

СОДЕРЖАНИЕ

Том 97, номер 3, 2020

Структура и особенности формирования инверсий галактического магнитного поля <i>Р. Р. Андреасян, Е. А. Михайлов, А. Р. Андреасян</i>	179
Затменная система PS UMa: эволюционный статус и физические параметры компонентов <i>И. М. Волков, А. С. Кравцова</i>	190
3D моделирование анизотропной теплопроводности во внешних слоях замагниченных нейтронных звезд <i>И. А. Кондратьев, С. Г. Моисеенко, Г. С. Бисноватый-Коган, М. В. Глушихина</i>	206
Обзор областей образования массивных звезд в линиях дейтерированных молекул <i>Е. А. Трофимова, И. И. Зинченко, П. М. Землянуха, М. Томассон</i>	225
Влияние ориентации собственного дипольного магнитного поля горячего Юпитера на структуру течения в его протяженной оболочке <i>А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов</i>	242
“Несостоявшиеся” эрупции солнечных волокон <i>Б. П. Филиппов</i>	256

УДК 524.63-77

СТРУКТУРА И ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ИНВЕРСИЙ ГАЛАКТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2020 г. Р. Р. Андреасян¹, Е. А. Михайлов^{2, *}, А. Р. Андреасян¹

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А. Амбарцумяна НАН РА, Бюракан, Армения

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 06.08.2019 г.

После доработки 22.11.2019 г.

Принята к публикации 22.11.2019 г.

В настоящее время надежно установлено, что в Галактике существуют крупномасштабные поля, имеющие индукцию в несколько микрогаусс. На сегодняшний день существуют многочисленные аргументы в пользу того, что магнитное поле обнаруживает так называемые инверсии, связанные с изменением его направления при переходе от одной области к другой. Подобные конфигурации предусматриваются в рамках нелинейных уравнений теории динамо, которая описывает эволюцию крупномасштабного магнитного поля. В настоящей работе проведено моделирование инверсий с использованием так называемого планарного приближения, исходящего из того, что галактический диск достаточно тонкий. Показано, что возможна генерация магнитных полей, которые демонстрируют как однократную, так и двукратную смену знака по мере удаления от центра. С наблюдательной точки зрения одним из основных методов изучения магнитных полей является измерение меры фарадеевского вращения радиоволн, приходящих к нам от пульсаров. Ее величина может характеризовать интегральное значение магнитного поля, а знак – его направление. Представлено исследование распределения пульсаров с большими ($|RM| > 200$ рад/м²) мерами фарадеевского вращения. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в Галактике выделяется область $4.8 \text{ кпк} < r < 7.3 \text{ кпк}$, в пределах которой магнитное поле направлено против часовой стрелки. На границах этого кольца магнитное поле меняет свое направление на противоположное. Данные результаты хорошо согласуются как с теоретическими представлениями, так и с другими работами, посвященными наблюдениям структуры магнитного поля Галактики.

DOI: 10.31857/S0004629920030019

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия твердо установлено и не вызывает сомнений, что Млечный Путь, как и ряд других галактик, обладает магнитными полями величиной несколько микрогаусс [1, 2]. Первые предположения о наличии магнитных полей в Галактике были сделаны в середине прошлого века на основании исследований космических лучей несолнечного происхождения и их пространственного распределения [3]. Кроме того, об их существовании говорит характер нетеплового излучения Млечного Пути в радиодиапазоне. Как было показано Гинзбургом [4], оно является синхротронным излучением, а его спектр объясняется магнитным полем Галактики, ориентированным преимущественно в экваториальной плоскости. Наконец, в последнее время наиболее часто исследование галактических магнитных полей проводится с помощью меры фара-

деевского вращения поляризованного радиоизлучения [5–8].

С теоретической точки зрения существование крупномасштабных магнитных полей объясняется с помощью так называемого механизма динамо [9, 10]. Он связан с переходом энергии турбулентных движений в энергию магнитного поля, и характеризуется с помощью действия двух различных эффектов: дифференциального вращения и альфа-эффекта, характеризующего закрученность турбулентных движений [2]. Как правило, данный процесс описывается при помощи уравнения динамо среднего поля, которые являются результатом усреднения уравнений магнитной гидродинамики по масштабам, соответствующим турбулентным ячейкам [11]. В случае галактик они чаще всего решаются с использованием так называемого планарного приближения [12, 13], которое использует тот факт, что галактический диск достаточно тонкий, поэтому задачу

можно свести к решению пары уравнений для компонент магнитного поля, лежащих в плоскости диска. Учет насыщения роста магнитного поля при приближении к равномерному для коэффициента, отвечающего за альфа-эффект, делает эти уравнения нелинейными.

Данные уравнения предусматривают два устойчивых стационарных решения [14]. Они соответствуют магнитным полям, величины которых близки к равномерному, а направления противоположны друг к другу. Согласно теории контрастных структур, известной в математической физике, в таком случае возможно существование различных областей, магнитное поле в которых будет иметь противоположные направления [15, 16]. Их будут разделять узкие области, в которых поле имеет большой градиент и меняет знак. Данное явление известно в астрофизике как инверсия магнитного поля [17]. Ширина переходных слоев оказывается пропорциональна коэффициенту турбулентной диффузии, входящему в систему уравнений после усреднения.

Существование инверсий в Млечном Пути получило также наблюдательные подтверждения [18]. Основным методом их исследования является изучение фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоволн, приходящих к нам от пульсаров. Известно, что пульсары, для которых получены многочисленные и разнородные наблюдательные данные, можно считать зондами для изучения межзвездной среды.

В частности, для изучения магнитного поля Галактики очень важное значение имеют данные о мерах дисперсий (DM), которые известны практически для всех известных пульсаров, и о мерах фарадеевского вращения (RM) (около 1150 пульсаров [19]). Эти данные непосредственно находятся из наблюдений пульсаров, а теоретически они выражаются через электронную концентрацию n_e в межзвездной среде, сквозь которую проходит поляризованное радиоизлучение пульсара, и проекцию на луч зрения индукции магнитного поля B_L (в Гс) в этой среде:

$$DM = \int n_e dL \quad (1)$$

$$RM = \alpha \int n_e B_L dL, \quad (2)$$

$$\alpha = 8.1 \times 10^5 \text{ рад/м}^2.$$

В этих формулах интегрирование проводится по всему пройденному пути излучения (L в парсеках) от пульсара до наблюдателя. Формула (1) дает возможность определить расстояние до пульсара при известном распределении электронной концентрации в Галактике, а формула (2) вместе с формулой (1) позволяет определить среднюю проекцию индукции межзвездного маг-

нитного поля на луч зрения $[B_L]$ в микрогауссах (мкГс):

$$[B_L] = \frac{1}{\alpha} \frac{RM}{DM} = 1.23 \frac{RM}{DM}. \quad (3)$$

Данные о значениях RM и DM были использованы для изучения структуры и величины магнитного поля Галактики, начиная с семидесятых годов прошлого века, когда меры вращений были известны всего для 3–4 десятков пульсаров [6, 21]. По мере увеличения количества данных RM были проведены более детальные исследования и предлагались разные модели для плоской составляющей галактического магнитного поля [22–24], а также для магнитного поля в гало Галактики [25–27]. В частности, в работе Андреасяна и Макарова [25] на основе данных о мерах вращений пульсаров и внегалактических радиоисточников была предложена модель двухкомпонентного магнитного поля нашей Галактики, в рамках которой магнитное поле плоского компонента спиральных рукавов как бы погружено в магнитное поле, находящееся в галактическом гало.

За несколько десятилетий наблюдений различные модели для магнитного поля, указанные в упомянутых выше работах, заметно менялись и уточнялись в соответствии с новыми наблюдательными данными. Тем не менее надо отметить, что большинство авторов, хотя и исходят из несколько разных представлений, говорят о том, что плоский компонент магнитного поля Галактики имеет противоположные направления в разных частях Млечного Пути. В частности, Валлии [24] было показано, что в общем галактоцентрическом магнитном поле, которое направлено по часовой стрелке, в основном выделяется направленное против часовой стрелки магнитное поле в кольце с галактоцентрическим расстоянием 5–7 кпк. Были также предложены модели, в которых спиральная структура магнитного поля примерно совпадает с межрукавными областями Галактики [28, 29].

Дело в том, что наблюдаемое нами поляризованное излучение далеких пульсаров проходит сквозь несколько спиральных рукавов и несет суммарную информацию о магнитном поле этих рукавов. Этими данными пользуются для построения вышеупомянутых моделей плоского компонента Галактического магнитного поля. Если учесть тот факт, что погрешность определения расстояний далеких пульсаров в направлениях ближе к центру Галактики из-за принятой модели электронной концентрации может достигать десятков процентов [30], а также принять во внимание наличие мелкомасштабных флуктуаций магнитного поля, величина которых может достигать тех же значений, что и для регулярных полей, или даже превосходить их, становится ясным, что за-

дача однозначного выбора между вышеупомянутыми моделями магнитного поля затруднена.

Основной целью настоящей работы является исследование структуры инверсий галактического магнитного поля, соответствующей наблюдательным данным. Стоит отметить, что на наш взгляд, особый интерес представляет изучение распределения пульсаров с большими мерами фарадеевского вращения, поскольку речь идет о тех из них, которые находятся на больших расстояниях от Солнца. Кроме того, важно построить теоретическую модель, которая воспроизводила бы результаты для магнитного поля в Млечном Пути. Наконец, немаловажно изучить процесс формирования инверсии и предсказать ее дальнейшую эволюцию со временем. В частности, важно ответить на вопрос о том, может ли положение инверсии в Млечном Пути меняться со временем в соответствии со временем, что допускает асимптотическая теория контрастных структур [20].

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И АНАЛИЗ ИХ РЕШЕНИЙ

Эволюция магнитных полей галактик описывается с помощью механизма динамо, который связан с совместным действием альфа-эффекта и дифференциального вращения. Альфа-эффект характеризует переход углового компонента галактического магнитного поля в радиальный, а дифференциальное вращение соответствует росту углового компонента поля за счет радиального. Им противодействует турбулентная диффузия, которая стремится разрушить крупномасштабные структуры поля. Достаточно часто эволюция магнитных полей описывается с помощью так называемого планарного приближения [13, 31]. В его рамках предполагается, что галактический диск достаточно тонкий. Как правило, в таком случае используется цилиндрическая система координат $r - \varphi - z$, где r — расстояние до оси вращения галактики, φ — позиционный угол, z — расстояние до экваториальной плоскости. В рамках планарного приближения z -компонент магнитного поля достаточно мал, а поле в основном определяется радиальной и угловой составляющими (B_r и B_φ). В плоскости диска для них можно записать в осесимметричном случае следующие уравнения (см., например, работы [32, 33]):

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\frac{\alpha}{h} B_\varphi \left(1 - \frac{B_r^2 + B_\varphi^2}{B^{*2}} \right) + \eta \left\{ -\frac{\pi^2 B_r}{4h^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) \right) \right\}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = r \frac{\partial \Omega}{\partial r} B_\varphi - \frac{\pi^2 B_r}{4} + \eta \left\{ -\frac{\pi^2 B_r}{4h^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) \right) \right\}, \quad (5)$$

где h — полутолщина галактического диска, η — коэффициент турбулентной диффузии, α — коэффициент, отвечающий за альфа-эффект (связанный с закрученностью турбулентных движений), Ω — угловая скорость вращения галактики, B^* — поле, соответствующее равномерному распределению.

Как правило, в теории динамо (см., например, [34]) записывают уравнения в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -R_\alpha B_\varphi (1 - B_r^2 - B_\varphi^2) - \frac{\pi^2 B_r}{4} + \lambda^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) \right); \quad (6)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = -R_\omega B_\varphi - \frac{\pi^2 B_r}{4} + \lambda^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) \right). \quad (7)$$

В данной системе уравнений предполагается, что времена измеряются в единицах h^2/η , расстояния — в единицах радиуса галактики R , магнитное поле — в единицах равномерного распределения B^* . (Отметим, что для Млечного Пути и подобных ему объектов $R \sim 10$ кпк, единица времени соответствует 500–800 млн. лет, $B^* \sim 1$ мкГс.) Кроме того, введен ряд безразмерных коэффициентов, характеризующих поведение магнитного поля.

Так, коэффициент $\lambda = \frac{h}{R}$ характеризует соотношение между полутолщиной диска и его радиусом. Слагаемые, заключенные в фигурные скобки в исходных уравнениях (4)–(5), характеризуют диффузию, препятствующую образованию крупномасштабных структур. Первое из них связано с диссипацией в вертикальном направлении, второе — в плоскости диска. При приведении системы уравнений к безразмерному виду перед ними возникает множитель λ^2 , который, по сути, характеризует соотношение между диффузией в разных направлениях. Коэффициент $R_\alpha = \frac{\alpha h}{\eta}$ связан с альфа-эффектом и характеризует закрученность турбулентных движений, а коэффициент $R_\omega = \frac{r \frac{d\Omega}{dr} h^2}{\eta}$ — дифференциальное вращение.

Как правило, принято полагать, что $\lambda \sim 10^{-2}$, $R_\alpha \sim 1$, $R_\omega \sim 10$. Данные оценки могут быть получены, если явно подставить в выражения для коэффициентов значения параметров, характерных

для галактик (см., например, раздел 3 в работе Мосса [13]).

Линейный анализ при малых значениях магнитных полей и при $\lambda \rightarrow 0$ показывает, что компоненты магнитного поля будут вести себя по закону

$$B_{r,\varphi} \propto \exp(\gamma t), \quad (8)$$

где введена скорость роста $\gamma = -\frac{\pi^2}{4} \pm \sqrt{D}$, а $D = R_\alpha R_\omega$ — динамо-число. Можно отметить, что рост магнитного поля, соответствующий положительным значениям γ , возможен в случае $D > D_{cr}$, где D_{cr} — некоторое критическое значение. В рамках данных простых представлений $D_{cr} = \frac{\pi^4}{16} \approx 6$. Более аккуратные исследования показывают, что для большинства галактик $D_{cr} \approx 7$ [35].

Альфа-эффект характеризует закрученность турбулентных движений, которая убывает по мере удаления от центра галактики. Разумно полагать, что она обратно пропорциональна расстоянию до центра:

$$R_\alpha = \frac{R_{\alpha 0}}{r}, \quad (9)$$

где $R_{\alpha 0}$ — некоторое характерное значение коэффициента. Отметим, что при применении данной формулы расстояния должны измеряться в единицах радиуса галактики и представлять собой безразмерную величину. Кроме того, можно было бы взять немного более сложную модель для коэффициента в центральной части, ограничив его рост. Но здесь надо отметить, что в малой окрестности центра галактики свойства среды в принципе заметно отличаются от других частей, поэтому центральные 100–150 пк в целом находятся на границе применимости используемой модели динамо средних полей, и вряд ли стоит уточнять выражение для области, для которой результаты по принципиальным причинам носят довольно грубый характер.

Коэффициент, связанный с дифференциальным вращением, меняется пропорционально $r \frac{\partial \Omega}{\partial r}$. В задачах галактического динамо, как правило, используют брандтовскую кривую вращения [13], поэтому разумно брать для него следующую модель:

$$R_\omega = \frac{R_{\omega 0}}{r_\omega^3 \left(1 + \left(\frac{r}{r_\omega} \right)^2 \right)^{3/2}}, \quad (10)$$

где можно полагать, что $r_\omega = 0.2$ [13], $R_{\omega 0}$ — характерное значение коэффициента.

Найдем стационарные (не зависящие от времени) решения для магнитного поля, соответствующие предельно малой полутолщине диска ($\lambda \rightarrow 0$). В таком случае система уравнений (6)–(7) сведется к двум алгебраическим равенствам:

$$0 = -R_\alpha B_\varphi (1 - B_r^2 - B_\varphi^2) - \frac{\pi^2}{4} B_r; \quad (11)$$

$$0 = -R_\omega B_r - \frac{\pi^2}{4} B_\varphi. \quad (12)$$

Им соответствуют нулевые значения магнитного поля ($B_r = B_\varphi = 0$), а также следующие решения:

$$B_r^{st} = \pm \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{16 R_\alpha R_\omega - \pi^4}{R_\omega R_\alpha (16 R_\omega^2 + \pi^4)} \right)^{1/2}; \quad (13)$$

$$B_\varphi^{st} = \mp \sqrt{\frac{R_\omega}{R_\alpha}} \left(\frac{16 R_\alpha R_\omega - \pi^4}{16 R_\omega^2 + \pi^4} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Один из случаев (знак “+” в (13) и “–” в (14)) соответствует магнитному полю, ориентированному преимущественно по часовой стрелке (под небольшим углом, характеризуемым соотношением B_r/B_φ). Второй случай (знак “–” в (13) и “+” в (14)) характеризует поле, которое направлено против часовой стрелки. Можно показать (пользуясь, например, теоремой об устойчивости по первому приближению), что конфигурации, соответствующие данным выражениям, могут существовать достаточно долго. Рассмотрим случай, когда компоненты магнитного поля отличаются от стационарного значения на небольшие величины $\Delta B_r = B_r - B_r^{st}$ и $\Delta B_\varphi = B_\varphi - B_\varphi^{st}$. Тогда, учитывая только слагаемые, линейные по ΔB_r и ΔB_φ , и пренебрегая слагаемым, связанным с диссипацией в плоскости диска, уравнения (6)–(7) могут быть приведены к виду:

$$\frac{d(\Delta B_r)}{dt} = \left(-\frac{\pi^2}{4} + 2 R_\alpha B_r^{st} (1 - B_r^{st} - B_\varphi^{st}) \right) \Delta B_r + R_\alpha (1 - B_r^{st} - B_\varphi^{st}) (2 B_\varphi^{st} - 1) \Delta B_\varphi \quad (15)$$

$$\frac{d(\Delta B_\varphi)}{dt} = -R_\omega \Delta B_\varphi - \frac{\pi^2}{4} \Delta B_\varphi. \quad (16)$$

В работах [36, 37] был проведен подробный анализ решений таких уравнений и показано, что при выполнении условия генерации магнитного поля $\Delta B_r \rightarrow 0$, $\Delta B_\varphi \rightarrow 0$ при $t \rightarrow 0$.

Таким образом, нестационарные решения являются устойчивыми. Они связаны с насыщением роста магнитного поля, когда магнитному полю и турбулентным движениям соответствует примерно одинаковая плотность энергии. Как правило, у большинства галактик, для которых получены наблюдательные данные о магнитных

полях, они соответствуют именно одному из двух указанных случаев. Тем не менее не исключена ситуация — это определяется в первую очередь начальными условиями — когда в одной части галактики магнитное поле в ходе эволюции выйдет на стационарное значение, связанное с направлением по часовой стрелке, а в другой — против. В таком случае на границе между этими областями образуется узкий переходный слой, в котором компоненты магнитного поля будут менять знак. Подобные явления принято называть инверсиями магнитного поля.

С точки зрения математической физики [15] такие решения хорошо известны под названием контрастных структур, которые возникают в нелинейных параболических уравнениях с малым параметром (к которым относятся и уравнения для магнитных полей галактик). Исследование таких структур для системы уравнений (такой, как, например (6)–(7)) является достаточно сложным и, скорее всего, возможно только численно. Поэтому имеет смысл рассмотреть этот механизм с качественной точки зрения, заменив систему уравнений на единственное уравнение. Отметим, что подобная замена проводилась в работах [14, 32, 38, 39], где было показано, что, хотя она исходит из достаточно наивных представлений о свойствах магнитного поля, это позволяет получить для контрастных структур аналитические оценки, близкие к результатам численного решения полной задачи, описываемой системой уравнений (6)–(7).

Опишем основную суть используемого подхода. Вид стационарных решений (13)–(14) показывает, что галактическое магнитное поле ориентировано преимущественно в азимутальном направлении (таким образом, B_ϕ существенно превышает B_r). Кроме того, компоненты магнитного поля приблизительно связаны друг с другом соотношением (в линейном приближении это можно показать точно [40]) соотношением

$$B_r \approx -B_\phi \sqrt{\frac{R_\alpha}{R_\omega}}. \quad (17)$$

Кроме того, на больших расстояниях от центра галактики оператор Лапласа сводится с большой точностью ко второй производной по расстоянию до центра. Поэтому пренебрегая в уравнении (6) квадратом радиальной составляющей магнитного поля, и заменяя B_r с помощью формулы (17), мы можем получить уравнение, которое ранее также использовалось с целью качественного анализа различных эффектов в галактическом динамо [38, 39]:

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \gamma B_\phi (1 - B_\phi^2) + \lambda^2 \frac{\partial^2 B_\phi}{\partial r^2}, \quad (18)$$

$$\text{где } \gamma = \sqrt{R_\alpha R_\omega} - \frac{\pi^2}{4}.$$

В работе [41] была доказана лемма, из которой следует, что если начальные условия в подобной задаче таковы, что $B_\phi < 0$ при $r < r^*$ и $B_\phi > 0$ при $r > r^*$ (r^* — некоторое значение, связанное с выбором начальных условий), то, за исключением весьма малой окрестности самой точки r^* при $t \rightarrow \infty$

$$B_\phi(r, t) \rightarrow B_\phi^{\text{st}}(r) + O(\lambda), \quad (19)$$

причем слева решение описывается отрицательным стационарным решением, а справа — положительным. Эти два решения разных знаков соединяются достаточно узким переходным слоем.

