. В отличие от токовой спиральности, магнитная спиральность является интегралом движения [12]. Магнитная спиральность выражается через интеграл от $h_m = \mathbf{A}\mathbf{B}$, где \mathbf{A} — векторный потенциал магнитного поля. Поскольку \mathbf{A} определён с точностью до калибровки, плотность магнитной спиральности, вообще говоря, можно изменить выбором калибровки (а интеграл от неё калибровочно инвариантен). Однако на практике в задачах о возбуждении магнитного поля калибровка в достаточной степени фиксируется предположением о том, что крупномасштабное магнитное поле близко к осесимметричному, а мелкомасштабное магнитное поле статистически однородно и изотропно [13]. В результате можно даже получить спектры магнитной спиральности [14].

Постепенно удаётся развивать также методы вычисления гидродинамической спиральности из данных гелиосейсмологии [15] и даже суммарного вклада обоих источников зеркальной асимметрии в генерацию магнитного поля [16].

2. Наблюдения магнитных полей в межзвёздной среде

Достижения физики Солнца по наблюдению степени зеркальной асимметрии магнитных полей и движений впечатляющие, однако они дают лишь косвенное представление о том, что именно происходит в той области, где работает солнечное динамо. Все согласны, что солнечное динамо работает под поверхностью Солнца. Мнения расходятся относительно того, что конкретно можно сказать о внутренности Солнца, в частности, о нижней границе конвективной зоны. С другой стороны, все обсуждавшиеся выше трассеры спиральностей характеризуют то, что происходит на поверхности Солнца и непосредственно над ней. Более глубокие слои Солнца непрозрачны, и мы не можем непосредственно наблюдать подповерхностное распределение магнитного поля.

Этого досадного недостатка лишены спиральные галактики.

Галактики в первом приближении прозрачны как в оптическом диапазоне, так и (что более важно) в радиодиапазоне, поскольку именно в нём прежде всего удаётся наблюдать их магнитные поля. Такой галактикой является, в частности, Млечный Путь, в котором мы живём. Собственно, внегалактическая астрономия возможна именно потому, что сквозь Млечный Путь можно наблюдать другие галактики. В галактиках есть крупномасштабное магнитное поле, которое, как считается (например, [17]), тоже возбуждается механизмом динамо. Поэтому естественным развитием наблюдений спиральностей на Солнце является поиск путей наблюдения спиральностей в галактиках и, прежде всего, в Млечном Пути.

Эффект Зеемана играет в наблюдении магнитных полей галактик подчинённую роль — слишком велико доплеровское уширение спектральных линий для того, чтобы на его фоне было легко измерять зеемановское расщепление спектральных линий. Поэтому основная масса наших знаний о строении магнитных полей галактик получается путём анализа наблюдательных данных о мере фарадеевского вращения (RM) синхротронного излучения в замагниченной межзвёздной среде, которая определяется по изменению плоскости наблюдаемой поляризации в зависимости от длины волны λ :

$$RM = \frac{d\chi}{d(\lambda^2)}. \quad (1)$$

Поляризационный угол χ определяется фазой комплексной поляризации

$$P(\lambda^2) \equiv Q + iU = p_0 \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon(z, \lambda) \exp[2i(\psi(z) + \phi(z)\lambda^2)] dz, \quad (2)$$

где Q и U — параметры Стокса, $\epsilon(z)$ — плотность синхротронного излучения. В рамках стандартных представлений о спектральном распределении космических лучей n_e можно считать, что $\epsilon(z) \sim n_e B_{\perp}^2(z)$ (конечно, мы не рассматриваем здесь все детали деполяризации синхротронного излучения в межзвёздной среде; см. более подробно, например, [18]). Синхротронное излучение изначально имеет некоторую степень поляризации p_0 , при этом угол поляризации определяется перпендикулярным направлением к \mathbf{B}_{\perp} (магнитное поле в плоскости, перпендикулярной лучу зрения). Начальный угол поляризации $\psi = \arg(B_y/B_x) + \pi/2$. Суммарный поворот определяется фарадеевской глубиной

$$\phi(z) = -K \int_z^{\infty} n_e(s) B_{\parallel}(s) ds, \quad (3)$$

где n_e — плотность тепловых электронов, $K = 0,81 \text{ м}^{-2} \text{ см}^3 \text{ мкГс}^{-1} \text{ пк}^{-1}$, B_{\parallel} — магнитное поле вдоль луча зрения. Полная интенсивность синхротронного излучения определяется выражением

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon(z) dz, \quad (4)$$

и позволяет вычислить степень поляризации $p = |P|/I$. Выражения (1)–(4) для поляризованного излучения в некоторой точке (x, y) на небе вдоль луча зрения запи-

саны по направлению z к наблюдателю, находящемуся на $+\infty$ (о согласованности определений (1)–(3) см. в [19]).