Методы теории контрастных структур позволяют построить функцию $\mathcal{B}(r)$ для данного переходного слоя, которая довольно близко описывает поведение решения в окрестности точки r^* (естественно, что на больших расстояниях от нее магнитное поле будет определяться другими выражениями). Подробное исследование этого вопроса проводилось в работе [14], приведем здесь основные идеи. Сначала необходимо найти решение стационарной модификации уравнения с учетом диссипации в окрестности точки локализации переходного слоя r^* :

$$0 = \gamma \mathcal{B}(1 - \mathcal{B}^2) + \lambda^2 \frac{\partial^2 \mathcal{B}}{\partial r^2}. \quad (20)$$

Чтобы удовлетворить условиям леммы из работы [41], необходимо отдельно решить уравнение при $r > r^*$, удовлетворяющее условиям:

$$\mathcal{B}|_{r=r^*} = 0, \quad \mathcal{B}|_{r \rightarrow \infty} = 1, \quad (21)$$

а при $r < r^*$,

$$\mathcal{B}|_{r=r^*} = 0, \quad \mathcal{B}|_{r \rightarrow -\infty} = -1. \quad (22)$$

Кроме того, из физических соображений желательна гладкость решения, т.е. по крайней мере функция \mathcal{B} и ее первая производная должны не иметь разрывов при переходе через точку r^* . Всем этим условиям удовлетворяет решение в виде гиперболического тангенса:

$$\mathcal{B}(r) \equiv \text{th} \left(\frac{(r - r^*)}{\lambda \sqrt{2}} \right). \quad (23)$$

Можно показать [14], что со временем данная структура движется, и при убывании характерной скорости роста магнитного поля при удалении от центра галактики решение ведет себя по закону

$$B_\phi(r, t) = \mathcal{B}(r - ct), \quad (24)$$

где

$$c \sim \lambda^2 \left(\frac{d\gamma}{dt} / \gamma \right). \quad (25)$$

Более аккуратные аналитические оценки оказываются достаточно сложными, при этом в любом случае требуют использования тех или иных приближений. Поэтому имеет смысл рассмотреть численный пример. Чтобы были выполнены условия леммы из работы [41], необходимо, чтобы в галактике четко выделялись области с различными направлениями начального поля. Отметим, что в принципе этого можно добиться [17], задавая случайные начальные условия. Это соответствует начальным условиям, связанным с мелкомасштабным полем разных турбулентных ячеек, которое ориентировано случайным образом, но ввиду конечности их числа можно говорить о некотором ненулевом среднем по определенной крупной области или по всей галактике [2]. По крайней мере, для некоторых, пусть и не очень часто встречающихся случайных реализаций в одних частях будет превалировать магнитное поле, направленное по часовой стрелке, в других — против часовой [17]. Однако можно упростить задачу и добиться примерно того же, взяв для системы уравнений (6)–(7) пример детерминированного поля, в структуре которого четко выделяются области с разными направлениями

$$B_r|_{r=0} = 0; \quad (26)$$

$$B_\varphi|_{r=0} = -B_0 r^2 (r - r_0)(r - 1); \quad (27)$$

где B_0 и r_0 — некоторые постоянные. В частности, мы брали $r_0 = 0.5$, $B_0 = 0.01$, что соответствует типичной проекции магнитного поля на какое-либо направление при усреднении по большому числу турбулентных ячеек [2].

Численное решение уравнений (6)–(7) проводилось с помощью явной конечно-разностной схемы. Область решения разбивалась на 1000 точек (соответствует $\Delta r = 10^{-3}$), что является вполне достаточным для одного измерения в подобных задачах [42]. Данная схема обеспечивает аппроксимацию порядка $O(\Delta t + \Delta r^2)$ и является устойчивой при шаге по времени $\Delta t \lesssim \Delta r^2 / \lambda^2$ [43]. В нашем случае $\lambda \sim 10^{-2}$, поэтому используемое значение шага по времени $\Delta t = 10^{-5}$ является вполне достаточным.

Результаты для магнитного поля при $t = 10$ показаны на рис. 1. Можно видеть, что образуется инверсия, соответствующая $r^* \approx 0.6$. Слева и справа от нее магнитное поле близко описывается выражениями (13)–(14), с учетом различных знаков. Кроме того, на рисунке приведено “каче-

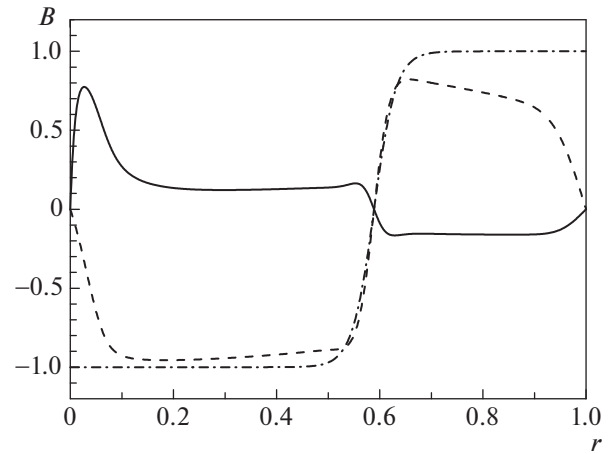


Рис. 1. Зависимость компонентов магнитного поля от расстояния до центра галактики в простейшем случае. Сплошная линия показывает B_r , штриховая — B_φ , штрих-пунктирная — B .

ственное” решение \mathcal{B} , которое ранее было построено в качестве приближения для углового компонента магнитного поля. В целом можно говорить о том, что оно принципиально верно описывает поведение решения в окрестности точки инверсии, хотя и есть некоторые количественные отличия, связанные с довольно грубым характером модели. На рис. 2 показана эволюция структуры магнитного поля со временем: видно, что сначала растет магнитное поле в левой (более близкой к центру) области, затем генерируется магнитное поле справа. После этого, за счет более интенсивной генерации магнитного поля в центральной части, происходит смещение положения инверсии в противоположном от центра направлении. Это — хорошо известный в математической физике эффект Колмогорова-Петровского-Пискунова [44]. Он встречается в задачах галактического динамо [32].

Определенный интерес представляет случай, когда магнитное поле дважды меняет свое направление. Для этого необходимо рассмотреть начальные условия:

$$B_r|_{r=0} = 0; \quad (28)$$

$$B_\varphi|_{r=0} = B_0 r^2 (r - r_1)(r - r_2)(r - 1), \quad (29)$$

где $B_0 = 0.01$, $r_1 = 0.36$, $r_2 = 0.59$. Данные значения выбирались с целью наибольшего соответствия итогового распределения магнитного поля результатам наблюдений (см. следующий раздел). Эволюция инверсии магнитного поля показана на рис. 3. Сначала во внутренней области возникает магнитное поле, направленное по часовой стрелке, потом в промежуточном кольце — поле, направленное против часовой, и наконец, в са-

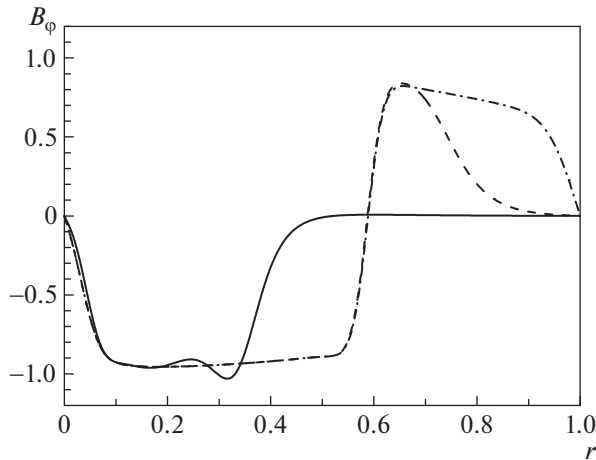


Рис. 2. Зависимость компонента B_φ магнитного поля от расстояния до центра галактики в простейшем случае. Сплошная линия показывает момент времени $t = 2$, штриховая – $t = 5$, штрих-пунктирная – $t = 10$.

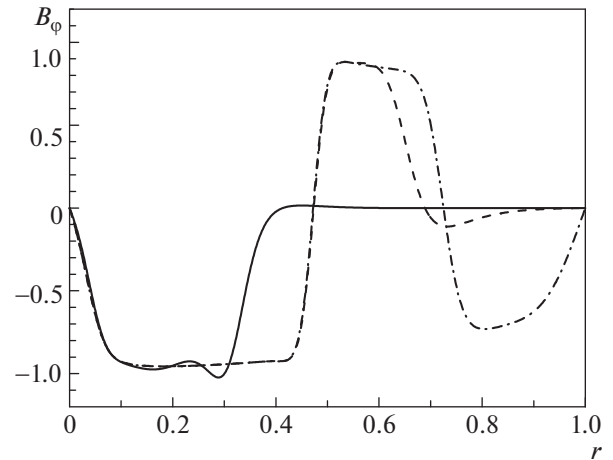


Рис. 3. Зависимость компонента B_φ магнитного поля от расстояния до центра галактики в случае двукратного изменения магнитного поля. Сплошная линия показывает момент времени $t = 2$, штриховая – $t = 5$, штрих-пунктирная – $t = 10$.

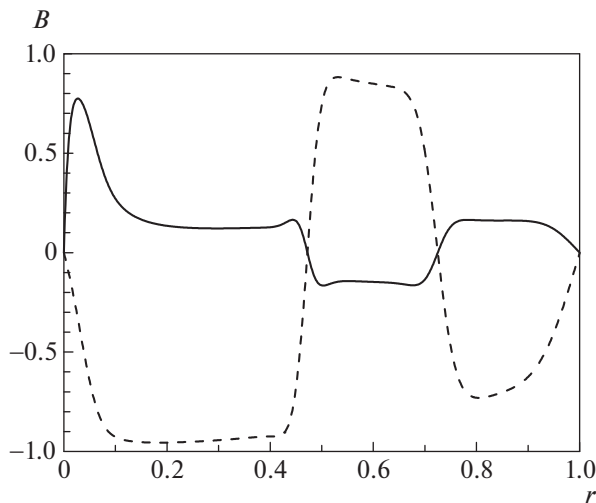


Рис. 4. Зависимость компонентов магнитного поля от расстояния до центра галактики в простейшем случае (безразмерные переменные). Сплошная линия показывает компонент B_r , штриховая – компонент B_φ .

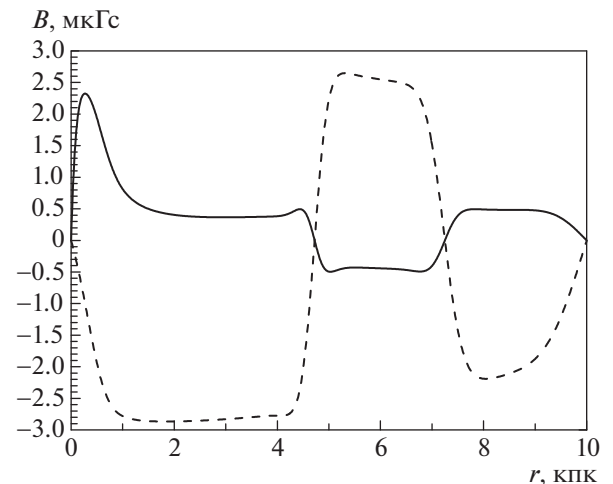


Рис. 5. Зависимость компонентов магнитного поля от расстояния до центра галактики в простейшем случае (физические переменные). Сплошная линия показывает компонент B_r , штриховая – компонент B_φ .

мый последний период – поле во внешней области, направленное по часовой. Конфигурация магнитного поля, соответствующая моменту времени $t = 10$, показана на рис. 4. Численный расчет показывает, что в дальнейшем она практически никак не меняется – последующий рост ограничен нелинейными слагаемыми в уравнениях (6)–(7), и все изменения могут быть связаны лишь с очень медленным дрейфом переходных слоев. На рис. 5 данный результат приведен к значению поля равномерного распределения $B^* = 3$ мкГс, $R = 10$ кпк.

Можно ожидать, что подобная модель соответствует наблюдениям магнитного поля в Млечном Пути.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАКОВ МЕР ВРАЩЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ В ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ

В настоящей работе для изучения магнитного поля в областях внутри солнечного круга мы будем использовать пульсары с большими мерами

вращения, которые в основном сосредоточены при значениях галактической долготы в пределах

$\pm 90^\circ$ от центра Галактики. Мы считаем, что многочисленные данные пульсаров с небольшими значениями $|RM|$ и со значительными ошибками в расстояниях загромождают графики, из-за которых могут быть потеряны некоторые очевидные и важные детали распределения магнитного поля. В работе использованы данные из каталога пульсаров ATNF [19]. Используются данные 199 пульсаров с $|RM| > 300$ рад/м², а также данные 300 пульсаров с $|RM| > 200$ рад/м², выбранные из 1133 пульсаров с известными мерами вращения. Оказывается, что пульсары с большими значениями $|RM|$ в основном сконцентрированы на расстоянии до 500 пк от экваториальной плоскости. На рис. 6 приведен график распределения мер фарадеевского вращения по галактической долготе l . При построении графика были использованы почти все пульсары с $|RM| > 300$ рад/м². Для компактности рисунка из рассмотрения были исключены 6 пульсаров с $|RM| > 2000$ рад/м², а также 6 пульсаров, которые находятся в направлениях галактической долготы $90^\circ > l > 270^\circ$ (в направлении антицентра). На рисунке галактические долготы $-90^\circ < l < 0^\circ$ соответствуют координатам $(360^\circ - l)$.

Из рис. 6 видно, что величины мер вращения распределены по галактическим координатам довольно хаотично. Иногда пульсары с угловыми расстояниями меньше одного-двух градусов имеют меры вращения, отличающиеся даже знаком. Таких примеров в списке использованных пульсаров и на графике больше двадцати. У многих пространственно близких пульсаров, если даже знаки фарадеевского вращения совпадают, то их величины иногда отличаются в несколько раз. Сказанное может означать, что такие меры вращения не могут образоваться в крупномасштабном магнитном поле Галактики, и можно предположить, что очень большая мера вращения пульсара, вероятно, обусловлена влиянием одного близлежащего (относительно пульсара) объекта, который обладает большими электронными концентрациями, а может быть, также большим значением средней индукции магнитного поля. Такие объекты (H II области, молекулярные облака и др.) проектируются на пульсары, и поляризованное излучение пульсаров, проходя сквозь них, приобретает большое фарадеевское вращение разного знака и величины в зависимости от магнитного поля и плотности электронов в этих объектах. Магнитные поля в этих облаках, вероятно, могут быть сориентированы вдоль направления крупномасштабного поля Галактики или могут быть деформированным продолжением галакти-

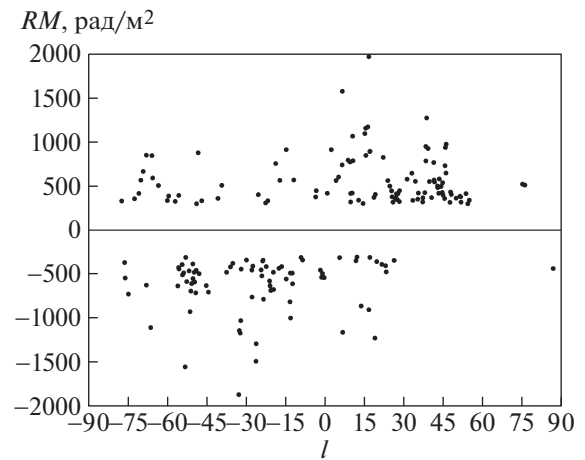


Рис. 6. Распределение мер вращений пульсаров с $|RM| > 300$ рад/м² по галактической долготе l .

ческого поля. Следовательно, данные о пульсарах с большими $|RM|$ могут содержать информацию о галактическом магнитном поле и быть полезны для изучения крупномасштабного магнитного поля Галактики. Данные пульсаров с большими фарадеевскими вращениями были использованы для построения рис. 7, где приведено распределение 199 пульсаров с $|RM| > 300$ рад/м² на плоскости Галактики. Оси координат проходят через центр Галактики. Координаты Солнца соответствуют точке (0 кпк, 8.5 кпк), а само оно обозначено звездочкой. Пульсары обозначены кружками. Черные кружки соответствуют пульсарам с положительными значениями RM (проекция магнитного поля направлена на наблюдателя), а белые кружки — пульсарам с отрицательными значениями RM (магнитное поле направлено от наблюдателя). На рисунке хорошо видно кольцо, расположенное между галактоцентрическими кругами с радиусами r около 5 и 7 кпк. В этом кольце почти все пульсары с правой стороны имеют фарадеевские вращения с положительным знаком, а с левой стороны, за исключением 4 пульсаров, все остальные имеют RM с отрицательным знаком. Это распределение знаков RM пульсаров превосходным образом соответствует направлению магнитного поля против часовой стрелки в кольце с $5 \text{ кпк} < r < 7 \text{ кпк}$ (случай 4 пульсаров, которые являются исключением из этой схемы, можно исследовать отдельно). Интересно, что неопределенность расстояний пульсаров из-за модели электронной концентрации Галактики не изменит вывод, вытекающий из рис. 7, потому что RM пульсаров, которые могут смещаться из внешних областей в кольцо с $5 \text{ кпк} < r < 7 \text{ кпк}$ в основном имеют соответствующие знаки. Сказанное хорошо видно также из рис. 8. На рис. 8

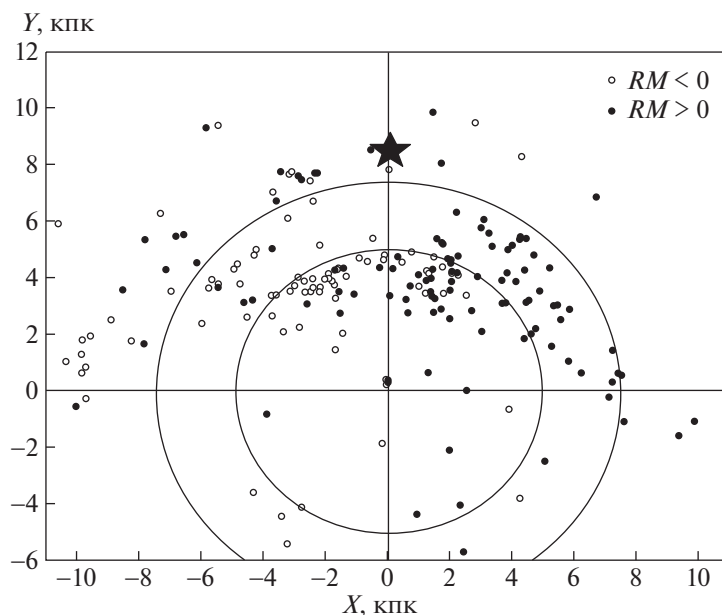


Рис. 7. Распределение мер вращения пульсаров в плоскости Галактики. Черными кружками обозначены пульсары у которых $RM > 300$ рад/м² (проекция магнитного поля на луч зрения направлена к наблюдателю), а белыми кружками – $RM < -300$ рад/м² (проекция магнитного поля направлена от наблюдателя).

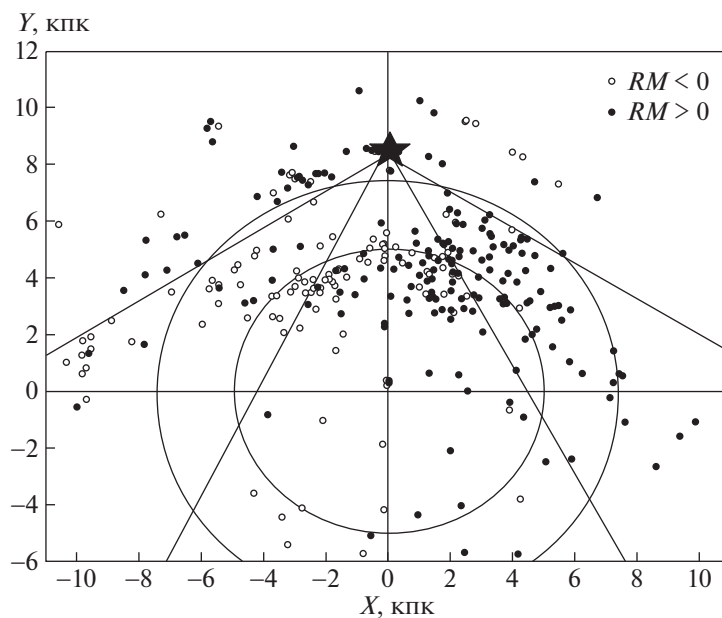


Рис. 8. Распределение мер вращения пульсаров с $|RM| > 200$ рад/м² в плоскости Галактики.

приводится распределение знаков мер вращения 300 пульсаров с $|RM| > 200$ рад/м². На этой картине вместе с кольцами 5 и 7 кпк мы также приводим линии, которые разделяют симметричные области относительно центра галактики. Как мы видим, в области между галактическими долготами $\approx 25^\circ$ и $\approx 55^\circ$ меры вращения имеют в основ-

ном положительные значения. Это означает, что крупномасштабное магнитное поле направлено на наблюдателя. В области же между галактическими долготами $\approx 305^\circ$ и $\approx 335^\circ$ меры вращения имеют в основном отрицательные значения, а крупномасштабное магнитное поле направлено от наблюдателя. Мы считаем, что такое распре-

ление Галактического магнитного поля соответствует модели крупномасштабного магнитного поля с инверсиями. Расположение же пульсаров вне области кольца, имеющих знаки RM , соответствующие магнитному полю в кольце, частично можно объяснить с неопределенностью расстояний пульсаров. Отметим, что в работе [24] была предложена круговая модель магнитного поля Галактики, направленного по часовой стрелке, с однократным изменением направления поля в галактоцентрическом кольце с $5 \text{ кпк} < r < 7 \text{ кпк}$, где магнитное поле направлено против часовой стрелки. Таким образом, наш анализ данных пульсаров с $|RM| > 300 \text{ рад/м}^2$ и $|RM| > 200 \text{ рад/м}^2$ частично соответствует модели магнитного поля Галактики, предложенной в [24]. Для области $r < 5 \text{ кпк}$ трудно выделить крупномасштабную область с достаточно четко обозначенным направлением магнитного поля. Вероятно, это можно объяснить тем, что в направлении центра Галактики, где луч зрения проходит сквозь несколько галактических рукавов, погрешность определения расстояний пульсаров намного больше.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нашем исследовании были изучены инверсии магнитного поля Галактики как с точки зрения теории, так и со стороны наблюдений. Показано, что оба подхода дают близкие результаты — удается с помощью используемой теоретической модели получить конфигурацию, крайне близкую к наблюдательным данным. Продемонстрирована возможность существования в Млечном Пути трех областей с противоположными направлениями магнитного поля. Показано, каковы должны быть начальные значения полей для формирования подтверждаемой наблюдениями структуры. Важно указать, что доминирование в той или иной области магнитного поля определенного направления является, судя по всему, результатом случайного процесса (связанного с тем, как именно ориентировано магнитное поле в турбулентных ячейках). Мы не ставили перед собой задачу ответить на вопрос, почему была сформирована та или иная конфигурация в начальный момент времени, и целью нашей работы было скорее показать возможность генерации того поля, которое можно получить из наблюдений, и предложить допустимые для этого начальные данные. Таким образом, в каком-то смысле предложенный механизм является скорее описанием, а не объяснением представленной картины.