Однако мера фарадеевского вращения даёт информацию лишь о среднем значении продольной компоненты магнитного поля. Ситуация кажется почти безнадёжной, однако шаг вперёд можно сделать, анализируя функцию фарадеевской дисперсии [20], которая получается обращением интегрального преобразования (2) в виде

$$F_{\text{syn}}(\phi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda^2) \exp(-2i\phi\lambda^2) d(2\lambda^2). \quad (5)$$

Метод получил название RM-синтеза [21] и впоследствии был существенно развит, в частности в работах [22–25] с учётом специфики современных радиотелескопов [26], и лёг в основу многочисленных попыток восстановить трёхмерную структуру магнитного поля. Принципиальная трудность состоит в обращении зависимости $\phi(z)$. В целом, как и в медицинской томографии, речь идёт о восстановлении трёхмерного распределения магнитного поля по результатам просвечиваний. Поэтому подход называется томографией, а поскольку наши возможности смотреть на галактики с разных сторон очень ограничены, говорят о 2,5D-томографии.

2.1. Методы обнаружения спиральности магнитного поля

Первые идеи о том, как можно зарегистрировать спиральность магнитных полей галактик, были связаны с флуктуациями реликтового излучения [27] или свойствами космических лучей, если источник их известен [28]. Однако, как отмечали сами авторы, эти подходы требуют высокоточных наблюдательных данных, которые на данный момент практически отсутствуют.

Надежда забрезжила тогда, когда дело дошло до последовательного и массированного численного моделирования магнитогидродинамических (МГД) турбулентных полей и статистического анализа деполяризационных эффектов. Волегова и Степанов [29] построили модельные распределения однородных изотропных турбулентных магнитных полей с контролируемым уровнем магнитной спиральности и синтезировали по ним карты поляризованного излучения. По результатам видно, что влияние магнитной спиральности может проявляться в асимметрии распределения двумерной совместной плотности вероятности RM и p . На рисунке 1 показаны поля рассеяния, т.е. плоскости, на которые нанесены точки с координатами, отвечающими мере фарадеевского вращения и степени поляризации для данного луча зрения, проходящего через замагниченную среду. Эти поля рассеяния построены для двух предельных случаев — высокой положительной и высокой отрицательной спиральности магнитного поля — и для случая с нулевой спиральностью. Количественная оценка этого эффекта была сделана с использованием коэффициента кросс-корреляции между двумерными распределениями меры фарадеевского вращения и степени поляризации синхротронного излучения. Знак коэффициента корреляции совпал со знаком магнитной спиральности, а абсолютная величина отражала относительный уровень магнитной спиральности. Однако на практике спиральность никогда не бывает очень большой — трудно добиться того, чтобы все петли магнитного поля были, скажем, правыми. Самое большое значение корреляции порядка $0,4 \pm 0,1$

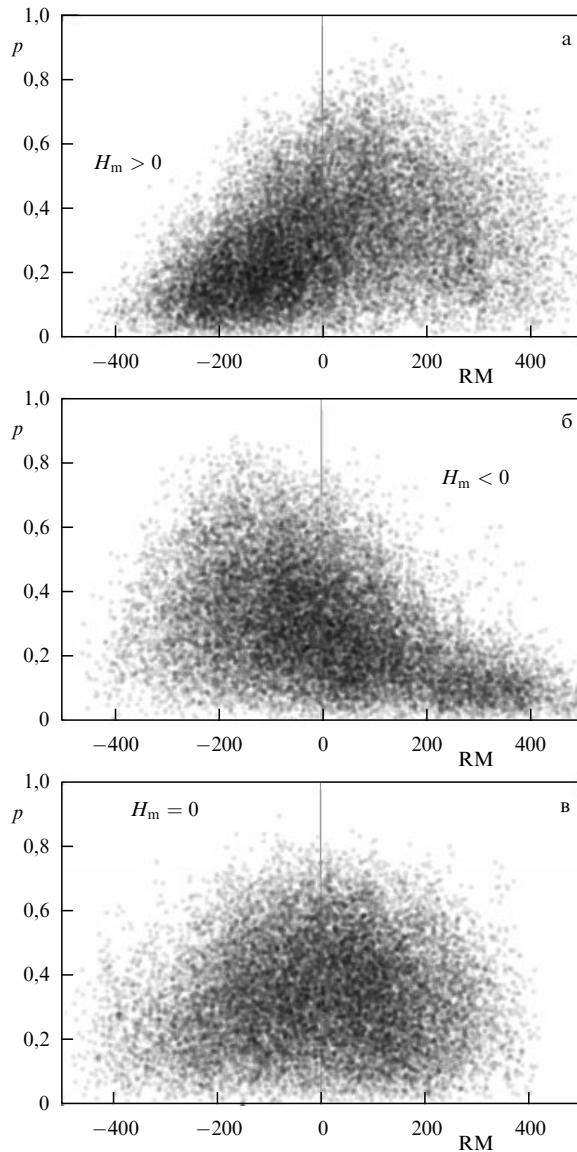


Рис. 1. Поле рассеяния модельных распределений фарадеевской меры и степени поляризации при различных значениях магнитной спиральности: $H_m > 0$ (а), $H_m < 0$ (б) и $H_m = 0$ (в) (по данным из [29]).

получалось в максимально спиральных полях и на определённой длине волны, на которой при заданных параметрах среды фарадеевское вращение должно было совершил поворот плоскости поляризации на угол порядка 2π . При слабо выраженной магнитной спиральности корреляция не даёт статистически значимого отличия от нуля и поле рассеяния получается симметричным.

Метод не требует восстановления трёхмерной структуры магнитного поля, что является очевидным достоинством в перспективе применения такого метода к данным о просвечивании галактик дискретными радиоисточниками. Напротив, метод основан на статистической обработке, что может быть проделано для реальных данных с известным отношением сигнал – шум и другими особенностями. Учитывая возможности современных радиотелескопов измерять синхротронное излучение в широком диапазоне длин волн, можно было надеяться на обнаружение эффекта, хотя задача изначально не казалась простой.

Конечно, заманчиво пойти дальше и найти более выраженные корреляции величин, связанных с поляризацией синхротронного излучения. В работе [30] в качестве альтернативного подхода предлагалось обнаруживать магнитную спиральность по признаку сонаправленности плоскости поляризации, определяемой по углу χ , и градиента квадрата меры фарадеевского вращения. Однако вычисление градиентов наблюдаемого фарадеевского вращения с большой неопределённостью — исключительно ненадёжная процедура. Возможно, эта причина или другие внутренние ограничения такого метода при применении к реальным данным пока не позволили обнаружить магнитную спиральность [31].

В основе корреляции степени поляризации и меры фарадеевского вращения лежит проявление эффекта аномальной деполяризации [19], который описан, например, в работе [18] наряду с другими основными механизмами деполяризации. Однако ранее такой эффект не привлекал особого внимания, поскольку не рассматривался в контексте магнитной спиральности. На основе точного решения, найденного в работе [19], было показано, что аномальная поляризация – деполяризация в фарадеевски протяжённом источнике излучения может объясняться именно спиральным магнитным полем, распределённым вдоль луча зрения. Влияние спиральности на свойства поляризованного излучения можно описать на простом примере. Пусть магнитное поле вдоль луча зрения $\mathbf{B}_{\parallel 0}$ постоянно и однородно, а компонента, перпендикулярная лучу зрения, $\mathbf{B}_{\perp 0}$, тоже постоянна по модулю, но равномерно поворачивается при перемещении вдоль луча зрения, образуя винтовую спираль с шагом k (рис. 2). Магнитная спиральность такого поля равна $\mathcal{R} = k B_{\parallel 0} |\mathbf{B}_{\perp 0}|$. Рассмотрим распространение поляризованной радиоволны вдоль направления z . При этом необходимо учитывать два эффекта: фарадеевское вращение и поворот начальной плоскости излучения из-за поворота самого магнитного поля. При определённом сочетании параметров межзвёздной среды (плотностей космических лучей и тепловых электронов) \mathcal{R} , λ и H_m