Отметим, что наличие инверсий хорошо согласуется с результатами ряда работ, содержащих как наблюдательные исследования, так и теоретические оценки [8, 42, 46]. Тем не менее каждая

из этих работ представляет собой либо отдельное теоретическое, либо отдельное наблюдательное исследование, в то время как в настоящей работе ставилась цель возможно более точно воспроизвести теоретически имеющиеся наблюдательные данные и показать, при каких параметрах модели возможно наличие магнитного поля, которое наблюдается в Млечном Пути. Кроме того, важно отметить, что результаты были обоснованы не только с помощью результатов компьютерного моделирования, но и с позиций асимптотической теории контрастных структур (в то время как большинство других работ в настоящее время написаны с “численных позиций”), аналитически обосновано типичное поведение магнитного поля в области переходного слоя. Было также показано, что, в отличие от принятых в настоящее время моделей, данные пульсаров, имеющих меру вращения $|RM| > 200 \text{ рад/м}^2$ пульсаров, более отчетливо свидетельствуют в пользу модели магнитного поля внутри Солнечного круга Галактики с двумя инверсиями.

В дальнейшем представляет интерес изучение влияния случайных флуктуаций на генерацию инверсий. Вполне возможно, что они могут сформироваться не только на основе начальных условий, но и за счет случайных возмущений магнитного поля, связанных, к примеру, со звездообразованием [17, 45]. Кроме того, представляет интерес исследование инверсий с точки зрения других моделей, например, с помощью тех из них, которые учитывают вертикальную структуру магнитного поля [47, 48]. С наблюдательной точки зрения было бы интересно подробное исследование магнитного поля вне области кольца $4.8 \text{ кпк} < r < 7.3 \text{ кпк}$, т.е. во внешней области и внутренней области кольца, а также в области гало Галактики. Для этого предполагается использование данных фарадеевского вращения как пульсаров, так и внегалактических радиоисточников.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 18-11-00042).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны создателям каталога пульсаров ATNF (ATNF Pulsar Catalog, <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>). Авторы также выражают благодарность анонимному рецензенту за комментарии, позволившие значительно улучшить работу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Beck, A. Brandenburg, D. Moss, A. Shukurov, and D. Sokoloff, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **34**, 155 (1996).
2. T. Arshakian, R. Beck, M. Krause, and D. Sokoloff, *Astron. and Astrophys.* **494**, 21 (2009).
3. С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды* (М.: Академия наук, 1959).
4. V. L. Ginzburg, *IAU Symposium* **9**, 589 (1959).
5. D. Morris and G. Berge, *Astrophys. J.* **139**, 1388 (1964).
6. R. N. Manchester, *Astrophys. J.* **172**, 43 (1972).
7. Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров, *Астрофизика.* **30**, 170 (1989).
8. J. Xu and J. L. Han, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **486**, 4275 (2019).
9. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **163**, 252 (1971).
10. С. А. Молчанов, А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, *УФН.* **145**, 593 (1985).
11. Ф. Краузе, К.-Х. Рэдлер *Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо* (М.: Мир, 1984).
12. K. Subramanian and L. Mestel, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **265**, 69 (1993).
13. D. Moss, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* **275**, 191 (1995).
14. Е. А. Михайлов, *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия.* **2**, 27 (2015).
15. В. Ф. Бутузов, *Дифференциальные уравнения.* **29**, 833 (1993).
16. Ю. В. Божевольнов, Н. Н. Нефедов, *Журнал вычислительной математики и математической физики.* **50**, 276 (2010).
17. D. Moss and D. Sokoloff, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **107**, 497 (2013).
18. C. L. Van Eck, J. C. Brown, J. M. Stil, K. Rae I, S. A. Mao, B. M. Gaensler, A. Shukurov, A. R. Taylor, M. Haverkorn, P. P. Kronberg, and N. M. McClure-Griffiths, *Astrophys. J.* **728**, 97 (2011).
19. R. N. Manchester, G. B. Hobbs, and A. Teoh, M. Hobbs, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
20. E. Mikhailov and T. Khasaeva, *Bulgarian Astron. J.* **31**, 39 (2019).
21. A. A. Ruzmaikin and D. D. Sokoloff, *Astrophys. Space Sci.* **52**, 375 (1977).
22. R. J. Rand, A. G. Lyne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **268**, 497 (1994).
23. J. L. Han and G. J. Qiao, *Astron. and Astrophys.* **288**, 759 (1994).
24. J. P. Vallee, *Astrophys. J.* **619**, 297 (2005).
25. Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров, *Астрофизика.* **28**, 419 (1988).
26. J. L. Han, R. N. Manchester, E. M. Berkhuijsen, and R. Beck, *Astron. and Astrophys.* **322**, 98 (1997).
27. J. L. Han, R. N. Manchester, A. G. Lyne, G. J. Qiao, and W. van Straten, in *ATNF Proposal*, **642**, 868 (2006).
28. C. Indrani and A. A. Deshpande, *New Astronomy* **4**, 33 (1999).
29. D. Moss, R. Stepanov, M. Krause, R. Beck, and D. Sokoloff, *Astron. and Astrophys.* **578**, A94 (2015).
30. J. Cordes, T. Lazio, S. Chatterjee, Z. Arzoumanian, and D. Chernoff, in *34th COSPAR Scientific Assembly, The Second World Space Congress*, **34**, E2305 (2002).
31. A. Phillips, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **94**, 135 (2001).
32. E. Mikhailov, A. Kasparova, D. Moss, R. Beck, D. Sokoloff, and A. Zasov, *Astron. and Astrophys.* **568**, A66 (2014).
33. D. Moss, E. Mikhailov, O. Silchenko, D. Sokoloff, C. Horrelou, and R. Beck, *Astron. and Astrophys.* **592**, A44 (2016).
34. D. Moss, R. Beck, D. Sokoloff, R. Stepanov, M. Krause, and T. G. Arshakian, *Astron. and Astrophys.* **556**, A147 (2013).
35. А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, А. М. Шукуров, *Магнитные поля галактик* (М.: Наука, 1988).
36. Е. А. Михайлов, *Magnetohydrodynamics* **52**, 117 (2016).
37. Е. А. Михайлов, *Magnetohydrodynamics* **53**, 357 (2017).
38. D. Moss, A. Shukurov, D. Sokoloff, *Geophysical and Astrophys. Fluid Dynamics* **89**, 285 (1998).
39. А. П. Петров. *Математическое моделирование*, **14**, 95 (2002).
40. Е. А. Михайлов, *Магнитная гидродинамика и теория динамо* (М.: Физический факультет МГУ, 2018).
41. В. Т. Волков, Н. Е. Грачев, А. В. Дмитриев, Н. Н. Нефедов, *Математическое моделирование* **22**, 109 (2010).
42. D. Moss, R. Stepanov, T. G. Arshakian, R. Beck, M. Krause, D. Sokoloff, *Astron. and Astrophys.* **537**, A68 (2012).
43. Н. Н. Калиткин, *Численные методы* (СПб.: БХВ-Петербург, 2011).
44. А. Н. Колмогоров, И. Г. Петровский, Н. С. Пискунов, *Бюллетень МГУ. Сер. А. Математика и механика.* **1**, 6 (1937).
45. Е. А. Михайлов, В. В. Пушкарев, *Астрофизический бюллетень* **73**, 4, 496 (2018).
46. R. Beck. *Astron. and Astrophys. Rev.* **24**, 4 (2015).
47. E. A. Mikhailov and V. V. Pushkarev, in *11th PAMIR International Conference. Fundamental and Applied MHD, Conf. Proc.*, 53 (2019).
48. A. Shukurov, L. F. S. Rodrigues, P. J. Bushby, J. Hollins, and J. P. Rachen, *Astron. and Astrophys.* **623**, A113 (2019).

УДК 524.33

ЗАТМЕННАЯ СИСТЕМА PS UMa: ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС И ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПОНЕНТОВ

© 2020 г. И. М. Волков^{1, 2, *}, А. С. Кравцова^{1, **}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

² Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: hwp@yandex.ru

**E-mail: kravts@yandex.ru

Поступила в редакцию 09.10.2019 г.

После доработки 21.11.2019 г.

Принята к публикации 22.11.2019 г.

С помощью ПЗС-приемников впервые получены высокоточные $UBVR(I)c$ кривые блеска недавно открытой затменной системы PS UMa = GSC 4375 1733 ($P = 9^d27$, $V = 12^m42$). Найдены фотометрические решения, определены физические характеристики звезд-компонентов. Эксцентриситет орбиты оказался незначительным $e = 0.074$, что затрудняет измерение скорости апсидального вращения. Высокая точность наших наблюдений позволила надежно определить параметры системы. Компоненты (F7+G1) значительно продвинулись в своей эволюции, возраст системы равен 2.4 млрд лет. Компонент G1 имеет большую массу и размеры и опережает в эволюции компонент F7. Наилучшее совпадение построенной модели звезды с теоретическими расчетами получено для отсутствия перемешивания в ядре. Фотометрический параллакс из наших наблюдений $\pi = 0''.00102(2)$ в пределах ошибок совпадает со значением GAIA DR2 $\pi = 0''.00106(3)$. В поле PS UMa обнаружена новая переменная звезда типа EW с периодом $\approx 0^d40$.

DOI: 10.31857/S0004629920030056

1. ВВЕДЕНИЕ

Переменность звезды GSC 4375 1733 была открыта Отеро и др. [1] на основании анализа наблюдений обзора ROTSE [2] (рис. 1). Группой ОКПЗ звезде было присвоено обозначение PS UMa [3]. Звезда включена в каталоги затменных звезд с эксцентриситетными орбитами [4, 5], которые повторяют данные [1]. Наша наблюдательная программа [6] направлена в первую очередь на изучение затменных звезд с орбитами, имеющими заметный эксцентриситет, поэтому PS UMa вошла в список для наблюдений. После предварительного анализа наблюдательных данных стало понятно, что в работе [1] дается эфемерида, в которой главным обозначен менее глубокий минимум. Следуя общей традиции наблюдателей переменных звезд в данной статье, мы приводим эфемериду для вычисления моментов минимумов, в которой главным будет считаться более глубокий минимум. Как правило, звезда, которая затмевается в более глубоком минимуме, является одновременно и главным компонентом системы, т.е. тем, который обладает большей температурой и массой. Напомним, что более глубокий

минимум указывает на большую поверхностную яркость затмеваемого компонента, а значит, в соответствии с законом излучения Планка, на его более высокую температуру. Как правило, в разделенных затменных системах такой компонент имеет и большую массу. Но в PS UMa мы имеем не очень часто встречающийся в разделенных системах случай, когда главный компонент успел продвинуться в своей эволюции значительно дальше вторичного, радиус его увеличился, а температура поверхности стала меньше температуры вторичного компонента, вследствие чего минимумы поменялись местами. До обмена массами еще далеко, и этот компонент продолжает оставаться более массивным. В традиции исследования затменных систем одним и тем же прилагательным “главный” обозначается более глубокий минимум и более массивный компонент. Это может привести к путанице – в главном минимуме может затмеваться вторичный, то есть имеющий меньшую массу, компонент, что и наблюдается в системе PS UMa.

На основании полученных нами данных о массах и размерах компонентов, были сделаны оцен-

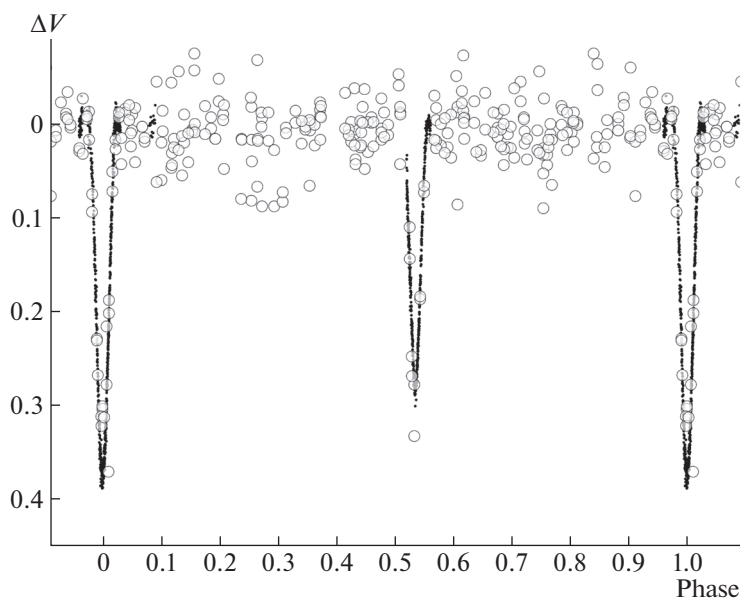


Рис. 1. Фазовая кривая PS UMa, построенная с начальной эпохой и периодом, найденными в данной работе. Наблюдения ROTSE – большие кружки, наши наблюдения в полосе V – черные точки. Между минимумами преобладают наблюдения ROTSE. Блеск звезды на плато принят равным нулю. Во вторичном минимуме затмевается более массивная звезда, но с меньшей температурой поверхности.

ки ожидаемой скорости апсидального вращения за счет классического и релятивистского эффектов. Классический определяется степенью концентрации звезд к центру, приливной и вращательной деформацией компонентов. Релятивистский эффект зависит только от массы звезд и от расстояния между компонентами. Оказалось, что основной вклад во вращение линии апсид PS UMa должен давать релятивистский эффект, долю которого мы оцениваем в 60%. Расчетное значение скорости классического апсидального вращения оказалось незначительным, и система оказывается бесперспективной с точки зрения изучения внутреннего строения звезд.

Полученные нами надежные данные о размерах, температурах и массах компонентов представляют независимый интерес. Их анализ позволил понять, что система находится на очень интересном этапе своей эволюции, когда более массивный компонент начал быстрое расширение с одновременным уменьшением температуры поверхности, а менее массивный только отходит от начальной главной последовательности. Наша не совсем точная оценка масс системы, полученная косвенным способом на основании только фотометрических данных, тем не менее позволяет сделать определенные выводы о значении фактора перемешивания вещества в ядре для звезды массой меньше 1.5 солнечных. Если дополнить наши фотометрические наблюдения кривой лучевых скоростей и получить более точные значения масс, то PS UMa окажется весьма ценным

объектом для проверки и уточнения эволюционных моделей звезд.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И РЕДУКЦИЯ ДАННЫХ

Мы наблюдали звезду в течение двадцати ночей в 2008–2019 гг. Всего получено 4251 измерение в семи полосах системы $UBVRI(RI)c$ Джонсона-Кузенса. Наблюдения проводились в Симеизской обсерватории ИНАСАН на г. Кошка на телескопах Цейсс-1000 и Цейсс-600, в Астрономической обсерватории Словацкой академии наук (Старая Лесна, Высокие Татры) на 50-см рефлекторе. Нами использовались $UBVRI(RI)c$ -фотометры с ПЗС-матрицами VersArray 1300 × 1340, VersArray 512UV, FLI PL09000, FLI PL16803, ST-10XME, а также одноканальный UBV -фотометр конструкции Волкова с фотоумножителем EM1 9789. Инструментальные фотометрические системы всех приборов мы исследовали отдельно, они оказались достаточно близкими к полосам системы Джонсона-Кузенса, чтобы обеспечить надежный перевод инструментальных звездных величин в стандартные. Мы использовали такую же методику наблюдений и редукции данных, что и в наших предыдущих работах [7–10]. В качестве основной звезды сравнения при наблюдениях с ПЗС была выбрана GSC 4375 1924. Экспозиции зависели от величины сигнала в каждой из полос и составляли от 300 секунд в полосе U , где сигнал наименьший, до 10 секунд в R , где величина сигнала была максимальной.

Таблица 1. Звездные величины PS UMa на плато, фотоэлектрического и ПЗС-стандартов в системе Джонсона

Звезда	V	$U-B$	$B-V$	$V-R$	$R-I$	Примечание
PS UMa	12 ^m .419(2)	0 ^m .067(19)	0 ^m .583(4)	0 ^m .501(17)	0 ^m .305(31)	переменная, плато
GSC 4375 1924	12 ^m .822(4)	0 ^m .856(30)	1 ^m .020(10)	0 ^m .762(21)	0 ^m .544(33)	осн. зв. сравнения
HD 73392	7 ^m .230(4)	1 ^m .073(6)	1 ^m .208(4)	0 ^m .910(4)	–	ФЭУ-стандарт, [12]
GSC 471 1662	12 ^m .769(7)	0 ^m .243(19)	0 ^m .799(10)	0 ^m .730(8)	0 ^m .575(6)	ПЗС-стандарт, [13]

Звездные величины переменной вне затмений (на плато) были получены привязкой с помощью UBV -фотометра. Для этих калибровочных наблюдений была выбрана ночь 23/24 января 2018 г., отличавшаяся исключительно стабильной прозрачностью. Коэффициенты прозрачности для получения заатмосферных величин звезд по методу [11] были определены из специальных наблюдений стандартных звезд. Запись продолжалась несколько часов, что позволило с высокой точностью контролировать изменение коэффициентов прозрачности в ходе привязки. В качестве стандарта была использована звезда HD73392, находящаяся на удалении 77' от исследуемой области. Величины HD73392 были взяты из каталога ГАИШ [12]. Приводимые в этом каталоге ультрафиолетовые величины W мы пересчитали в стандартную систему U . Так как в каталоге [12] нет данных об инфракрасных величинах звезд I , и, к тому же, наш фотометр с фотоумножителем нечувствителен к полосе R , мы провели дополнительные измерения в полосах R, I с помощью фотометра на базе матрицы VersArray 512UV и 60-см телескопа ИНАСАН. Для калибровки была использована область V1343 Aql, звездные величины в которой были определены нами ранее [13]. Была использована звезда GSC 471 1662, имеющая номер 4 в табл. 1 из работы [13]. Звездные величины стандартов и переменной на плато представлены в табл. 1.

Всего мы получили наблюдения в девяти главных и четырех вторичных минимумах. Было обнаружено, что наблюдения в разные ночи показывают немного отличающиеся уровни внезатменного блеска. Для приведения внезатменного блеска звезды к одному уровню в ходе решения кривых блеска были определены ночные поправки, составившие не более $\pm 0^m.01$ от среднего значения во всех наблюдательных полосах, за исключением U , где они доходили до $\pm 0^m.04$. Все звезды из табл. 1 можно считать постоянными в указанных пределах. Ночные поправки учтены в результатах наблюдений (табл. 2, полностью приводится в электронном приложении к статье).

Эпизодически проводился мониторинг звезды на плато для проверки PS UMa и звезд окрестности на физическую переменность. Одна из соседних звезд, GSC 4375 1827, $V = 12.8$, действительно

оказалась переменной типа W UMa. Мы определили период этой новой системы, $P = 0^d.4011572$ и выяснили, что звезда обладает эффектом О'Коннела. Кривые блеска и подробное исследование GSC 4375 1827 будут опубликованы отдельно.

Используя основную звезду сравнения GSC 4375 1924 в качестве вторичного стандарта, с помощью ПЗС-матрицы VersArray 1340×1300, чувствительной к ультрафиолетовому излучению, и телескопа Цейсс-1000 Симеизской обсерватории ИНАСАН, мы измерили звездные величины $UBVRI$ звезд поля в области $6' \times 6'$ со звездой GSC 4375 1827 в центре. Для измерения были выбраны все звезды, для которых отношение сигнала к шуму в полосе U обеспечивало точность лучше $\pm 0^m.05$. Таких звезд в дополнение к приведенным в табл. 1 измерено 10 (табл. 3). Самая слабая из них имеет величину $U = 17.34$. Эти данные были использованы для исследования межзвездного поглощения в направлении PS UMa (рис. 2 и рис. 3).

Все индивидуальные измерения переменной и средние величины звезд окрестности приведены в табл. 2 (см. электронное приложение к статье) и табл. 3. Табл. 2 содержит последовательно индивидуальные измерения во всех полосах U, B, V, Rc, R, Ic, I . В первом столбце представлена Юлианская гелиоцентрическая дата наблюдения, отнесенная к середине экспозиции, во втором — звездная величина объекта, исправленная за атмосферную экстинкцию, редуцированная в стандартную систему $UBVRI(RI)c$ Джонсона-Кузенса. Небольшие ночные поправки, полученные при окончательном решении кривых блеска, также учтены. В первом столбце таблицы величин звезд окрестности, см. табл. 3,

Таблица 2. Таблица индивидуальных наблюдений (полностью приводится в электронном приложении к статье)

JD _{hel}	Зв. величина
U	
2454822.42359	13.540
2454822.42918	13.463
2454822.43290	13.447
2454822.43662	13.512

Таблица 3. Величины звезд в окрестности PS UMa

№	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>	<i>U-B</i>	<i>B-V</i>	<i>V-R</i>	<i>R-I</i>	
1	14.698 0.029	13.841 0.009	12.822 0.004	12.060 0.021	11.516 0.025	0.857 0.030	1.019 0.010	0.762 0.021	0.544 0.033	GSC 4375 1924, main CCD ref
2	13.069 0.019	13.002 0.001	12.419 0.002	11.918 0.012	11.613 0.024	0.067 0.019	0.583 0.004	0.501 0.017	0.305 0.031	GSC 4375 1733=var=PS UMa
3	14.863 0.003	14.706 0.001	14.085 0.002	13.572 0.001	13.261 0.002	0.157 0.003	0.621 0.002	0.513 0.002	0.311 0.002	GSC 4375 1764
5	16.955 0.021	15.591 0.003	14.446 0.003	13.469 0.001	12.869 0.003	1.364 0.021	1.145 0.004	0.977 0.003	0.600 0.003	GSC 4375 1863
6	15.188 0.007	15.068 0.002	14.495 0.002	14.007 0.001	13.733 0.004	0.119 0.007	0.573 0.003	0.488 0.002	0.274 0.004	GSC 4375 2181
7	14.426 0.004	14.250 0.002	13.658 0.002	13.154 0.002	12.875 0.003	0.175 0.004	0.592 0.003	0.505 0.003	0.279 0.004	GSC 4375 2031
8	15.597 0.009	15.061 0.002	14.319 0.002	13.718 0.002	13.336 0.003	0.536 0.009	0.742 0.003	0.601 0.003	0.382 0.004	GSC 4375 2075
9	16.070 0.016	15.901 0.003	15.176 0.003	14.610 0.002	14.304 0.004	0.168 0.016	0.725 0.004	0.567 0.004	0.306 0.004	
11	14.870 0.019	14.656 0.038	13.994 0.009	13.446 0.005	13.099 0.009	0.214 0.042	0.662 0.039	0.548 0.010	0.347 0.010	GSC 4375 2300
13	15.302 0.000	13.677 0.000	12.333 0.000	11.405 0.000	10.788 0.000	1.625 0.000	1.344 0.000	0.928 0.000	0.617 0.000	GSC 4375 2183
16	16.496 0.016	16.429 0.007	15.827 0.003	15.299 0.003	14.971 0.006	0.067 0.017	0.602 0.008	0.528 0.004	0.328 0.007	
18	17.303 0.027	16.818 0.005	15.984 0.004	15.316 0.003	14.875 0.007	0.485 0.027	0.835 0.006	0.668 0.005	0.441 0.008	

стоит номер звезды, соответствующий прилагаемой карте окрестности (север вверху, восток слева), затем идут звездные величины *UBVRI* и показатели цвета *U-B*, *B-V*, *V-R*, *R-I*. Под каждой строкой с величинами идет строка с ошибками. В последнем столбце указан, если есть, GSC-номер звезды.