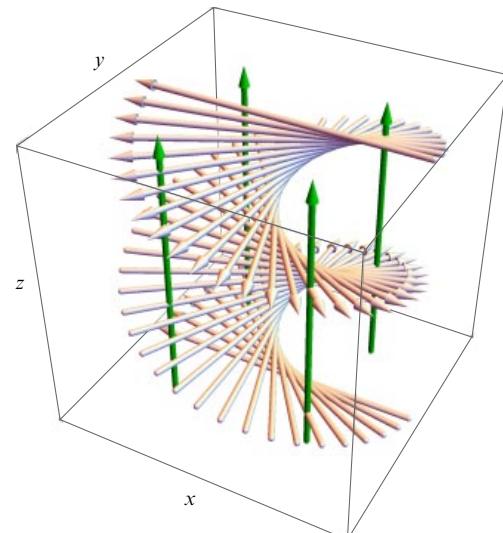


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Модельная конфигурация спирального магнитного поля. Параллельные стрелки показывают направление к наблюдателю вдоль луча зрения, поворачивающиеся — вращение поля в плоскости, перпендикулярной лучу зрения.

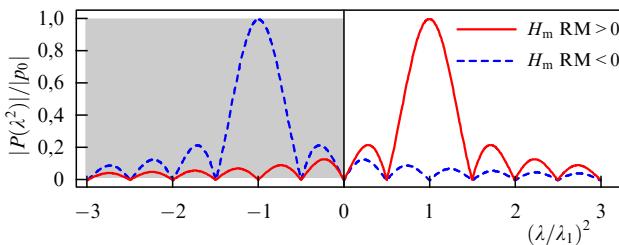


Рис. 3. Зависимость интенсивности поляризованного излучения от длины волны наблюдений для различных значений $H_m \text{RM}$. Область, недоступная для наблюдений, отмечена серым цветом.

получается, что оба вращения совпадают по направлению и величине. В этом случае деполяризация оказывается минимальной. Наоборот, если фарадеевское вращение противоположно по отношению к направлению закручивания спирали, то излучение сильно деполяризовано. Поляризация в таком магнитном поле может быть вычислена аналитически (в работе [19] приводятся выражения для бисpirальных магнитных полей). Из распределений, показанных на рис. 3, видно, что в случае подходящей магнитной спиральности пик поляризованного излучения оказывается в зоне, где формально $\lambda^2 < 0$ и он, естественно, ненаблюдаем, а наблюдаемое излучение сильно деполяризовано. Проблема того, как доопределить наблюдения при формально отрицательных λ^2 , является ключевой при вычислении интеграла (5) в томографических методах; о том, как её можно преодолевать, см. [32].

Итак, эффект, с помощью которого удалось возможно обнаружить магнитную спиральность в галактиках, состоит в проявлении аномальной деполяризации. Отметим, что данный эффект удалось адаптировать к условиям наблюдений синхротронного излучения в солнечной короне [33] и оценить спектральные распределения магнитной спиральности [34].

3. Обработка данных наблюдений

Теоретический анализ эффекта влияния магнитной спиральности на свойства поляризованного излучения и проведённые тесты на синтетических сигналах позволяют сформулировать необходимые требования к данным наблюдений. В идеальном случае желаемый набор данных представляет собой распределение фарадеевской меры, интенсивности полного и поляризованного излучения. При этом длина волны наблюдения должна быть достаточной, чтобы эффект проявился, но и не слишком большой, чтобы деполяризация не понизила сигнал до уровня шума. Среди самых надёжных данных информации о крупномасштабном магнитном поле Галактики — фарадеевские меры внегалактических источников. Это действительно так, если рассматривать оценку среднего магнитного поля, параллельного лучу зрения. Однако определить величину и направление перпендикулярного магнитного поля не удается, потому что трудно разделить вклад поляризации источника и межзвёздной среды Галактики.

Большую надежду дают проводимые обзоры диффузного поляризованного излучения галактического и межгалактического пространства. Наблюдения в рамках космической миссии "Планк" открывают широкие

возможности изучения глобальной и турбулентной структуры галактического магнитного поля (см. обзор [35]). Многие результаты ещё в стадии разработки, но предварительный анализ этих данных в сравнении с галактическими мерами вращения [36], по-видимому, обнаруживает спиральность магнитного поля нашей Галактики [37]. Дж. Вест представила этот результат на конференции в мае 2018 г., и этот доклад является, по-видимому, первым ясным заявлением о перспективности подобных исследований (подробное описание готовится к опубликованию).