Звездные величины стандартной звезды GSC 4375 1924 в системе Кузенса (*RI*)_C были получены пересчетом из показателей цвета *V-R*, *R-I* из табл. 1 по формулам из [14]. Они оказались равными $V - R_C = 0^m.338(20)$, $V - I_C = 0^m.630(35)$ и были использованы при вычислении звездных величин *R_C*, *I_C*, которые приведены в таблице наблюдений в электронном виде.

3. МЕЖЗВЕЗДНАЯ ЭКСТИНКЦИЯ И ТЕМПЕРАТУРА КОМПОНЕНТОВ

Для определения температуры компонентов наблюдаемые показатели цвета *B-V* необходимо исправить за влияние межзвездного покраснения. Звезда находится достаточно далеко от Га-

лактического экватора, $b = 36^\circ$, поэтому межзвездное поглощение из общих соображений должно быть небольшим. Рассмотрим двухцветную диаграмму *U-B*, *B-V* которая представлена на рис. 4. Положение PS UMa соответствует спектральному классу G0 V. Такой комбинированный спектр имела бы звезда при нулевом межзвездном поглощении. Так как линия межзвездного покраснения идет в данной области вдоль линии нормальных показателей цвета, то с некоторыми допущениями положение звезды удовлетворяет любому межзвездному поглощению в интервале $0^m.0 < E(B - V) < 0^m.2$. Если продлить линию межзвездного покраснения дальше, то следующей точкой пересечения с линией нормальных показателей цвета будет область спектральных классов V7 при $E(B - V) \approx 0.7$, что значительно превышает величину среднего межзвездного поглощения в данном направлении. В некоторых системах с эксцентричными орбитами, например GG Ori [15], GSC 4292 0745 [16] и GSC 3152 1202 [17], нами было обнаружено аномально высокое

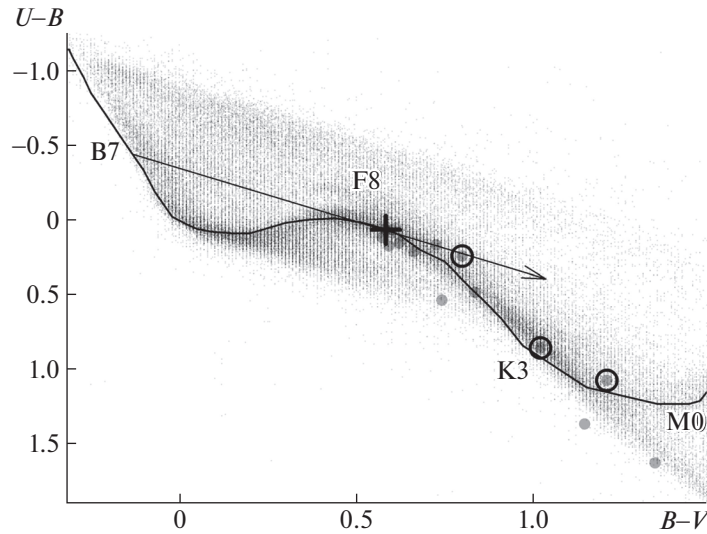


Рис. 2. Двухцветная диаграмма $U-B$, $B-V$. Крестиком показано положение PS UMa. Серыми кружками обозначено положение звезд из ближайшей окрестности переменной. Кружками обведены фотоэлектрический и ПЗС стандарты. Сплошная линия показывает положение нормальных показателей цвета звезд пятого класса светимости согласно [23]. Штриховая линия – то же, но для звезд третьего класса светимости. Нормальные положения звезд взяты из [24], но при этом $B-V$ увеличены на 0^m02 , $V-R$ уменьшены на 0^m02 , по причинам, рассмотренным в [21]. Стрелкой обозначено направление линии межзвездного покраснения. Облако точек – данные фотоэлектрического каталога [42]. Значительного межзвездного поглощения для звезд области незаметно.

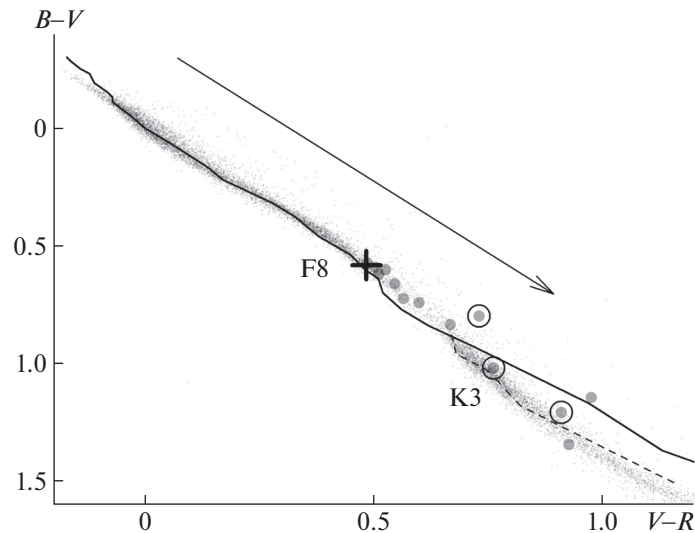


Рис. 3. Двухцветная диаграмма $B-V$, $V-R$. Крестиком показано положение PS UMa. Серыми кружками обозначено положение звезд из ближайшей окрестности переменной. Кружками обведены фотоэлектрический и ПЗС стандарты. Сплошная линия показывает положение нормальных показателей цвета звезд пятого класса светимости, штриховая линия – то же, но для звезд третьего класса светимости. Нормальные положения звезд взяты из [24], но при этом $B-V$ увеличены на 0^m02 , $V-R$ уменьшены на 0^m02 , по причинам, рассмотренным в [21]. Стрелкой обозначено направление линии межзвездного покраснения. Облако точек – данные фотоэлектрического каталога [12].

поглощение, поэтому полностью исключить такую возможность для PS UMa мы не можем.

Из обзоров [18–20] можно получить оценку величины межзвездного поглощения для PS UMa. Чтобы воспользоваться данными обзоров, необ-

ходимо знать расстояние до системы. В следующем разделе данной работы мы покажем, что фотометрический параллакс равен 980 пк, что очень близко к прямому измерению GAIA, $d = 940$ пк. В работе [7] было указано, что определяемый из

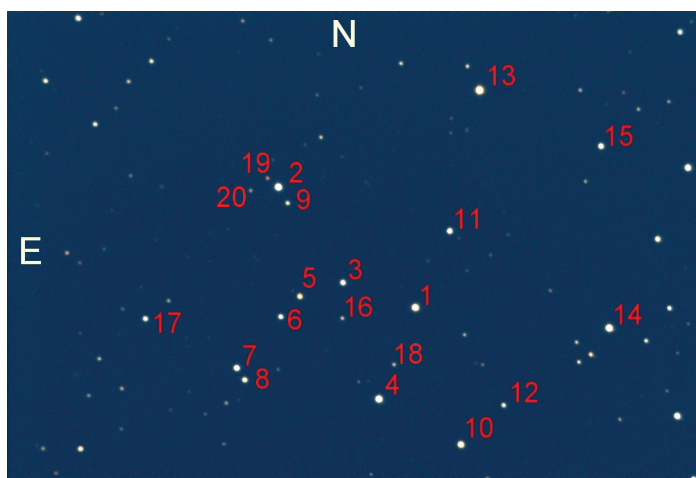


Рис. 4. Карта окрестностей звезды PS UMa.

UBV-фотометрии фотометрический параллакс слабо зависит от величины межзвездного поглощения, поэтому даже при грубой начальной оценке поглощения итерации быстро сходятся. Значения межзвездного поглощения, полученные для звезды из всех обзоров, представлены в табл. 4.

Мы предлагаем еще один метод независимой оценки показателей цвета звезды, свободных от влияния межзвездного покраснения. Алгоритм поиска изложен в [21], здесь вкратце его напомним. Сначала оценим температуру компонентов затменной системы в предположении нулевого межзвездного поглощения. Для этого нужно, пока без решения кривых блеска, определить цвета потери света в затмениях (рис. 5). Показатели цвета компонентов оказались равными: $(B - V)_1 = 0.536$, $(B - V)_2 = 0.591$. Из этих значений с помощью калибровок [22] мы определяем температуру каждого из компонентов, $T_1 = 6110$ К, $T_2 = 5920$ К. Эти значения соответствуют $E(B - V) = 0.0$ и принимаются в качестве начальных при итерационном поиске окончательных значений. Также мы получим разность показателей цвета компонентов $(V - R)_1 - (V - R)_2$, которая от межзвездного поглощения вообще не зависит. С помощью калибро-

вочных таблиц [23], которые представляют зависимость поверхностной яркости звезды в полосе V от показателя цвета $V - R$, мы строим график зависимости разностей поверхностной яркости компонентов для разных значений показателя цвета $V - R$ более горячего компонента (рис. 6). Далее нашей программой решений кривых блеска, алгоритм которой описан в [24], вычисляем отношение поверхностных яркостей компонентов в полосе V : I_{v2}/I_{v1} . По формуле $F_{v2} - F_{v1} = 0.25 \log I_{v2}/I_{v1}$ определяем разность поверхностных яркостей компонентов и откладываем это значение на графике по оси ординат. Абсцисса дает нам значение показателя цвета $V - R$ более горячего компонента, а по известной разности $(V - R)_1 - (V - R)_2$ получаем температуру вторичного компонента. Эти показатели цвета от межзвездного поглощения уже не зависят. По разности полученных значений и наблюдаемых мы определяем значение $E(V - R)$, из которого вычисляем $E(B - V)$, [25] и новые температуры компонентов, исправленные за влияние межзвездного поглощения. Подправив под новые температуры коэффициенты потемнения к краю, снова решаем кривую блеска в полосе V и определяем уточненное значение I_{v2}/I_{v1} . В случае PS UMa хватило всего двух циклов, чтобы прийти к окончательному значению межзвездного поглощения $E(B - V) = 0.043$, что в пределах ошибок совпало со средним значением, которое дают обзоры: $E(B - V) = 0.036$. Для последующих вычислений параметров компонент нами было принято среднее значение величины межзвездного поглощения $E(B - V) = 0.040$, см. табл. 4. Различие полученных значений соответствует неопределенности в температуре всего в 20 К, что лучше точ-

Таблица 4. Значения межзвездного поглощения PS UMa по разным источникам

$E(B - V)$	Ошибка	Источник
0.0323	± 0.0013	[21]
0.0376	± 0.0005	[22]
0.039	+0.03/−0.02	[20]
0.043	± 0.009	получено из решения
0.040	± 0.004	

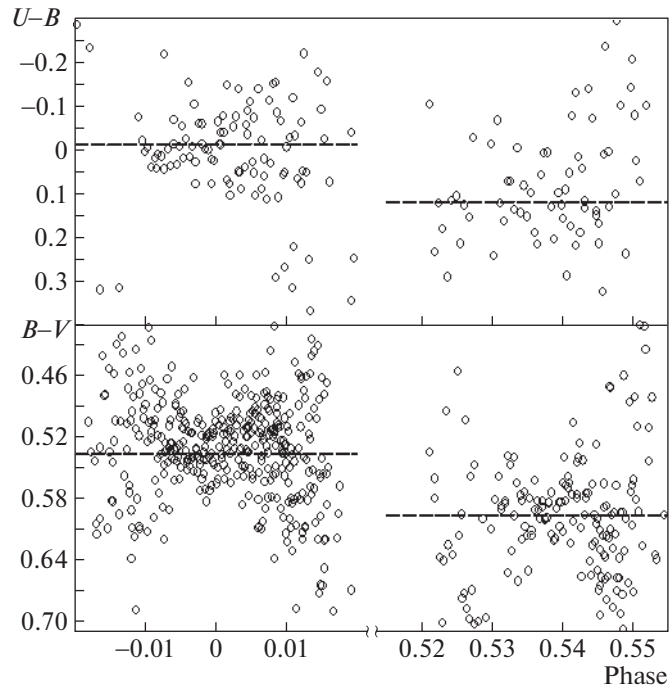


Рис. 5. График, демонстрирующий метод определения индивидуальных показателей цвета для каждой из компонент. Слева данные для главного минимума — определяются показатели цвета главного компонента. Справа вторичный минимум и показатели цвета вторичного компонента. Горизонтальные штриховые линии соответствуют средним значениям показателей цветов.

ности температурной калибровки показателя цвета $B-V$ по таблицам [22].

Чтобы использовать все возможности, предоставляемые многоцветной фотометрией, мы также провели численный эксперимент по исследованию зависимости невязок модельной кривой блеска от температуры, с которой они связаны через коэффициенты потемнения к краю. Подобное исследование проводилось нами в работе [10] для звезды V1176 Cas и дало хорошие результаты — была получена независимая от межзвездного поглощения оценка температуры звезд-компонентов. В работе [21] при исследовании системы V2647 Cyg этот способ также позволил получить независимую оценку температур компонент, но с ошибкой в 400 К. Для PS UMa результат оказался неудовлетворительным, минимумы невязок оказались неглубокими и далеко отстоящими от истинных значений температур. Мы считаем, что метод не сработал для случая PS UMa, потому что угол наклона орбиты звезды существенно отличается от 90 градусов: $i = 86.8^\circ$. Поэтому затмения неглубокие ($< 0^m.4$), см. рис. 1 и 7, нецентральные, и коэффициенты потемнения к краю оказывают значительно меньшее влияние на кривые блеска, чем в случае V1176 Cas ($i = 89.1^\circ$) и V2647 Cyg ($i = 89.7^\circ$).

В результате проведенного исследования заключаем, что аномалий в межзвездном поглощении для PS UMa нет.

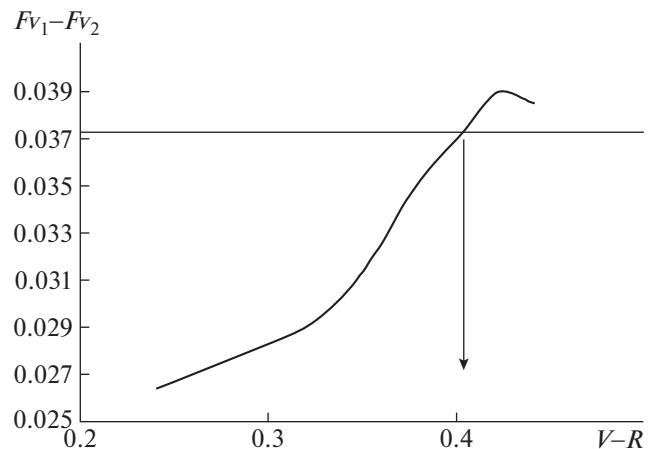


Рис. 6. Зависимость разности поверхностных яркостей компонент в полосе V от нормального показателя цвета $V-R$ главного компонента. Горизонтальная линия — значение разности поверхностных яркостей, полученное из решения кривых блеска. Стрелкой указано принятое значение $V-R$ для главного компонента.

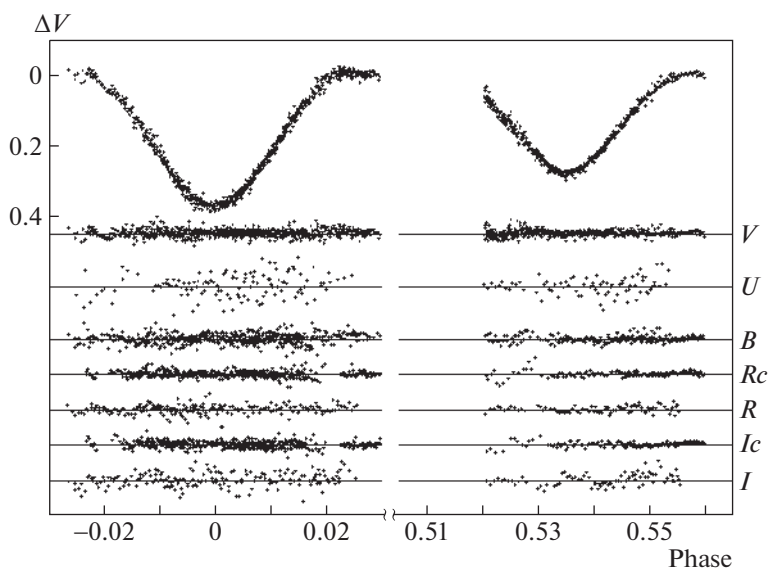


Рис. 7. Наблюдения в минимумах в полосе V , верхняя панель. Ниже представлены уклонения $O-C$ наблюдаемых точек от модельной кривой для всех фотометрических полос. Мы не получили наблюдений в начале входа во вторичный минимум. Но выход из минимума прописан очень хорошо и ввиду симметрии кривой блеска на окончательное решение влияния данный факт практически не оказывает.

4. РЕШЕНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА

В наших исследованиях мы решаем комплексную задачу по определению всей совокупности связанных между собой характеристик двойной системы, когда, по мере приближения к окончательному решению, весь набор параметров на каждом шаге перевычисляется заново. Поэтому в предыдущем разделе уже шла речь о решениях кривых блеска. В данном разделе мы разьясняем некоторые детали метода применительно к конкретному случаю и приводим окончательные результаты.

Наши наблюдения, а также наблюдения ROTSE [2] (рис. 1), показывают, что система практически не изменяет блеск между минимумами, эффекты близости незначительны. Поэтому анализ кривых блеска проводился в модели двух сферических звезд с линейным законом потемнения к краю, обращающихся на эллиптической орбите. Кривые блеска моделировались с использованием простого алгоритма, описанного в работе [24]. Линейные коэффициенты потемнения к краю из решения кривых блеска для данной конкретной звезды не определяются и, как уже отмечалось в предыдущем разделе, мало влияют

Таблица 5. Фотометрические элементы PS UMa в полосах $UBVRcRcIcI$, а также принятые значения $L_2 = 1 - L_1$

Парам.	U	B	V	Rc	R	Ic	I	Принято
r_1	0.0503(14)	0.0568(15)	0.0577(13)	0.0642(45)	0.0565(28)	0.0580(23)	0.0488(9)	0.0575(4)
r_2	0.0848(14)	0.0907(8)	0.0908(6)	0.0873(33)	0.0903(13)	0.0912(11)	0.0898(10)	0.0908(2)
i°	88.507(4)	86.830(1)	86.767(1)	86.494(2)	86.868(3)	86.746(2)	87.674(2)	86.78(3)
e	0.135(14)	0.080(4)	0.074(2)	0.076(4)	0.079(5)	0.069(3)	0.076(7)	0.074(2)
ω°	294.03(4)	313.84(5)	318.25(3)	316.24(6)	313.98(6)	322.32(6)	316.49(10)	317.7(4)
L_1	0.204(5)	0.372(17)	0.363(14)	0.416(56)	0.3399(306)	0.328(24)	0.259(5)	—
L_1^*	0.4017(95)	0.3773(22)	0.3610(9)	0.3422(31)	0.3460(15)	0.3272(12)	0.3298(90)	—
u_1	0.757	0.706	0.587	0.507	0.472	0.445	0.424	—
u_2	0.833	0.764	0.631	0.545	0.506	0.478	0.454	—
$r_1 + r_2$	0.1351(20)	0.1475(17)	0.1485(14)	0.1505(56)	0.1468(31)	0.1492(25)	0.1386(13)	0.1483(4)
N	204	740	1276	569	293	568	263	—
σ_{o-c}	0^m0299	0^m0126	0^m0096	0^m0089	0^m0110	0^m0088	0^m0185	—

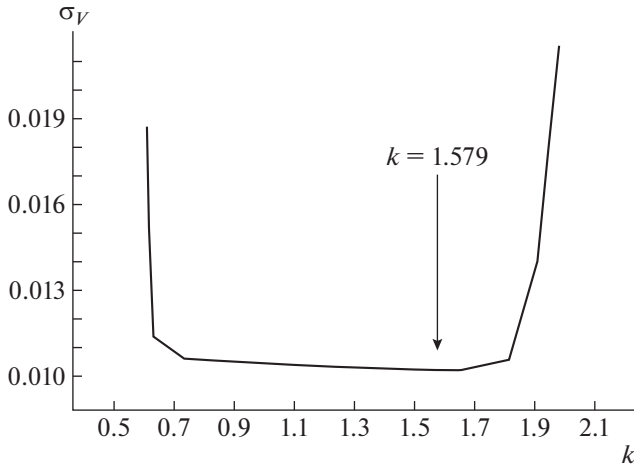


Рис. 8. Зависимость невязок решения V от отношения радиусов компонент $k = r_2/r_1$.

на ход кривой блеска. Поэтому на каждом итерационном шаге после уточнения косвенным методом [26, 27] температур компонент и ускорений свободного падения на их поверхности, значения линейных коэффициентов потемнения к краю определялись интерполяцией таблиц из работы [28]. Для достижения окончательного результата хватило всего двух итераций, третья итерация повторила вторую. Результаты решений кривых блеска в различных спектральных полосах приведены в табл. 5 и представлены на рис. 7.

В целом значения геометрических параметров системы для всех кривых блеска за исключением U , I совпали. Характерной особенностью изучае-

мой системы является то, что во всех решениях холодный, обозначенный вторичным, компонент оказывается по размерам больше горячего компонента, который затмевается в более глубоком минимуме. Обычно в разделенных системах компонент, имеющий наибольшую температуру, оказывается также больше по размерам и по массе. В данном случае это не так — решения кривых блеска во всех фотометрических полосах говорят именно об обратном соотношении размеров компонент. Для полной уверенности мы более подробно, чем обычно, исследовали вопрос единственности полученного решения. Параметры двойной системы не являются совершенно независимыми. Опыт показывает, что возможно получить несколько решений, которые одинаково хорошо будут удовлетворять наблюдаемой кривой блеска и выбирать окончательное решение приходится, привлекая дополнительные критерии.

Для начала нами была исследована зависимость остаточных уклонений $O-C$ от отношения радиусов компонент $k = r_2/r_1$. Результат для полосы V представлен на рис. 8. На этом графике видно, что дно минимума невязок плоское, и решения с обычным соотношением радиусов компонент, когда более горячая звезда больше по размерам, ненамного хуже. Для разрешения вопроса в работе [29] предлагается определить правильное соотношение радиусов по отсутствию систематических уклонений в графиках $O-C$, аналогичным представленным на рис. 6. Мы последовали этому совету и рассмотрели ход остатков для ряда решений в разных полосах, в которых значение k фиксировалось, а для остав-

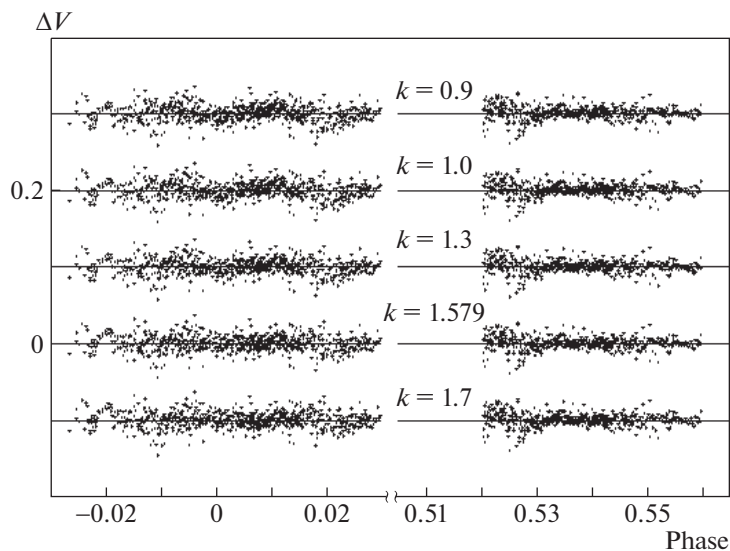


Рис. 9. Зависимость формы фазовой кривой невязок от $k = r_2/r_1$. Наименьшая систематика в $O-C$ соответствует принятому отношению радиусов.

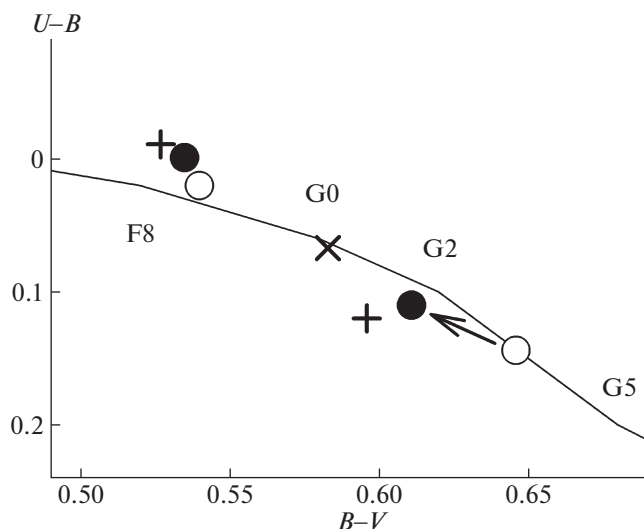


Рис. 10. Двухцветная диаграмма $U-B$, $B-V$, построенная в крупном масштабе. Косой крест – наблюдаемое положение комбинированного света звезды. Крестики – полученные из наблюдений показатели цвета потерей света в затмениях. Заполненные круги – показатели цвета из решений кривых блеска, соответствующие принятому соотношению $k = 1.579$. Пустые круги – то же самое для случая, когда размеры звезд совпадают, $k = 1.0$. Стрелкой показано направление смещения показателя цвета более холодного компонента при увеличении k . Межзвездное покраснение не учтено. Сплошная линия – нормальные показатели цвета из [24].

шихся свободных параметров искался минимум невязок. Оказалось, что решение со значением $k = 1.579$ является оптимальным, систематические отклонения в нем отсутствуют, в то время как при плавном уменьшении k на фазовой кривой $O-C$ в главном минимуме появляется волна (рис. 9).

Другую возможность выбора правильного значения k предоставляют наши одновременные наблюдения во многих фотометрических полосах. Мы уже говорили, что можно выделить вклад каждого из компонентов в общий блеск системы, определив цвета потери света в минимумах. На диаграмме $U-B$, $B-V$, представленной на рис. 10, нанесены показатели цвета суммарного излучения звезды и показатели цвета каждого из компонентов, полученные измерением цветов потери света в минимумах. На этот же график мы нанесли показатели цвета компонентов, которые получены из решения кривых блеска, см. строку L_1^* в табл. 5. Видно, что измеренные и полученные из решения показатели цвета для обоих компонентов хорошо совпадают. Начнем теперь варьировать значения k и из решений получать новые значения $U-B$ и $B-V$ для каждого компонента.

Стрелкой показано направление, в котором смещается позиция на диаграмме более холодного компонента при стремлении k к правильному значению. Положение более горячего компонента меняется в этом же направлении, но медленнее. Значения цветов потери света в затмениях относятся к поверхности каждого из компонентов и изменить их моделированием мы не можем. Это наблюдаемый, а не вычисляемый параметр. Если допустить, что вторичный компонент меньше по размерам и температуре, то наблюдаемая картина перестает соответствовать модели системы.

Все вышесказанное заставляет нас остановиться именно на тех параметрах системы, которые представлены в табл. 5. Приходится согласиться с тем, что вторичный компонент имеет меньшую температуру, но большие размеры. Соответственно и масса вторичного компонента оказывается больше, чем у главного. То есть в реальности именно вторичный компонент должен был бы считаться главным. За счет своей большей массы эта звезда дальше продвинулась в своей эволюции, чем менее массивный спутник. Размеры ее успели значительно возрасти, а температура поверхности уменьшиться. Ниже в данной статье мы проведем сравнение наших наблюдений с теорией эволюции звезд, и окажется, что существует теоретическая модель, для которой обе звезды удовлетворяют условию одинакового возраста. Сравнение с моделями позволит также уточнить значения масс звезд-компонентов.

Остановимся теперь на том способе, которым мы получили усредненное для всех фотометрических полос решение. Мы исходим из очевидного условия, что во всех фотометрических полосах геометрические параметры системы – размеры звезд, эксцентриситет орбитального эллипса и его ориентация – должны быть одинаковыми. Как известно, см., например [30], ошибки параметров, σ_{param} , которые дает программа дифференциальных поправок, являются сильно заниженными. Но эти ошибки являются заниженными одинаково для всех вычисляемых параметров и они могут быть использованы для вычисления весов. Также при вычислении весов следует учесть количество N и точность σ_{obs} наблюдений в каждой фотометрической полосе. Мы вычисляли вес как $\sim 1/\sigma_{\text{param}}^2 / \sigma_{\text{obs}}^2 N$. С использованием этих весов были вычислены средневзвешенные значения каждого из параметров, за исключением относительной светимости компонентов, см. последнюю колонку в табл. 5. Основной вклад в средневзвешенную модель дают наблюдения в полосах V и B , при этом веса параметров из решения в V полосе в 3–4 раза выше, чем веса для полосы B . Полученная геометрическая модель си-

Таблица 6. Абсолютные параметры PS UMa

Параметр	Главный компонент	Вторичный компонент
Массы, M	$1.29 \pm 0.10 M_{\odot}$	$1.48 \pm 0.10 M_{\odot}$
Радиусы, R	$1.52 \pm 0.03 R_{\odot}$	$2.40 \pm 0.03 R_{\odot}$
Светимости, L	$3.14 \pm 0.10 L_{\odot}$	$5.87 \pm 0.09 L_{\odot}$
Эффективные температуры, T_{eff}	$6290 \pm 100 \text{ K}$	$5880 \pm 100 \text{ K}$
Сп. классы из UBV – фотометрии, Sp	F7 V	G1 IV
Гравитационное ускорение, $\lg g$, см/сек ²	4.184 ± 0.016	3.847 ± 0.018
V	$13^m 525 \pm 0.008$	$12^m 905 \pm 0.008$
$U-B$	$-0^m 001 \pm 0.016$	$0^m 110 \pm 0.016$
$B-V$	$0^m 535 \pm 0.012$	$0^m 611 \pm 0.012$
$V-R$	$0^m 455 \pm 0.015$	$0^m 526 \pm 0.015$
$R-I$	$0^m 253 \pm 0.020$	$0^m 332 \pm 0.020$
Межзвездное поглощение, $E(B-V)$	0.040 ± 0.004	
Болометрическая поправка, В.С.	$-0^m 011$	$-0^m 063$
Абс. визуальные величины, M_v	$3^m 46 \pm 0.08$	$2^m 83 \pm 0.07$
Большая полуось, a	$26.43 \pm 0.50 R_{\odot}$	
Расстояние до системы, d	$980 \pm 20 \text{ пс}$	
Фотометрический параллакс, π''_{ph}	0.00102 ± 0.00002	
Возраст системы, млрд. лет	2.40 ± 0.15	

стемы была взята за основу при вычислениях относительной светимости компонентов в каждой из фотометрических полос. Значения относительной светимости приведены в табл. 5 в строке L_1^* . Колонки в табл. 5 расположены слева направо в сторону увеличения длин волн. Из значений относительных светимостей в полосах были вычислены показатели цвета компонентов, см. табл. 6 и рис. 10. Относительная светимость более горячего компонента монотонно уменьшается в сторону более длинных волн. Немного выбиваются из монотонного ряда пары $R-R_C$, $I-I_C$. Средние длины волн полос у этих пар близки друг другу, полученное несоответствие меньше ошибок определения относительной светимости, поэтому на результаты вычислений это небольшое несоответствие не влияет.

Проверка решений на третий свет показала его отсутствие.

5. АБСОЛЮТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ, СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Мы уже говорили, что в ходе поиска решения при каждой итерации вычислялись абсолютные параметры системы. Значения геометрических параметров, которые были получены на последнем шаге итераций, см. последнюю колонку табл. 5, были использованы для вычисления окончательно принятых абсолютных значений,

которые мы приводим в табл. 6. Ошибки определения масс, полученных косвенным способом [26, 27], мы оценили, проведя аналогичные вычисления для затменных звезд из каталога [31], в котором массы определены с высокой точностью из наблюдений лучевых скоростей. Для масс компонентов PS UMa ошибка составила $\pm 0.1 M_{\odot}$. Похожая неопределенность в массах получается если учесть ошибки относительных размеров компонентов, см. табл. 5, и ошибки температур звезд из табл. 6. Реальная ошибка определения масс может оказаться выше указанного значения. Приводимые в табл. 6 значения масс компонентов скорректированы сравнением с эволюционными моделями [32]. На рис. 11 (зависимость $\lg g - \lg T$), и рис. 12 ($\lg L - \lg T$, диаграмма Гершпрунга-Рессела) нанесены эволюционные треки для нескольких масс звезд солнечной металличности из таблиц [32]. Как и в случае с V798 Ser [9], лучшее согласие с теоретическими расчетами достигается в предположении солнечной металличности: никаких отклонений на диаграмме $U-B$, $B-V$ от звезд солнечного химического состава не наблюдается.

На диаграммах видно, что более холодный компонент системы значительно продвинулся в своей эволюции. Чтобы посмотреть, выполняется ли для обеих звезд условие равенства возраста, мы построили ряд изохрон по таблицам из [32],

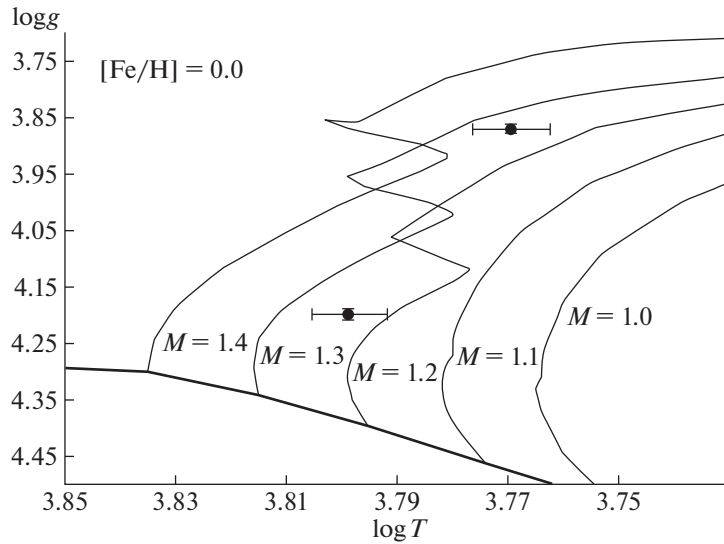


Рис. 11. Эволюционные треки, показывающие зависимость ускорения свободного падения от температуры звезды, построенные по данным [31] для избранных масс звезд. Сплошной жирной линией показано положение начальной Главной Последовательности, ZAMS. Главный компонент обозначен квадратом, вторичный – кружком. Показаны ошибки определения параметров.

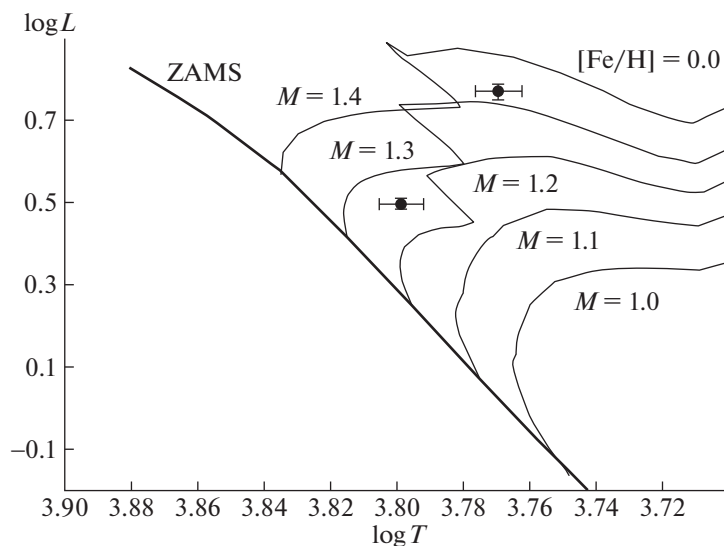


Рис. 12. Зависимость светимости звезд в солнечных единицах от температуры для избранных масс [31]. Сплошная жирная линия – положение начальной Главной Последовательности ZAMS. Главный компонент обозначен квадратом, вторичный – кружком. Показаны ошибки определения параметров.

см. рис. 13 и 14. Изохроны строились для двух случаев: наличия и отсутствия перемешивания вещества в центрах звезд. Известно [33, 34], что перемешивание оказывает существенное влияние на эволюцию звезд с конвекцией в ядре, т.е. для звезд с массой больше 1.5 солнечных. Наша система представляет особый интерес, так как более массивный компонент по нашей косвенной оценке обладает массой $1.6M_{\odot}$, а менее массив-

ный $1.3M_{\odot}$. То есть PS UMa могла бы представлять из себя пограничную систему, у которой каждый из компонентов движется по своему сценарию эволюции – с перемешиванием и без. Но мы считаем, что наши оценки масс завышены. Сравнение с моделями на рис. 11 и рис. 12 говорит о том, что массы компонентов должны быть меньше. Мы учли это и в табл. 6, где приводим усредненные данные, полученные косвенным

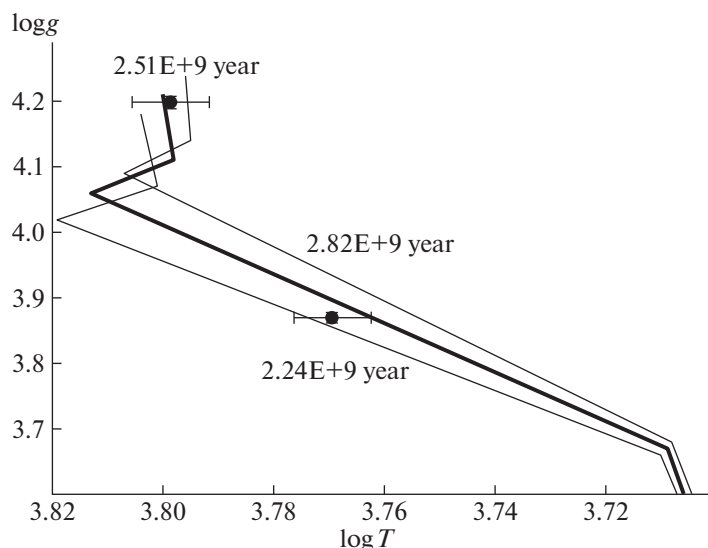


Рис. 13. Изохроны для нескольких возрастов звезд, построенные по данным [31] при условии отсутствия перемешивания в ядре. Главный компонент обозначен квадратом, вторичный – кружком. Показаны ошибки определения параметров. Возраст системы оценивается в 2.4 млрд. лет.

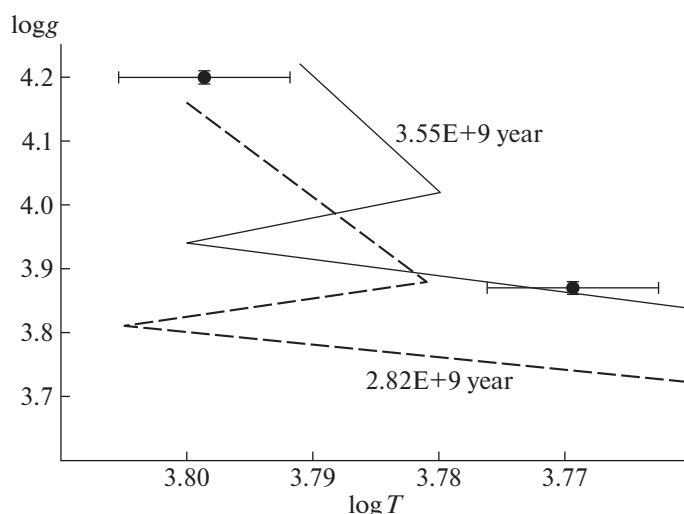


Рис. 14. Изохроны для нескольких возрастов звезд построенные по данным [31] при наличии перемешивания в ядре. Главный компонент обозначен квадратом, вторичный – кружком. Показаны ошибки определения параметров. Главный компонент ложится ближе к изохроне 2.82 млрд. лет, штриховая линия. Вторичный компонент лежит на изохроне 3.55 млрд. лет, сплошная линия.

методом и с помощью эволюционных моделей. Положение компонентов на рис. 11–14 фиксируется с достаточно хорошей точностью, так как такие параметры, как абсолютная светимость, размеры звезд и их температура определяются на основании решения кривых блеска в разных фотометрических полосах с хорошей точностью. Массы же выводятся из этих данных с использованием эмпирического закона масса-светимость, который имеет значительный разброс. На приводимых графиках массы являются неявным пара-

метром. Так что мы предлагаем в качестве компромисса принять средние между косвенным методом и моделями значения масс компонентов. При этом определенные косвенным методом массы должны быть уменьшены. Правильность такого подхода оправдывается еще и тем, что перемешивания в ядрах звезд-компонентов не наблюдается (рис. 13 и рис. 14), и следует ожидать, что массы обеих звезд должны быть менее 1.5 солнечных.

Таблица 7. Индивидуальные моменты минимумов

Моменты минимумов JD _{hel} , 2400000+	Эпоха	O–C	Примечание
Главные			
51623.6849(30)	–514	–0.00583	данные ROTSE, наши вычисления
56389.32245(52)	0	0.00003	V, VersArray 1300x1340, Цейсс-1000
56797.27573(26)	44	0.00040	UBVRI, VersArray 512UV, Цейсс-600
57140.32598(16)	81	–0.00066	UBVRI, VersArray 512UV, Цейсс-600
57789.34486(85)	151	0.00018	BVR _C I _C , FLI PL09000, Цейсс-1000
58132.39398(39)	188	0.00005	BVR _C I _C , FLI PL09000, Цейсс-1000
Вторичные			
51600.8401(30)	–477	0.00293	данные ROTSE, наши вычисления
56023.41501(66)	0	–0.00056	UBVRI, VersArray 1300x1340, Цейсс-1000
56431.36888(35)	44	0.00059	UBVRI, VersArray 1300x1340, Цейсс-600
57794.30167(60)	191	0.00041	BVR _C I _C , FLI PL09000, Цейсс-1000
58276.42679(84)	243	–0.00042	BVR _C I _C , FLI PL09000, Цейсс-1000

6. ДИАГРАММА O–C,
ПОИСК АПСИДАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Наши наблюдения проводились, как уже было сказано, в 13 затмениях, однако получить точные моменты минимумов оказалось возможным только для 9 минимумов, пяти главных и четырех вторичных. Точные моменты минимумов нужны для исследования апсидального вращения в системе, а также для поиска невидимых спутников, нередко встречающихся в затменных системах [27, 35–38]. Самым надежным способом выявления невидимых компонентов является исследование периодичностей в ходе остатков O–C моментов минимумов.