Современные наземные радиотелескопы занимают собственную нишу в расширении наблюдательной базы и тоже дают материал для поисков следов магнитной спиральности. По измерениям интенсивности полного синхротронного излучения с помощью радиотелескопа LOFAR уже получены спектры межзвёздной МГД-турбулентности [38]. Совсем недавно было зарегистрировано поляризованное излучение магнитного поля Галактики на очень низких для радиоастрономии магнитных полей частотах 115–178 МГц ($\lambda = 1,7\text{--}2,6$ м) [39]. Уникальность данных состоит в том, что, как правило, на таких длинных волнах можно рассчитывать только на обнаружение точечных сильных источников. Тем не менее был получен сигнал, который относится к диффузному излучению в межзвёздной среде нашей Галактики. Наблюдения представлены в виде куба данных — зависимости F_{syn} от двух угловых координат и ϕ . Такое представление принято называть RM-кубом¹. На рисунке 4 показано распределение интенсивности максимума $|F_{\text{syn}}^{\max}|$ по фарадеевской глубине ϕ . Самым крупным внегалактическим источником на этом участке неба является галактика IC 342, от центра которой отсчитываются угловые координаты. Несмотря на её значительный

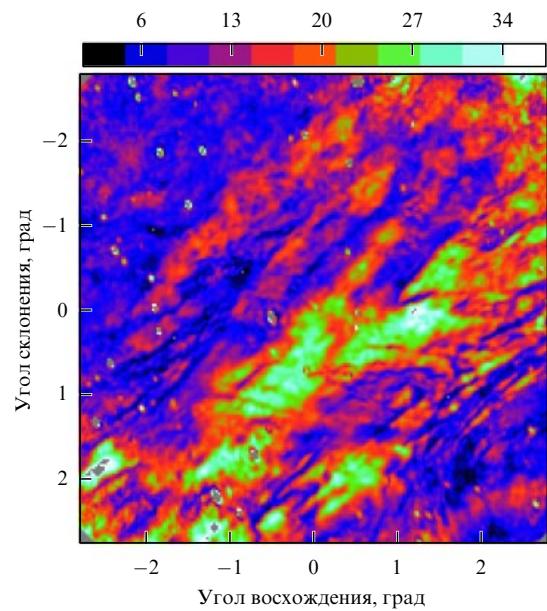


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Распределение интенсивности максимума F_{syn}^{\max} , взятого на фарадеевской глубине ϕ^{\max} . Область наблюдений составляет порядка $5,5^\circ \times 5,5^\circ$. Центр направлен на галактику IC 342 ($\alpha = 03^\mathrm{h}46^\mathrm{m}48,5^\mathrm{s}$, $\delta = +68^\circ05'46''$, $l = 138,1726^\circ$, $b = +10,5799^\circ$).

¹ Данные доступны в онлайн каталоге VizieR по адресу <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/597/A98>.

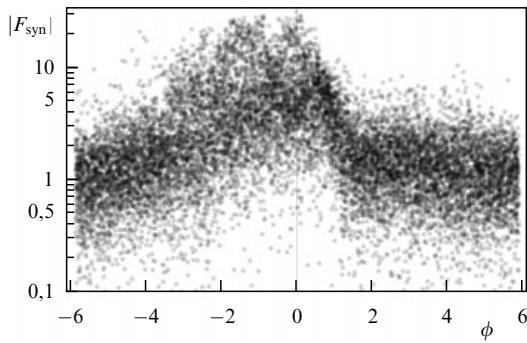


Рис. 5. Поле рассеяния ϕ^{\max} и $|F_{\text{syn}}(\phi^{\max})|$ по данным RM-куба из работы [39].

угловой размер, около $0,5^\circ$, сама галактика не видна в этом диапазоне длин волн, а всё определяется межзвёздной средой Млечного Пути.

Применение метода, предложенного в работе [29], к данным RM-куба требует дополнительных уточнений. В качестве меры фарадеевского вращения RM рассмотрим ϕ^{\max} — фарадеевскую глубину, на которой наблюдается максимум поляризации вдоль луча зрения. Если исключить области с сильными точечными источниками, то полную интенсивность I можно считать постоянной и вместо степени поляризации p использовать F_{syn} . Как отмечалось в работах [19, 29], такое приближение возможно, хотя и снижает действие эффекта.