Для определения точных моментов минимумов мы воспользовались нашей программой решения кривых блеска. Варьируя только начальную эпоху, мы добивались наилучшего совпадения между теоретическими кривыми блеска, построенными с параметрами из табл. 5, и наблюдениями в конкретном минимуме. Если наблюдения проводились одновременно в нескольких фотометрических полосах, то вычислялось средневзвешенное значение. Результаты представлены в табл. 7, в скобках указаны ошибки определения конкретного момента минимума, полученные либо в результате усреднения данных разных фотометрических полос, либо методом дифференциальных поправок, если наблюдения проводились в одной фотометрической полосе. Линейная регрессия данных из табл. 7 с учетом индивидуальных весов каждого момента приводит к следующим формулам:

$$\begin{aligned}
 \text{HJDMinI} &= 2456389.3224(3) + 9^d 271657(3)E, \\
 \text{HJDMinII} &= 2456023.4156(5) + 9^d 271653(4)E.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Остаточные отклонения от линейной формулы (1) приводятся в третьем столбце табл. 7 и на рис. 15. При наличии в системе апсидального и вращения периоды следования главных и вторичных минимумов должны отличаться. В данной конфигурации системы следует ожидать, что период следования вторичных минимумов будет больше. Теоретически ожидаемая скорость апсидального вращения вычисляется как простая сумма классического и релятивистского эффектов. Для учета классических эффектов мы воспользовались формулами, приведенными в работе [39], предположив, что система полностью синхронизирована, т.е. оси вращения компонентов параллельны орбитальному моменту и их угловые скорости вращения равны орбитальным скоростям в периастре. Константы концентрации к центру обеих звезд $k_{2,1} = 0.0058$, $k_{2,2} = 0.0045$ мы определили интерполяцией таблиц из работы [40] для значений физических параметров звезд из табл. 6. В результате мы получили $\dot{\omega}_{\text{class}} = 0.0074^\circ/\text{год}$. Для учета релятивистского вклада во вращение линии апсид воспользуемся формулой из [41] и получим $\dot{\omega}_{\text{rel}} = 0.0096^\circ/\text{год}$, что немного превышает классический вклад. Теоретически ожидаемая скорость вращения линии апсид: $\dot{\omega}_{\text{theor}} = 0.017^\circ/\text{год}$, то есть апсидальный период должен быть равен $U = 21000$ лет. Такое апсидальное вращение вполне можно было бы обнаружить в нашем исследовании, если бы эксцентриситет системы был 0.2 или выше. Здесь же мы видим, что в пределах ошибок оба значения периодов совпали, так что апсидальное вращение в системе на данном этапе исследований не определяется. Необходимо значительно увеличить интервал наблю-

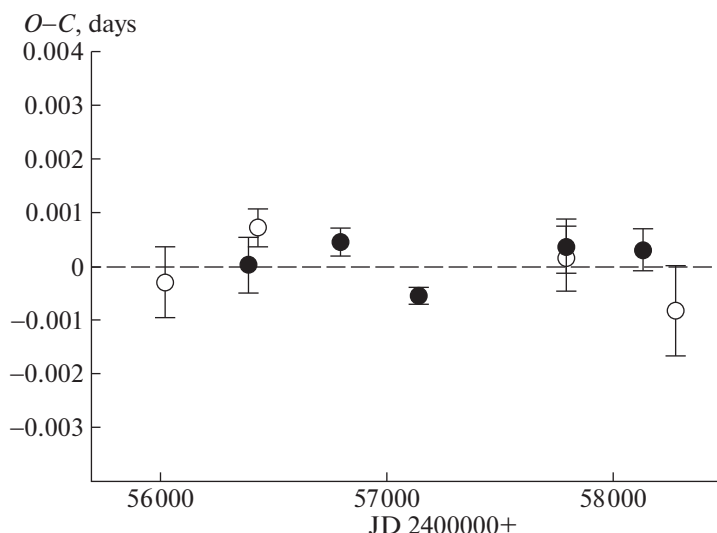


Рис. 15. График $O-C$, построенный с одинаковым для главных и вторичных минимумов значением периода, равным средневзвешенному значению из формулы (1), $P = 9^d 2716556$. Главные минимумы – заполненные кружки, вторичные – пустые кружки. Вертикальными отрезками показаны ошибки в определении моментов минимумов.

дений системы, продолжив регулярные наблюдения в минимумах в следующее десятилетие.

В данном исследовании точность определения индивидуального момента для главных минимумов составила 35 секунд при продолжительности самого минимума 9.6 часа, и 50 секунд для вторичных, при продолжительности минимума 8.9 часа. Точность определения моментов вторичных минимумов ниже, т.к. глубина их меньше (рис. 1 и рис. 7).

Эпоха наблюдений ROTSE далеко отстоит от наших наблюдений и мы попытались улучшить точность определения периодов (1) за счет удлинения интервала наблюдений. Для этого мы объединили наблюдения ROTSE в один средний главный и один средний вторичный минимумы и с помощью модельной кривой блеска определили моменты двух дополнительных минимумов. К сожалению, за счет того, что точность наблюдений ROTSE не очень высокая и в минимумы попало небольшое число точек, точность этих значений оказалась неудовлетворительной, см. табл. 7.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы получили надежные относительные и абсолютные параметры двойной затменной системы PS UMa. Эксцентриситет орбиты оказался небольшим, что исключает возможность исследования апсидального вращения. Система состоит из пары близких по массе звезд спектральных классов F7 V+G1 IV. Система очень интересна с точки зрения исследования синхронизации вращения звезд и циркуляризации орбит. Массы и размеры

звезд относительно невелики, поэтому, несмотря на солидный возраст системы в 2.4 млрд лет, орбита все еще находится в процессе циркуляризации. Для уточнения масс и абсолютных размеров звезд необходимо получить кривую лучевых скоростей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Наблюдения выполнены на 1-м и 60-см телескопах Симеизской обсерватории ИНАСАН. В работе использовались база данных SIMBAD Страсбургского центра астрономических данных (Франция) и служба библиографических ссылок ADS (NASA, США). Выражаем нашу признательность анонимному рецензенту, чьи важные замечания позволили устранить допущенные неточности.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была выполнена при частичной поддержке стипендии Словацкого информационного агентства SAIA (АСК, ИМВ), гранта РНФ 14-12-00146 (ИМВ), гранта РФФИ № 11-02-01213а, 18-502-12025 (ИМВ). Работа выполнена при поддержке гранта Программа развития МГУ “Ведущая научная школа Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. A. Otero, P. Wils, G. Hoogeveen, and P. A. Dubovsky, Inform. Bull. Variable Stars № 5681, 1 (2006).
2. P. R. Wozniak, W. T. Vestrand, C. W. Akerlof, et al., Astron. J. **127**, 2436 (2004).

3. *E. V. Kazarovets, N. N. Samus, O. V. Durevich, N. N. Kireeva, and E. N. Pastukhova*, Inform. Bull. Variable Stars № 6052, 1–23 (2013).
4. *I. Bulut and O. Demircan*, Monthly Not. Roy Astron. Soc. **378**, 179 (2007).
5. *C.-H. Kim, J. M. Kreiner, B. Zakrzewski, W. Ogloza, H.-W. Kim, and M.-J. Jeong*, Astron. J. Supp. Ser. **235:41**, 27 (2018).
6. *И. М. Волков, Н. С. Волкова*, Астрон. журн. **86**, 158 (2009).
7. *И. М. Волков, Н. С. Волкова, Д. Хохол*, Астрон. журн. **87**, 1 (2010).
8. *И. М. Волков, Н. С. Волкова, И. В. Николенко, Д. Хохол*, Астрон. журн. **88**, 1 (2011).
9. *И. М. Волков, Д. Хохол, А. С. Кравцова*, Астрон. журн. **94**, 436 (2017).
10. *Л. А. Багаев, И. М. Волков, И. В. Николенко*, Астрон. журн. **95**, 702 (2018).
11. *В. Г. Мошкалева, Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. **62**, 393 (1985).
12. *В. Г. Корнилов, И. М. Волков, А. И. Захаров, и др., WBVR Каталог ярких северных звезд* (МГУ, Москва, 1991).
13. *I. Volkov*, IBVS Inform. Bull. Variable Stars **6022**, 1 (2012).
14. *B. J. Taylor*, Astrophys. J. Suppl. Ser. **60**, 577 (1986).
15. *И. М. Волков, Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. **79**, 747 (2002).
16. *I. Volkov, D. Chochol, and L. Bagaev*, in *Living Together: Planets, Host Stars and Binaries*, Ed. by S. M. Rucinski, G. Torres, and M. Zejda, Proc. Conference, Sept. 8–12, 2014, Litomyšl, Czech Republic, ASP Conf. Ser. **496**, 266 (2015).
17. *I. Volkov, D. Chochol, and L. Bagaev*, presented on the conference “The IMPACT of BINARIES on STELLAR EVOLUTION”, July 3–7, 2017, ESO Garching, Germany.
18. *G. M. Green, E. F. Schlafly, D. P. Finkbeiner, H.-W. Rix, N. Martin, W. Burgett, P. W. Draper, H. Flewelling, K. Hodapp, N. Kaiser, R. P. Kudritzki, E. Magnier, N. Metcalfe, P. Price, J. Tonry, and R. Wainscoat*, Astrophys. J. **810**, 25 (2015).
19. *E. F. Schlafly and D. P. Finkbeiner*, Astrophys. J. **737**, 103 (2011).
20. *D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner and M. Davis*, Astrophys. J. **500**, 525 (1998).
21. *А. С. Кравцова, И. М. Волков, Д. Хохол*, Астрон. журн. **96**, 508 (2019).
22. *P. J. Flower*, Astrophys. J. **469**, 355 (1996).
23. *T. G. Barnes, D. S. Evans and T. J. Moffett*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **183**, 285 (1978).
24. *Х. Ф. Халиуллин, А. И. Халиуллина*, Астрон. журн. **61**, 393 (1984).
25. *V. Straižys, Multicolor Stellar Photometry* (Pachart Publ. House, Tucson, 1992).
26. *Kh. F. Khaliullin*, Astrophys. J. **299**, 668 (1985).
27. *I. M. Volkov, D. Chochol, J. Grygar, M. Mašek and J. Jurýšek*, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso **47**, 29 (2017).
28. *R. A. Wade and S. M. Rucinski*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **60**, 471 (1985).
29. *D. M. Popper*, Astrophys. J. **254**, 203 (1982).
30. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепашук*, Астрон. журн. **53**, 722 (2009).
31. *Z. Eker, S. Bilir, F. Soydugan, et al.*, Publ. Astron. Soc. Austral. **31**, e024 (2014).
32. *L. Girardi, A. Bressan, G. Bertelli, and C. Chiosi*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **141**, 371 (2000).
33. *V. M. Canuto*, Astrophys. J. **489**, L71 (1997).
34. *G. Torres, L. P. R. Vaz, C. H. S. Lacy, and A. Claret*, Astron. J. **147**, 36 (2014).
35. *I. M. Volkov, D. Chochol, N. S. Volkova, I. V. Nikolenko*, Proc. IAU **282**, 89 (2012).
36. *I. M. Volkov, N. S. Volkova*, ASP Conf. Ser. **435**, 323 (2010).
37. *N. Volkova, I. Volkov*, IBVS Inform. Bull. Variable Stars **5976**, 1 (2011).
38. *I. M. Volkov*, ASP Conf. Ser. **496**, 109 (2015).
39. *Н. И. Шакура*, Письма в Астрон. журн. **11**, 536 (1985).
40. *A. Claret and A. Gimenez*, Astron. and Astrophys. **424**, 919 (2004).
41. *T. Levi-Civita*, Amer. J. Math. **59**, 225 (1937).
42. *J. C. Mermilliod, M. Mermilliod, and B. Hauck*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **124**, 349 (1997).

УДК 524.354.6

3D МОДЕЛИРОВАНИЕ АНИЗОТРОПНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВО ВНЕШНИХ СЛОЯХ ЗАМАГНИЧЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

© 2020 г. И. А. Кондратьев^{1, 2, *}, С. Г. Моисеенко^{1, **},
Г. С. Бисноватый-Коган^{1, 3, 4, ***}, М. В. Глушихина^{1, ****}

¹ Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Факультет физики, Москва, Россия

³ Московский инженерно-физический институт, Национальный исследовательский ядерный институт, Москва, Россия

⁴ Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

*E-mail: mrkondratyev95@gmail.com

**E-mail: moiseenko@iki.rssi.ru

***E-mail: gkogon@iki.rssi.ru

****E-mail: m.glushikhina@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 21.09.2019 г.

После доработки 22.10.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

В статье представлены результаты трехмерного численного моделирования распространения тепла во внешних слоях замагниченных нейтронных звезд. Определение структуры магнитного поля на поверхности нейтронной звезды является важной задачей современной астрофизики. При наличии сильных магнитных полей среда становится анизотропной, и законы распространения тепла изменяются. Тензорный коэффициент теплопроводности для замагниченной вырожденной плазмы был получен в работах Бисноватого-Когана и Глушихиной путем решения уравнения Больцмана методом Чепмена-Энскога. В данной работе распределение температуры на поверхности замагниченной нейтронной звезды получено для магнитных полей дипольного и квадрупольного типа, а также их суперпозиции. Для численного решения задачи о стационарном распределении температуры во внешних слоях замагниченной нейтронной звезды на трехмерный случай был обобщен метод опорных операторов. Задача решалась на сетке, состоящей из тетраэдров.

DOI: 10.31857/S0004629920020036

1. ВВЕДЕНИЕ

На поверхности нейтронных звезд (НЗ) магнитные поля могут составлять $\sim 10^{12-13}$ Гс и более. Один из способов оценки величины магнитного поля на поверхности НЗ основан на наблюдении их теплового излучения в мягком рентгеновском диапазоне [1–4]. Периодические изменения спектра таких объектов говорят о неоднородном распределении поверхностной температуры, связанном с влиянием поля [5]. Неоднородное распределение температуры на поверхности НЗ определяется анизотропной теплопроводностью вырожденного вещества при наличии сильного магнитного поля. В оболочках НЗ, состоящих из плазмы вырожденных (становящихся ультрарелятивистскими при плотности $\rho \gg 10^6$ г/см³) электронов и невырожденных нерелятивистских ядер, подавляется теплопроводность поперек си-

ловых линий магнитного поля. Давление определяется электронами, ядра находятся в состоянии кулоновского кристалла, при этом тепло переносится электронами с участием лучистой теплопроводности во внешних слоях НЗ. Степень подавления теплового потока перпендикулярно магнитному полю определяется параметром магнетизации $\omega\tau$, где τ – среднее время между электрон-ядерными соударениями, $\omega = eV/m_e^*c$ – гирочастота релятивистского вырожденного электрона, $m_e^* = m_e\sqrt{1 + p_{fe}^2/m_e c^2}$ – эффективная масса релятивистского электрона, где $p_{fe} = \hbar(3\pi^2 n_e)^{1/3}$ – его импульс Ферми, e – заряд электрона, c – скорость света, \hbar – редуцированная постоянная Планка. Тензор теплопроводности для плазмы в магнитном поле с вырожденными электронами получен в работах Бисноватого-Когана и Глушихиной [6] методом Чепмена-Энскога для реше-

ния уравнения Больцмана, при этом степень подавления теплового потока поперек поля оказывается сильнее, чем в работах [7, 8], где отношение потоков тепла вдоль и поперек поля

$$\frac{F_{\parallel}}{F_{\perp}} = 1 + (\omega\tau)^2.$$

В данной работе получено стационарное распределение температуры в оболочках нейтронных звезд. Решается трехмерное уравнение теплопроводности в коре НЗ для плотностей $\rho = 10^{10} - 2 \times 10^{14}$ г/см³, с использованием построенного нами соотношения “ $T_s - T_b$ ” для внешней замагниченной оболочки НЗ с учетом обновленного тензора теплопроводности из [6], связывающего температуру T_b при $\rho = 10^{10}$ г/см³ с температурой T_s на поверхности НЗ, аналогично [9] (расчет без магнитного поля) и [10] (расчет при наличии магнитного поля, см. также обзор [11] и ссылки в нем).

В двумерном рассмотрении задача о нахождении стационарного распределения температуры в коре и на поверхности НЗ при наличии дипольных полей разных конфигураций решалась в работе [12], а также с рассмотрением тороидального магнитного поля в [13, 14] (см. также работы по магнито-тепловой эволюции [15–17]).

Данная статья состоит из следующих частей. Во второй части приводятся описание теплопроводности электронов в магнитном поле, структура магнитного поля в коре НЗ и находится распределение плотности. В третьей части представлена одномерная плоскопараллельная модель замагниченной оболочки НЗ от плотности $\rho = 10^{10}$ г/см³ до поверхности фотосферы ($\rho \sim 1$ г/см³), с учетом коэффициентов теплопроводности [6] и росселандовых непрозрачностей плазмы в магнитном поле для учета процессов радиационного переноса в приближении лучистой теплопроводности. По выходным параметрам этой модели находится граничное условие для задачи трехмерного моделирования теплопроводности в коре НЗ. В четвертой части работы приведены результаты 3D моделирования стационарного процесса распространения тепла в оболочке НЗ при плотностях $\rho = 10^{10} - 2 \times 10^{14}$ г/см³. В пятой части суммируются результаты расчетов. В приложении представлено описание используемого численного метода, дана формулировка краевой задачи в операторном виде, а также алгоритм самосогласованного решения задачи.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА

2.1. Теплопроводность в магнитном поле

В работе используется приближение, в котором тензор теплопроводности $\hat{\kappa}$ определяет потоки тепла в отсутствие вектора диффузии \mathbf{d}_e (см. ниже), но при наличии диффузионного потока, связанного с термодиффузией.

Распределение температуры в коре НЗ определяется уравнением теплопроводности, которое в стационарном случае имеет вид

$$\nabla \cdot (\hat{\kappa} \cdot \nabla T) + f = 0. \quad (1)$$

Здесь $\hat{\kappa}$ – тензор теплопроводности, f задает источники и стоки тепла. В данной работе мы ищем стационарное распределение температуры в коре НЗ и предполагаем отсутствие стоков и источников $f = 0$.

В коре нейтронной звезды материя находится в особом состоянии кулоновского кристалла, в котором энергия электростатического взаимодействия между ионами существенно меньше энергии Ферми электронов. В таких условиях столкновения высокоэнергетических электронов с ионами приближенно можно рассматривать как столкновения со свободными частицами, т.е. как столкновения в газе. В пренебрежении во всех членах отношением масс электрона и иона $m_e/m_N \ll 1$ эти различия несущественны.

Тензор теплопроводности $\hat{\kappa}$ для сильно вырожденных электронов в магнитном поле получен в приближении Лоренца методом Чепмена-Энскога [18, 19]. Тензор учитывает потоки тепла вдоль и поперек магнитного поля, а также холловский поток тепла. Он записывается в декартовых координатах следующим образом [6]

$$\left\{ \begin{array}{l} \kappa_{ij} = \frac{k_B^2 T n_e}{m_e^*} \tau \left(\kappa^{(1)} \delta_{ij} + \kappa^{(2)} \varepsilon_{ijk} \frac{B_k}{B} + \kappa^{(3)} \frac{B_i B_j}{B^2} \right), \\ \kappa^{(1)} = \frac{5\pi^2}{6} \left(\frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} - \frac{6}{5} \frac{(\omega\tau)^2}{(1 + (\omega\tau)^2)^2} \right), \\ \kappa^{(2)} = -\frac{4\pi^2}{3} \omega\tau \left(\frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} - \frac{3}{4} \frac{(\omega\tau)^2}{(1 + (\omega\tau)^2)^2} \right), \\ \kappa^{(3)} = \frac{5\pi^2}{6} (\omega\tau)^2 \left(\frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} + \frac{6}{5} \frac{1}{(1 + (\omega\tau)^2)^2} \right), \end{array} \right. \quad (2)$$

где $n_e = \frac{\rho Z}{A m_u}$ – концентрация электронов, m_u – атомная единица массы, Z и A – зарядовое и массовое числа иона соответственно; k_B – постоянная Больцмана, $\tau = \frac{3}{32\pi^2} \frac{h^3}{m_e^* Z e^4 \Lambda}$ – среднее время между электрон-ядерными столкновениями, h – постоянная Планка, Λ – кулоновский логарифм.

Мы использовали значение кулоновского логарифма из работы [20] в коре и оболочке. Его значение слабо зависит от выражения, стоящего под логарифмом, если учитывать дополнительные виды взаимодействия электронов с веществом, кроме упругих электрон-ядерных столкновений. При сильном вырождении электронов Дебаевский радиус становится меньше межатомного расстояния, поэтому вместо него в качестве максимального прицельного параметра под логарифмом необходимо использовать характерное расстояние между ионами [21]. Параметр магнетизации $\omega\tau$ существенно меняется в толщине коры НЗ, при плотности $\rho \sim 10^{10}$ г/см³ значение параметра $\omega\tau \sim 1$ при значении индукции магнитного поля $B \sim 10^{13}$ Гс. Для сильно вырожденных ультррелятивистских электронов параметр $\omega\tau \sim B/\rho^{2/3}$. Из (2) следует, что коэффициенты теплопроводности поперек и вдоль магнитного поля записываются в следующем виде:

$$\begin{cases} \kappa_{e\perp} = \frac{k_B^2 T n_e}{m_e^*} \tau \kappa^{(1)}, \\ \kappa_{e\parallel} = \frac{k_B^2 T n_e}{m_e^*} \tau (\kappa^{(1)} + \kappa^{(3)}). \end{cases} \quad (3)$$

Отметим, что в лабораторной физике обычно используется другое определение коэффициента теплопроводности, когда зануляется не вектор диффузии \mathbf{d}_e , а весь диффузионный поток электронов, связанный со скоростью диффузии $\langle \mathbf{v}_e \rangle$. Как следует из решения уравнения Больцмана для нерелятивистского Лоренцевского электронного газа в отсутствие магнитного поля, в общем случае при наличии ∇T и \mathbf{d}_e , выражения для теплового потока \mathbf{q}_e и диффузионной скорости электронов $\langle \mathbf{v}_e \rangle$, определяющей электрический ток, записываются в следующем виде [23]:

$$\begin{aligned} \mathbf{q}_e &= -\frac{640k_B m_e (k_B T)^4}{\Lambda n_N Z^2 e^4 h^3} \left(G_5 - \frac{1}{2} \frac{G_{5/2}}{G_{3/2}} G_4 \right) \cdot \nabla T - \\ &\quad - \frac{128 m_e (k_B T)^5 G_{5/2}}{\Lambda n_N Z^2 e^4 h^3 G_{3/2}} G_4 \cdot \mathbf{d}_e, \\ \langle \mathbf{v}_e \rangle &= -\frac{128k_B m_e (k_B T)^3}{\Lambda n_N n_e Z^2 e^4 h^3} \left(G_4 - \frac{5}{8} \frac{G_{5/2}}{G_{3/2}} G_3 \right) \cdot \nabla T - \\ &\quad - \frac{32 m_e (k_B T)^4 G_{5/2}}{\Lambda n_N n_e Z^2 e^4 h^3 G_{3/2}} G_3 \cdot \mathbf{d}_e, \end{aligned} \quad (4)$$

где n_N – концентрация ядер, а функция $G_n \equiv G_n(x_0) = \frac{1}{\Gamma(n)} \int_0^\infty \frac{x^{n-1} dx}{\exp(x - x_0) + 1}$, в которой выражение $x_0 = \frac{\mu}{k_B T}$, где μ – химический потенциал

электронов, $\Gamma(n)$ – гамма-функция. В настоящей работе используется коэффициент теплопроводности, соответствующий $\mathbf{d}_e = 0$.

В лабораторных условиях считается равным нулю вектор $\langle \mathbf{v}_e \rangle$, откуда находится связь \mathbf{d}_e и ∇T . Подставляя эту связь в верхнюю строку (4), мы получаем другое выражение для потока тепла

$$\mathbf{q}'_e = -\frac{128k_B m_e (k_B T)^4}{\Lambda n_N Z^2 e^4 h^3} \left(5G_5 - 4 \frac{G_4^2}{G_3} \right) \cdot \nabla T. \quad (5)$$

В пределе сильного вырождения соответствующий коэффициент теплопроводности, употребляемый обычно в расчетах, определяется соотношением (см. вышеупомянутые работы [7, 8], а также [22]):

$$\kappa'_e = \frac{\pi^2 k_B^2 T n_e}{3 m_e^*} \tau, \quad (6)$$

что в 2.5 раза меньше, чем (2).

Во внешних слоях нейтронных звезд текут электрические токи, возникает термоэлектрический эффект [24], поддерживающий магнитное поле в коре и оболочке, и средняя скорость электронов не равна нулю. Перенос тепла и электропроводность определяются уже не одним, а четырьмя процессами – теплопроводностью, диффузией, термодиффузией и диффузионным термоэффектом [25]. В данной работе мы пренебрегаем всеми процессами, кроме теплопроводности, полагая равной нулю не среднюю скорость электронов, а вектор диффузии. Отметим, что оба подхода являются приближенными, и мы оставляем полное согласованное рассмотрение всех четырех процессов для будущей работы.

2.2. Конфигурация магнитного поля в коре

Конфигурация магнитного поля задается постоянным магнитным диполем в центре звезды

$$\mathbf{B} = \frac{B_{pd} R_{NS}^3}{2} \frac{3(\mathbf{d} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r} - d r^2}{r^5}, \quad (7)$$

где B_{pd} – значение индукции дипольного магнитного поля на магнитном полюсе поверхности НЗ, \mathbf{d} – единичный вектор в направлении магнитного диполя, R_{NS} – радиус НЗ. Также была рассмотрена квадрупольная конфигурация магнитного поля, задаваемая следующим образом [26]:

$$\mathbf{B} = B_{pq} R_{NS}^4 \left(\frac{r^2 - 5z^2}{2r^7} \mathbf{r} - \frac{\mathbf{e}_z z}{r^5} \right), \quad (8)$$

где \mathbf{e}_z – единичный вектор, направленный вдоль оси z , а B_{pq} – значение индукции квадрупольного поля на полюсах.

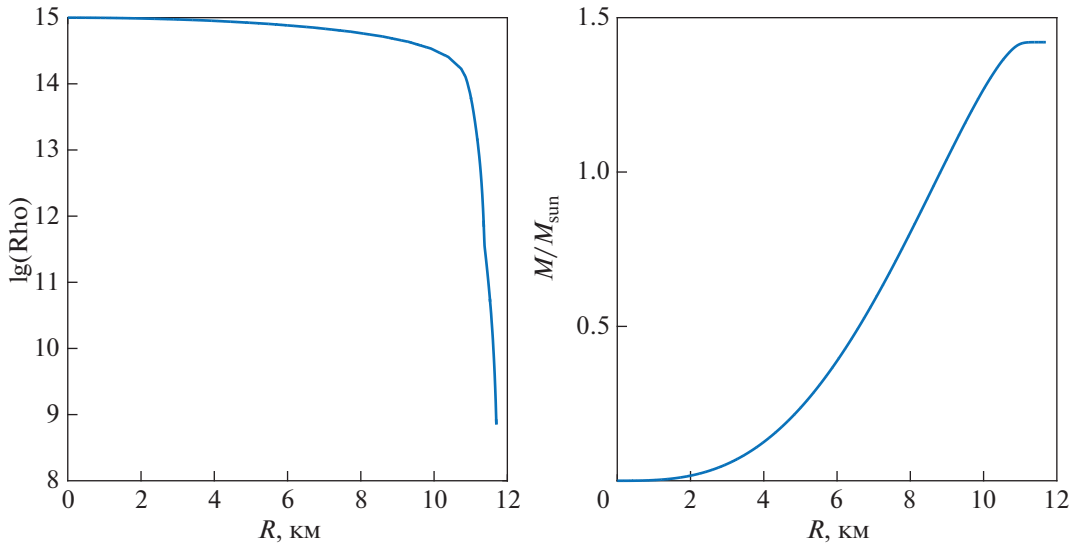


Рис. 1. Зависимость плотности (слева) в НЗ и массы НЗ (справа) от расстояния до центра НЗ для центральной плотности $\rho_c = 1 \times 10^{15}$ г/см³.

2.3. Распределение плотности в коре НЗ

Плотность ρ явным образом входит в тензор теплопроводности (2) и в эффективную массу электрона. Для получения профиля плотности в коре НЗ было решено уравнение Толмена-Оппенгеймера-Волкова для невращающихся НЗ при нулевой температуре:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dP}{dr} &= \frac{-G \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) \left(m + 4\pi r^3 \frac{P}{c^2} \right)}{r \left(r - \frac{2Gm}{c^2} \right)}, \\ \frac{dm}{dr} &= 4\pi r^2 \rho, \\ P &= P(\rho). \end{aligned} \right. \quad (9)$$

Здесь G – гравитационная постоянная, P – давление, r – расстояние от центра звезды. На рис. 1 представлены графики зависимости плотности и массы НЗ от расстояния в километрах для центральной плотности $\rho_c = 1 \times 10^{15}$ г/см³. Масса данной НЗ $M_{NS} = 1.42M_{\odot}$.

Уравнение состояния взято из работы [27], результаты которой базируются на работах [28, 29]. Уравнение состояния в [27] рассчитано одним и тем же методом для коры и ядра НЗ при помощи микроскопических расчетов теории ядерной материи при нулевой температуре. Ядро НЗ при таком уравнении состояния состоит из нейтронов, протонов, электронов и мюонов.

Как и в работе [12], уравнение теплопроводности решается нами не до внешней границы внутренней коры с $\rho = \rho_{drip} = 4 \times 10^{11}$ г/см³, а до $\rho = \rho_{out} = 10^{10}$ г/см³, чтобы как можно больше расширить область решения трехмерной задачи. Здесь ρ_{drip} задает плотность, при которой начинается испарение нейтронов из перегруженных нейтронами ядер. Таким образом, радиус внутренней границы коры $R_{in} = 10.594$ км при $\rho = \rho_{in} = 2 \times 10^{14}$ г/см³, а радиус внешней границы коры $R_{out} = 11.618$ км при $\rho = 10^{10}$ г/см³; толщина такой коры составляет 1.024 км. Для полученного численного распределения плотности в коре была получена аналитическая аппроксимация решения в виде:

$$\begin{aligned} \lg \rho &= -5.185(r - R_{in})^2 + 1.06(r - R_{in}) + \\ &+ 14.22 + 0.13 + 0.45 \exp(-10(r - R_{in})) - \\ &- 0.35 \exp(-3(r - R_{in} - 0.11)) - \\ &- 0.27 \exp(-10|r - R_{in} - 0.79|), \end{aligned} \quad (10)$$

где r – расстояние от центра НЗ в километрах; погрешность этой аппроксимации составляет менее 1.2%.

Отметим здесь также, что в данной работе во внешней оболочке (см. ниже) рассматривается полностью ионизированная плазма железа с $Z = 26$ и $A = 56$, а в коре учитывается нейтронизация вещества. Эффективные значения Z и A как функции плотности в коре НЗ взяты из работы [30] для $\rho < \rho_{drip}$, и из [31] для $\rho > \rho_{drip}$.

3. ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ВНЕШНЕЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ОБОЛОЧКИ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

3.1. Уравнение тепловой структуры внешней оболочки

Внешние слои нейтронных звезд, при $\rho < 10^{10}$ г/см³, имеют толщину ~100 метров, при этом в данной области происходят очень большие перепады плотности и температуры. С вычислительной точки зрения пространственно разрешить такую область на трехмерной сетке не удастся. При параметрах внешней оболочки необходимо учитывать процессы радиационного переноса, поскольку в приповерхностной области они становятся доминирующими. Тепловая структура оболочки в данной работе исследуется в стационарном, локальном, плоско-параллельном приближении, для расчета связи локальной температуры поверхности T_s с локальной температурой T_b при $\rho = 10^{10}$ г/см³ на дне оболочки. На всей площади поверхности принималось, что радиальный градиент температуры и тепловой поток поперек оболочки много больше, чем вдоль нее [10]. Ниже дан вывод уравнения, описывающего тепловую структуру оболочки, приведенный в работе [10]. В одномерном приближении уравнение теплопроводности имеет вид [23, 32]:

$$F \equiv \sigma T_s^4 = \kappa \frac{dT}{dz} = \frac{16\sigma T^3 dT}{3 d\tau}, \quad \kappa = \frac{16\sigma T^3}{3K\rho}. \quad (11)$$

Здесь F — локальная плотность потока тепла, предполагаемая постоянной поперек оболочки, κ — эффективный коэффициент теплопроводности в направлении нормали к поверхности, K — эффективная непрозрачность, соответствующая данному κ , $z = (R_{NS} - r)e^{\Phi(R_{NS})}$ — координата поперек оболочки, $e^{\Phi(R_{NS})} = (1 - r_g/R_{NS})^{-1/2}$, r_g — гравитационный радиус, σ — постоянная Стефана–Больцмана. Отметим также, что излучение с поверхности предполагается локально чернотельным.

Интегрирование уравнения (11) дает профиль температуры в оболочке $T \approx T_s \left(\frac{3}{4}\tau + \frac{1}{2}\right)^{1/4}$, где $\tau = \int_{-\infty}^z K\rho dz$ — оптическая толщина оболочки. Постоянная интегрирования отвечает приближению Эддингтона [23, 32] ($\tau = \frac{2}{3}$ на излучающей поверхности).

При $z \ll R_{NS}$ релятивистское уравнение гидростатического равновесия (первое уравнение системы (9)) может быть приведено к Ньютоновской форме: $\frac{dP}{dz} = g_s\rho$, где P — давление, $g_s = GM_{NS}/(R_{NS}^2\sqrt{1 - r_g/R_{NS}})$ ускорение свободного

падения на поверхности НЗ. Из этого уравнения вместе с (11) можно получить уравнение тепловой структуры оболочки

$$\frac{dT}{dP} = \frac{3K T_s^4}{16g_s T^3}. \quad (12)$$

Перенос тепла в оболочке определяется суммой двух процессов — лучистой и электронной теплопроводностью. Таким образом, эффективный коэффициент теплопроводности $\kappa = \kappa_r + \kappa_e$. Его можно выразить через коэффициенты теплопроводности вдоль (κ_{\parallel}) и поперек (κ_{\perp}) силовых линий магнитного поля в виде [33]

$$\kappa = \kappa_{\parallel} \cos^2 \theta_B + \kappa_{\perp} \sin^2 \theta_B, \quad (13)$$

где θ_B — угол между нормалью к поверхности и магнитным полем. Получить выражение (13) для электронной теплопроводности можно следующим образом. Для градиента температуры направленного по нормали к поверхности ($\nabla T \equiv \nabla T_z$), проекция на нормаль свертки тензора электронной теплопроводности (2) с ∇T , в отсутствие холловского члена, запишется в виде

$$(\hat{\kappa}_e \cdot \nabla T)_z = \kappa_{e\perp} \nabla T + (\kappa_{e\parallel} - \kappa_{e\perp})(\vec{B} \cdot \nabla T) \times \cos \theta_B / B. \quad (14)$$

Для градиента температуры направленного по нормали к оболочке из (14), с учетом (2), получаем

$$\kappa_{e\perp} \cdot \nabla T + (\kappa_{e\parallel} - \kappa_{e\perp}) \nabla T \cos^2 \theta_B, \quad (15)$$

откуда для электронной теплопроводности следует соотношение (13).

Для коэффициентов лучистой теплопроводности в работе [34] получены значения для случаев вдоль ($\kappa_{r\parallel}$) и поперек ($\kappa_{r\perp}$) магнитного поля при учете свободно-свободного поглощения и томсоновского рассеяния. Аналогичные рассуждения для тензора лучистой теплопроводности приводят к формуле (13). Непрозрачность в этом случае равна

$$K_r = \frac{16\sigma T^3}{3\kappa_r(B, \theta_B)\rho}. \quad (16)$$

Как было отмечено в [35], уравнение (12) может быть неприменимо в областях, где поле очень велико и близко к тангенциальному. В этом случае тепловой поток по нормали к поверхности может быть сильно подавлен и стать сравнимым с тепловым потоком вдоль оболочки, параллельно полю. В данной работе этот эффект не рассматривается.

Уравнение (12) решалось численно адаптивным методом Рунге–Кутты 4–5 порядка точности с переменным шагом расчетной сетки. В качестве граничного условия на поверхности излучающей

оболочки принимается $T = T_s$, при этом давление на поверхности P_s находится из условия Эддингтона $P_s \approx \frac{2g_s}{3K_s}$ [23]. При известной зависимости $K_s(T_s, \rho_s)$ для непрозрачности, и $P_s(T_s, \rho_s)$ для уравнения состояния, условие Эддингтона однозначно определяет поверхностные значения P_s и ρ_s при заданном T_s .

3.2. Уравнение состояния в оболочке

Во внешней оболочке в данной модели мы рассматриваем полностью ионизированную плазму железа с вырожденными электронами и невырожденными нерелятивистскими ядрами, при этом пренебрегается кулоновским взаимодействием между электронами и ионами, и не рассматриваются эффекты квантования уровней энергии электронов в магнитном поле (квантование Ландау). В таком приближении давление представлено суммой давлений идеальных газов электронов и ядер

$$P = P_{id}^{(N)} + P_{id}^{(e)},$$

где давление ядер $P_{id}^{(N)} = n_N k_B T$, а давление релятивистских электронов произвольной степени вырождения может быть записано с помощью интегралов Ферми–Дирака [36, 37]:

$$P_{id}^{(e)} = \frac{(2m_e)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3 \beta^{5/2}} (I_{3/2}(\chi, \tau) + \frac{\tau}{2} I_{5/2}(\chi, \tau)). \quad (17)$$

Здесь $\beta = (k_B T)^{-1}$, $\chi = \beta \mu_{id}^{(e)}$ – химический потенциал электронов, нормированный на $k_B T$, $\tau = (\beta m_e c^2)^{-1}$, а интеграл Ферми–Дирака определен следующим образом:

$$I_\nu(\chi, \tau) = \int_0^\infty \frac{u^\nu \sqrt{1 + \tau u/2}}{\exp(u - \chi) + 1} du, \quad (18)$$

где $u = \beta m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{p^2 c^2}{m_e^2 c^4}} - 1 \right)$, p – импульс электрона.

В пределе $\tau \rightarrow 0$ интегралы Ферми–Дирака превращаются в обычные нерелятивистские интегралы Ферми $I_\nu(\chi)$. Химический потенциал в таком случае может быть получен из соотношения

$$\chi^{\text{nonrel}} = X_{1/2}(2\theta^{-3/2}/3), \quad (19)$$

где $\theta = T/T_F$, $T_F = m_e c^2 / k_B [\sqrt{1 + x_r^2} - 1]$ – температура Ферми, $x_r = p_{fe} / m_e c$, а X_ν – функция, обратная к интегралу Ферми, ее высокоточная аналитическая аппроксимация получена в работе [38].

Точность нерелятивистских формул быстро падает при $T > 10^7$ К, поэтому к данной аппроксимации должна быть добавлена поправка, взятая из работы [37]

$$\chi = \chi^{\text{nonrel}} - \frac{3}{2} \log \left[1 + \left(\frac{\tau}{1 + \tau/2\theta} \right) \frac{1 + q_1 \sqrt{\tau} + q_2 q_3 \tau}{1 + q_2 \tau} \right], \quad (20)$$

где коэффициенты q_i имеют вид

$$\begin{aligned} q_1 &= \frac{3}{2} (e^\theta - 1)^{-1}, \\ q_2 &= 12 + 8\theta^{-3/2}, \\ q_3 &= \frac{2}{\pi^{1/3}} - \frac{e^{-\theta} + 1.612e^\theta}{6.192\theta^{0.0944} e^{-\theta} + 5.535\theta^{0.698} e^\theta}. \end{aligned}$$

Для релятивистских интегралов Ферми–Дирака использовалась аналитическая аппроксимация с учетом произвольных степеней вырождения и релятивизма электронов, полученная в работе [36].

3.3. Непрозрачности

Ввиду аддитивности коэффициента теплопроводности, полный коэффициент непрозрачности плазмы вдоль нормали к оболочке НЗ находится из коэффициентов фотонной и электронной непрозрачности следующим образом [23]:

$$K^{-1} = K_e^{-1} + K_r^{-1}, \quad (21)$$

где K_e и K_r – электронная и фотонная непрозрачности соответственно [23, 32]. Электронная непрозрачность может быть получена из аналогии с лучистой теплопроводностью:

$$K_e = \frac{16\sigma T^3}{3\kappa_e \rho}. \quad (22)$$

Здесь κ_e является коэффициентом теплопроводности вдоль нормали к оболочке НЗ, (13) с учетом (3) для вырожденных электронов, однако во внешних слоях оболочки электроны могут быть невырождены, поэтому в невырожденной области необходимо использовать формулы для невырожденных электронов. Они также получены в работе [6] методом Чепмена–Энскога для двух- и трехполиномиального разложения решения уравнения Больцмана по полиномам Сонина–Лагерра. Для случая вдоль поля коэффициент теплопроводности невырожденных электронов запишется следующим образом:

$$\kappa_{\text{ell}}^{\text{nd}} = \frac{5 k_B^2 T n_e}{2 m_e} \tau_{\text{nd}} \frac{25}{4(1 + \sqrt{2}/Z)}, \quad (23)$$

где $\tau_{\text{nd}} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi}} \frac{(k_B T)^{3/2}}{Z^2 e^4 n_N \Lambda}$ – среднее время между электрон-ионными столкновениями, n_N – кон-

центрация ядер. Коэффициент подавления потока тепла в случае теплопереноса поперек магнитного поля был взят из работы [6]. Заметим, что метод Чепмена-Энскога применим только при $\omega\tau \ll 2\pi$, поэтому при $\omega\tau > 1.5$ мы переходим к классическому соотношению $\frac{1}{1 + (\omega\tau)^2}$ с учетом

условия непрерывности $\kappa_{\perp}^{\text{nd}}$.

Коэффициент теплопроводности для сильно вырожденной материи вдоль поля равен $\kappa_{\parallel}^{\text{sd}} = \frac{5\pi^2 k^2 T n_e}{6 m_e^*} \tau$. Поперек поля коэффициент по-

давляется на фактор $\left(\frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} - \frac{6}{5} \frac{(\omega\tau)^2}{(1 + (\omega\tau)^2)^2} \right)$ при $\omega\tau \ll 2\pi$, а при $\omega\tau > 1.5$ мы также переходим к приближенному соотношению $\frac{1}{1 + (\omega\tau)^2}$ также с учетом условия непрерывности κ_{\perp} .

Для использования формул выше в расчетах необходимо шить невырожденный и сильно вырожденный пределы, например, следующим образом:

$$\begin{aligned} \kappa_e &= \frac{1 - \chi}{2 - \chi} \kappa_e^{\text{nd}} + \frac{1}{2 - \chi} \kappa_e^{\text{sd}}, & \chi \leq 0, \\ \kappa_e &= \frac{1}{2 + \chi} \kappa_e^{\text{nd}} + \frac{1 + \chi}{2 + \chi} \kappa_e^{\text{sd}}, & \chi \geq 0, \end{aligned}$$

где $\chi = \mu_{\text{id}}^{(e)}/(k_B T)$. Учет невырожденных коэффициентов теплопроводности влияет на результаты расчетов незначительно.

Основной вклад в радиационную непрозрачность вносят свободно-свободное и связанно-свободное поглощение, а также томсоновское рассеяние на электронах. В отсутствие магнитного поля Томсоновская непрозрачность в нерелятивистском пределе записывается следующим образом [39]:

$$K_{\text{Th}} = \frac{n_e \sigma_T}{\rho} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{n_e}{\rho}, \quad (24)$$

где σ_T – Томсоновское сечение рассеяния, $\frac{e^2}{m_e c^2}$ – классический радиус электрона.