Таким образом, для каждой точки на карте, показанной на рис. 4, можно построить поле рассеяния величины ϕ^{\max} и соответствующей ей $|F_{\text{syn}}(\phi^{\max})|$ (рис. 5). Распределение имеет чёткую асимметрию относительно $\phi = 0$. У источников с $1 > \phi > 0$ наблюдается резкая деполяризация, а источники с $\phi < 0$ распределены в широком интервале, так что их поляризация исчезает лишь при $\phi \lesssim -5$. Имея в виду эффект аномальной деполяризации и сравнивая с результатами модельных распределений, можно сделать вывод о преобладании в этой части звёздного неба магнитного поля с отрицательной магнитной спиральностью. Следует помнить, что в наблюдаемом диапазоне регистрируется поляризованное излучение лишь ближайшей к наблюдателю области. Поэтому данный результат можно относить только к окрестности Солнца порядка нескольких сотен парсек. Для определения спиральности магнитного поля всей Галактики нужны наблюдения по всей небесной сфере и при более коротких длинах волн.

4. Заключение

Итак, мы видим, что буквально сейчас появляются первые реальные возможности непосредственно наблюдать магнитную спиральность магнитных полей галактики. Другими словами, сделан ещё один принципиальный шаг к тому, чтобы представления о генерации магнитных полей астрофизическими динамо опирались не только на теоретические оценки, но и на данные астрономических наблюдений среды, генерирующей магнитное поле.

На настоящем этапе решения проблемы можно уверенно говорить о подтверждении реальности эффекта, дающего теоретическую возможность обнаружения спиральности галактического магнитного поля. Развитие

наблюдательной базы также открывает новые подходы к анализу. Проводятся измерения поляризации в широком диапазоне длин волн и в значительных по размеру областях звёздного неба. Эти данные всё чаще становятся общедоступными, что, безусловно, привлекает интерес широкого круга исследователей. Конечно, трудно рассчитывать, что обратная задача восстановления трёхмерной структуры магнитного поля по интегральным проекциям в обозримое время найдёт исчерпывающее решение. Однако статистические характеристики, включая те, которые вызваны нарушением отражательной симметрии магнитного поля, удаётся фиксировать уже сейчас. Новый результат такого плана показан нами на основе данных длинноволновых измерений LOFAR на участке неба $5,5^\circ \times 5,5^\circ$. Для уверенного утверждения о спиральности всего магнитного поля Галактики ещё многое предстоит сделать как в направлении усиления статистической достоверности наблюдений, так и построения моделей. Одно не вызывает сомнений — что проблема обнаружения магнитной спиральности по данным радионаблюдений уже входит в поле исследований современной радиоастрономии и астрофизики космических магнитных полей.

Благодарности. Работа по теоретическому анализу эффектов спиральности и по их поиску в модельных и наблюдательных данных выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 16-41-02012). Авторы признательны Камерону Ван Эку за опубликование данных в открытом доступе, а также Дженифер Вест за мотивирующее обсуждение проблемы.

Список литературы

1. Einstein A *Naturwissenschaften* **14** 223 (1926); Пер. на русск. яз.: Эйнштейн А УФН **59** 185 (1956)
2. Lee T D "Weak interaction and nonconservation of parity (Nobel lecture. December 11, 1957)", in *Nobel Lectures: Physics: 1901–1995* (Singapore: World Scientific) p. 406, CD-ROM; Пер. на русск. яз.: Ли Ц УФН **66** 89 (1958)
3. Parker E N *Astrophys. J.* **122** 293 (1955)
4. Steenbeck M, Krause F, Rädler K-H *Z. Naturforsch. A* **21** 369 (1966)
5. Соколов Д Д УФН **185** 643 (2015); Sokoloff D D *Phys. Usp.* **58** 601 (2015)
6. Соколов Д Д, Степанов Р А, Фрик П Г УФН **184** 313 (2014); Sokoloff D D, Stepanov R A, Frick P G *Phys. Usp.* **57** 292 (2014)
7. Thomson W *Trans. R. Soc. Edinburgh* **25** 217 (1868)
8. Moffatt H K *J. Fluid Mech.* **35** 117 (1969)
9. Arnold V I *Selecta Math. Sov.* **5** 327 (1986)
10. Seehafer N *Solar Phys.* **125** 219 (1990)
11. Zhang H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **402** L30 (2010)
12. Moffatt H K *Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1978)
13. Subramanian K, Brandenburg A *Astrophys. J.* **648** L71 (2006)
14. Zhang H, Brandenburg A, Sokoloff D D *Astrophys. J.* **819** 146 (2016)
15. Komm R, Gosain S *Astrophys. J.* **798** 20 (2015)
16. Tlatov A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **432** 2975 (2013)
17. Beck R et al. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **34** 155 (1996)
18. Sokoloff D D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **299** 189 (1998)
19. Brandenburg A, Stepanov R *Astrophys. J.* **786** 91 (2014)
20. Burn B J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **133** 67 (1966)
21. Brentjens M A, de Bruyn A G *Astron. Astrophys.* **441** 1217 (2005)
22. Frick P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** 2540 (2011)
23. Bell M R, Enßlin T A *Astron. Astrophys.* **540** A80 (2012)
24. Sun X H et al. *Astron. J.* **149** 60 (2015)
25. Heald G, Braun R, Edmonds R *Astron. Astrophys.* **503** 409 (2009)
26. Beck R et al. *Astron. Astrophys.* **543** A113 (2012)

27. Kahnashvili T *New Astron. Rev.* **50** 1015 (2006)
 28. Kahnashvili T, Vachaspati T *Phys. Rev. D* **73** 063507 (2006)
 29. Волегова А А, Степанов Р А *Письма в ЖЭТФ* **90** 707 (2009);
 Volegova A A, Stepanov R A *JETP Lett.* **90** 637 (2009)
 30. Junklewitz H, Enßlin T A *Astron. Astrophys.* **530** A88 (2011)
 31. Bell M R, Junklewitz H, Enßlin T A *Astron. Astrophys.* **535** A85
 (2011)
 32. Frick P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **401** L24 (2010)
 33. Brandenburg A, Ashurova M B, Jabbari S *Astrophys. J.* **845** L15
 (2017)
 34. Bucciantini N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **471** 4885 (2017)
 35. Верходанов О В *УФН* **186** 3 (2016); Verkhodanov O V *Phys. Usp.*
59 3 (2016)
 36. Oppermann N et al. *Astron. Astrophys.* **575** A118 (2015)
 37. West J et al., in *The Power of Faraday Tomography—Towards 3D
 Mapping of Cosmic Magnetic Fields, May 28–June 2, 2018, Miyazaki,
 Japan* (Miyazaki, 2018);
http://ska-jp.org/ws/SKAJP_MAGWS2018/index.html
 38. Iacobelli M, Havercorn M, Katgert P *Astron. Astrophys.* **549** A56
 (2013)
 39. Van Eck C L et al. *Astron. Astrophys.* **597** A98 (2017)

Magnetic helicity and prospects for its observation in the interstellar medium

R.A. Stepanov^{(1,2,*),} D.D. Sokoloff^(3,4,**)

⁽¹⁾ Institute of Continuous Media Mechanics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,
ul. Akademika Koroleva 1, 614013 Perm, Russian Federation

⁽²⁾ Perm National Research Polytechnic University,
Komsomolskii prosp. 29 614990 Perm Russian Federation

⁽³⁾ Lomonosov Moscow State University, Department of Physics, Leninskie gory 1, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Kosyginaya ulitsa 4, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation.

Kaluzhskoe shosse 4, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation

Magnetic helicity is one of the integrals of non-viscous flows in magnetohydrodynamics that determines the number of linkage of magnetic field lines in a medium. It belongs to a number of helicities that characterize the degree of mirror asymmetry of velocity and magnetic fields. The helicities play a crucial role in driving the generation of large-scale magnetic fields in stars and spiral galaxies. Until recently, measurements of various helicities were based on astronomical observations of the Sun's active regions, but not in the Sun's deep layers where the solar dynamo is operative. Galaxies are transparent to some extent, therefore, are very attractive in this sense to observe the helicity of its magnetic field. Theoretical advances and first successful attempts of such observations are reviewed.

Keywords: galactic magnetic fields, magnetic helicity, astrophysical observations, synchrotron emission, Faraday rotation, dynamo theory

PACS numbers: 47.65.Md, 95.85.Sz, 98.35.Eg

Bibliography — 39 references

Received 12 November 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (12) 1285–1291 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (12) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3387/UFNr.2018.12.038503>

DOI: <https://doi.org/10.3387/UFNe.2018.12.038503>