Сечение свободно-свободного поглощения с учетом спонтанного и вынужденного излучения в условиях локального термодинамического равновесия в нерелятивистском случае дается следующей формулой [23]:

$$\sigma_{\text{aff}}^* = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{m_e^2 c h \nu^3} g_{\text{ff}} (1 - e^{-h\nu/k_B T}), \quad (25)$$

где ν – скорость электрона, ν – частота фотона, g_{ff} – близкий к единице фактор Гаунта, учитывающий квантовые поправки к классической формуле. Чтобы получить коэффициент поглощения [23] на одной частоте, необходимо провести усреднение по Ферми–Дираку:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{ff}}^{\nu} &= \frac{8\pi m_e^3}{A m_u h^3} \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{\text{aff}}^* v^2 dv}{1 + \exp\left(\frac{mv^2}{2k_B T} - \chi\right)} q_{\text{ff}}, \\ q_{\text{ff}} &= \left(1 + \exp\left(\chi - \frac{h\nu}{k_B T} - \frac{mv^2}{2k_B T}\right) \right)^{-1}, \end{aligned}$$

где m_u – атомная единица массы, а фактор q_{ff} определяет долю незаполненных состояний электронов в вырожденном газе. Данный интеграл берется в квадратурах, усреднение дает

$$\alpha_{\text{ff}}^{\nu} = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \frac{8\pi Z^2 e^6}{A m_u c h^4 \nu^3} g_{\text{ff}} k_B T \log\left(\frac{e^{\chi} + 1}{e^{\chi - h\nu/k_B T} + 1}\right). \quad (26)$$

Для нахождения непрозрачности для свободно-свободных переходов, необходимо выражение (26) усреднить по Росселанду [23] следующим образом:

$$K_{\text{ff}} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{1}{\alpha_{\text{ff}}^{\nu}} \frac{dB_{\nu}}{dT} d\nu}{\int_0^{\infty} \frac{dB_{\nu}}{dT} d\nu},$$

где $B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}$ – интенсивность равновесного планковского излучения. Усреднение по Росселанду дает следующее выражение для невырожденного случая [23]:

$$K_{\text{ff}}^{\text{nd}} = 4.34 \times 10^{22} \frac{\rho}{T^{7/2}} \frac{Z^2}{A}, \quad (27)$$

а в сильно вырожденном пределе K_{ff} запишется в виде

$$K_{\text{ff}}^{\text{sd}} = 0.036 \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{e^6 g_{\text{ff}}}{m_u c h k_B^2} \frac{Z^2}{AT^2}. \quad (28)$$

Сечение связанно-свободного поглощения дается следующей формулой [23] в нерелятивистском пределе:

$$\alpha_{bf}^v = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{e^6 h^2}{m_e^{3/2} c m_u (k_B T)^{7/2}} \frac{Z^2}{A} n_e g_{bf} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{n k_B T} \exp^{E_b/k_B T} \left(\frac{k_B T}{h\nu} \right)^3 q_{bf} \right], \quad (29)$$

$$E_b = \frac{2\pi^2 m_e Z^2 e^4}{h^2 n^2},$$

$$q_{bf} = \left(1 + \exp \left(\chi - \frac{h\nu}{k_B T} + \frac{E_b}{k_B T} \right) \right)^{-1},$$

где E_b – энергия уровня связанного электрона в водородноподобном ионе, n – номер уровня, g_{bf} – фактор Гаунта, q_{bf} – поправка на вырождение электронов. Чтобы получить коэффициент Росселандовой непрозрачности, необходимо просуммировать выражение в квадратных скобках в α_{bf}^v в (29) по всем связанным состояниям, а затем усреднить полученное выражение по Росселанду. Для невырожденных электронов мы использовали значение K_{bf} из книги [23]:

$$K_{bf}^{nd} = 7.23 \times 10^{24} \frac{\rho}{T^{7/2}} \frac{Z^2 g_{bf}}{A t}, \quad (30)$$

где множитель $\frac{t}{g_{bf}}$ принимает значения от единицы до десяти. При росте плотности электронный газ во внешней оболочке НЗ быстро переходит к сильному вырождению. Чтобы приближенно учесть влияние вырождения на связанно-свободное поглощение, запишем суммирование α_{bf}^v в (29) по связанным электронным состояниям:

$$\alpha_{bf}^v = K_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{E_b}{n k_B T} \frac{e^{-\chi}}{x^3} \frac{e^x - 1}{e^{x - \frac{E_b}{k_B T} - \chi} + 1}, \quad (31)$$

где $K_0 = K_{bf}^{nd} \cdot t$, а $x = \frac{h\nu}{k_B T}$. В выражении выше при сильном вырождении $\chi \gg 1$, и поэтому в сечение поглощения вносят вклад в основном только очень жесткие кванты на хвосте планковского спектра, которые не вносят существенного вклада в среднюю непрозрачность. Пренебрегая экспонентой $e^{x - \frac{E_b}{k_B T} - \chi}$ в (31) и усредняя по n и по частотам по аналогии с книгой Шварцшильда [40] для невырожденного случая, можно получить следующее приближенное выражение:

$$K_{bf}^{sd} = K_0 e^{-\chi} \frac{g_{bf}'}{t}. \quad (32)$$

Множитель $\frac{t'}{g_{bf}'}$ также принимает значения от единицы до десяти.

Таблица 1. Коэффициенты для a_n , b_n и c_n из (34)

n	a_n	b_n	c_n
1	0.2587	0.1941	0.0533
2	0.0949	0.0610	0.090
3	0.1619	0.1400	0.0993
4	0.2533	0.1547	0.231
5	0.3418	0.0415	2.15
6	0.4760	0.3115	0.2377

Для использования формул (27), (28) для ff-переходов и (30), (32) для bf-переходов в расчетах, их необходимо непрерывно шить, например, следующим образом:

$$K_{ff,bf} = K_{ff,bf}^{nd} \frac{1}{1 + e^{m\chi}} + K_{ff,bf}^{sd} \frac{e^{m\chi}}{\varepsilon + e^{m\chi}}, \quad (33)$$

где $m, \varepsilon > 1$ – числа, определяющие плавность перехода от одного предела к другому. При этом в K_{bf}^{sd} необходимо $\chi = \frac{\mu_e}{k_B T}$ заменить на его модуль. Таким образом, в отсутствие магнитного поля фотонная непрозрачность складывается из томсоновской, связанно-свободной и свободно-свободной непрозрачностей: $K_r(\rho, T)_{B=0} = K_{Th} + K_{bf} + K_{ff}$.

Мы учли влияние магнитного поля на непрозрачность таким же образом, как и в [10]. Авторы этой работы построили аналитическую аппроксимацию полученных численно свободно-свободных и томсоновских непрозрачностей в магнитном поле [34]. Росселандовы непрозрачности вдоль и поперек поля записываются следующим образом:

$$\frac{K_{r\parallel}(\rho, T, B)}{K_r(\rho, T, 0)} = \frac{1 + A_1 u^2}{1 + A_1 u^2 + A_2 u^3 + (A_3 u)^2 u^2},$$

$$\frac{K_{r\perp}(\rho, T, B)}{K_r(\rho, T, 0)} = \frac{1 + A_4 u^2}{1 + (A_5 u)^{3.5} + (A_6 u)^4}, \quad (34)$$

$$A_n = a_n - b_n f^{c_n}, \quad f = \frac{K_{ff}}{K_{ff} + K_{Th}}.$$

В формуле выше $u = T_B/(2T)$, где $T_B = \hbar\omega_g/k_B$, $\omega_g = \omega/\sqrt{1 + x_r^2}$. В табл. 1 [10] приведены коэффициенты для A_n . Влияние магнитного поля на связанно-свободное поглощение мы учли таким же образом, как и на свободно-свободное.

3.4. Аппроксимационные соотношения $T_s - T_b$

В ходе расчетов были получены наборы распределений температуры в оболочке НЗ для разных значений T_s , B и θ , связывающие локальную температуру на поверхности НЗ T_s с температу-

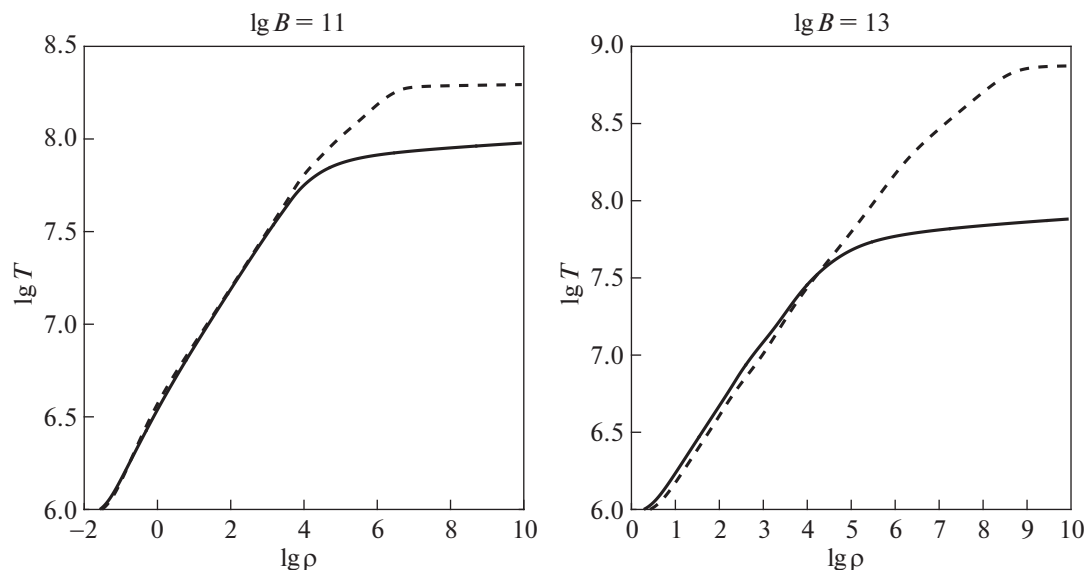


Рис. 2. Распределение температуры как функции плотности в оболочке НЗ для $T_s = 10^6$ К в однородном магнитном поле с $B = 10^{11}$ Гс (слева) и $B = 10^{13}$ Гс (справа). Сплошные кривые соответствуют магнитным полюсам, штриховые — экватору.

рой, вдоль радиуса, на дне оболочки T_b , по заданному значению индукции магнитного поля B и угла θ между направлением магнитной силовой линии и нормалью к поверхности НЗ, которые считаются постоянными во внешней оболочке. Обзор существующих к настоящему моменту T_s-T_b -соотношений может быть найден в [11].

Как было отмечено в [9], T_s-T_b -соотношение зависит от значения коэффициентов теплопроводности в “полосе чувствительности” (sensitivity strip) на плоскости $\rho-T$, находящейся около “точки поворота” (turning point), где $\kappa_e \sim \kappa_r$. Точка поворота в случае теплопереноса при наличии магнитного поля сдвигается в область более высоких плотностей с ростом поля. Вдоль магнитного поля этот эффект провоцируется уменьшением непрозрачности, а поперек поля — уменьшением непрозрачности и подавлением коэффициента электронной теплопроводности поперек полю.

На рис. 2 представлены графики распределения температуры в оболочке НЗ, для поверхностной температуры $T_s = 10^6$ К. Нижние сплошные отвечают распределению температуры вдоль ($\theta_B = 0$), а верхние пунктирные — поперек ($\theta_B = \pi/2$) магнитному полю. На рис. 3 изображены графики распределения температуры в оболочке НЗ с фиксированной температурой на дне оболочки для звезды с дипольным магнитным полем при различных его значениях B_p на магнитном полю-

се. Отметим, что для диполя значение поля на экваторе $B_e = 0.5B_p$. В табл. 2 представлены температуры поверхности на магнитном полюсе и экваторе и их отношения для различных значений B_p , и $T_b = 10^8$ К.

Мы построили таблицы решений уравнения на тепловую структуру (12) для разных значений угла θ_B , модуля индукции поля B и температуры на дне оболочки T_b . Заметим, что в граничное условие уравнения (12) входит поверхностная температура T_s , поэтому для построения таблиц от T_b необходимо решать уравнение на тепловую структуру, “подбирая” по T_s необходимое значение T_b , в расчетах мы находили его с точностью 0.25%. В двумерных табл. 3 и 4 представлены решения уравнения [12] для некоторых T_b и B при $\theta_B = 0$ и $\theta_B = \pi/2$ соответственно.

Мы сравнили полученное нами соотношение $T_s - T_b$ с аналогичным соотношением из работы

Таблица 2. Температуры поверхности НЗ на полюсе ($\theta = 0$) и экваторе ($\theta = \pi/2$) и их отношения

$\lg B_p$	11	12	13
$T_s(\theta = 0)/10^6$ К	1.02	1.03	1.16
$T_s(\theta = \pi/2)/10^6$ К	0.71	0.35	0.18
$T_{s\parallel}/T_{s\perp}$	1.43	2.94	6.44

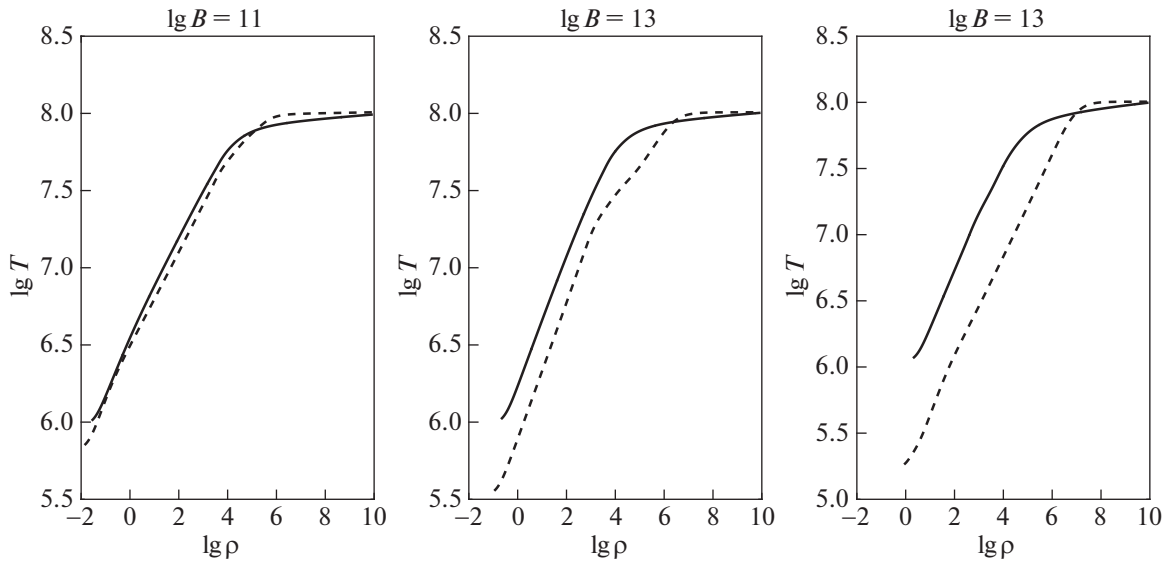


Рис. 3. Распределение температуры как функции плотности в оболочке НЗ для $T_b = 10^8$ К для звезды с дипольным магнитным полем, для различных его значений на полюсе, $B_p = 10^{11}$ Гс (слева), 10^{12} Гс (центр) и 10^{13} Гс (справа). Сплошные кривые соответствуют магнитным полюсам, штриховые – экватору.

[10]. Основные отличия между моделями тепловой структуры заключаются в том, что по сравнению с [10] мы использовали более простое уравнение состояния в оболочке, но учли связанно-свободное поглощение и эффекты электронного вырождения на радиационных непрозрачностях (32), (28), а также использовали отличные от [10] коэффициенты электронной теплопроводности (3). На рис. 4 представлено сравнение $T_s - T_b$ для двух значений дипольного магнитного поля, с $B = 10^{12}$ Гс (слева) и 10^{12} Гс (справа) на полюсе. В обоих случаях разница температур поверхности T_s не превышает 20% от [10]. Температура поверхности НЗ на магнитном полюсе (вдоль поля) получилась в наших расчетах немного выше, чем в [10] ввиду того, что используемый нами коэффициент электронной теплопроводности вдоль поля выше, чем в [7]. С ситуацией поперек поля все несколько сложнее: с ростом магнитного поля пере-

ход от лучистой к электронной теплопроводности (полоса чувствительности) происходит в существенно вырожденной области, в которой радиационная непрозрачность сильно подавляется ввиду вырождения. По этой причине градиент температуры в областях поперек поля ниже для сильного магнитного поля (см. нижнюю синюю кривую на правой панели рис. 4), чем в [10], хотя коэффициент электронной теплопроводности (3) сильнее подавлен поперек поля.

Для оценки поправок, связанных с влиянием эффектов общей теории относительности на конфигурацию дипольного магнитного поля в оболочке, рассмотренных в [10], следуя [41], была рассчитана модель оболочки НЗ при температуре поверхности коры $T_b = 1 \times 10^8$ К. Распределение температуры в этом варианте дано на рис. 5 для этого и ньютоновского случаев. Для сравнения там же дано распределение температуры, построенное аналогичным образом в [10]. Из рисунка видно, что эффекты ОТО являются незначительными, и различия в температурах определяются другими физическими эффектами.

Таблица 3. Соотношение $T_s - T_b$ для T_s в единицах 10^6 К при $\theta_B = 0$ (T_b в единицах 10^9 К)

T_{b9}	$\lg B_p = 11.7$	12	12,7	13
0.04	0.5721	0.5904	0.6672	0.6927
0.08	0.8930	0.9019	0.9931	1.0316
0.20	1.6021	1.6066	1.6723	1.7337
0.60	3.1664	3.1681	3.1818	3.2253
1.00	4.3058	4.3022	4.3057	4.3383

4. КРАЕВАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ ТРЕХМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Предполагается, что поток тепла излучается с поверхности НЗ, а температура на внутреннем радиусе коры T_{core} считается одинаковой по всему ядру, ввиду достаточно большой теплопроводности. Эта температура уменьшается со временем

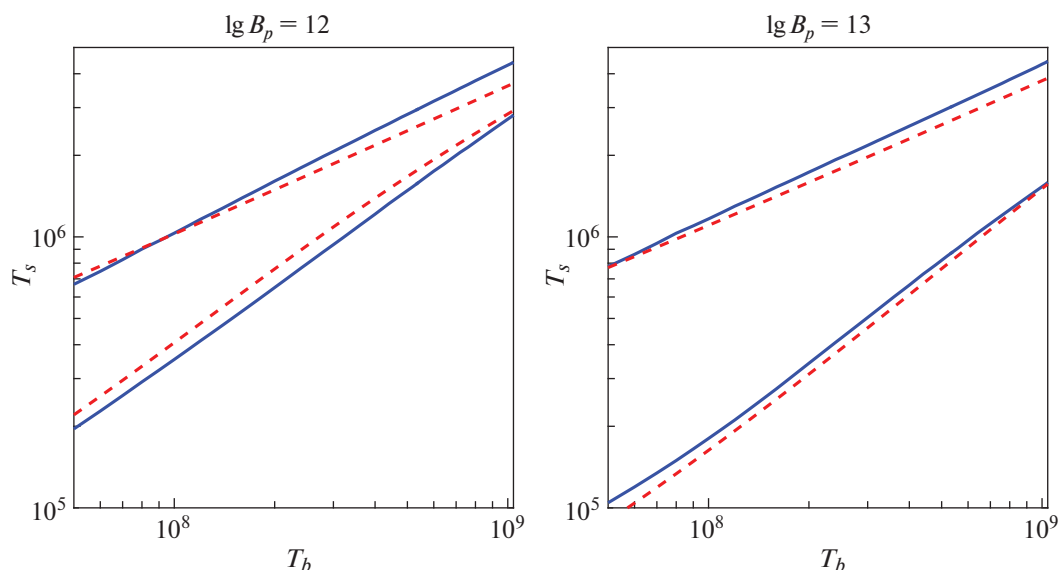


Рис. 4. Сравнение соотношений $T_s - T_b$ из данной работы и [10] для магнитного экватора (красные линии) и полюса (синие линии) для дипольного магнитного поля. Штриховые линии соответствуют [10], сплошные линии – данной работе. Слева представлены результаты для $B_{pd} = 10^{12}$ Гс, справа – для $B_{pd} = 10^{13}$ Гс.

при остывании ядра НЗ достаточно медленно, после быстрого этапа с излучением нейтрино, так что эволюцию НЗ можно представить в виде последовательности остывающих моделей со стационарным распределением температуры по звезде.

Таким образом, значение поверхностной температуры T_s определяется решением стационарной краевой задачи для уравнения теплопроводности в шаровом слое с заданной температурой T_{core} на внутренней границе, и с условием излучения чернотельного спектра с поверхности на внешней границе, когда поток тепла определяется законом Стефана–Больцмана $F_s = \sigma T_s^4$. Во внешней оболочке, ввиду малости ее массы, поток тепла F_s считается постоянным, поэтому на внешней границе коры, которая является также внутренней границей внешней оболочки, этот поток тепла равен радиальному потоку тепла из

ядра при теплопроводности. Это задает граничные условия в виде

$$T|_{in} = T_{core}, \quad \kappa(\mathbf{B}, \rho, T) \nabla_r T + F_s|_{out} = 0, \quad (35)$$

где индекс “in” отвечает значению температуры на внутренней границе коры с $r = R_{in}$, а индекс “out” отвечает внешней границе коры с $r = R_{out}$. Условие непрерывности температуры на поверхности коры используется вместе с соотношением $T_s(T_b)$ для разных (B, θ_B) , при этом $T_b = T_{out}$. В итоге получается однозначная зависимость $T_s(T_{out}, B, \theta_B)$, определяющая распределение температуры по поверхности замагниченной НЗ. В сферическом слое $R_{in} \leq r \leq R_{out}$ решалось стационарное уравнение теплопроводности

$$\nabla \cdot \kappa(\mathbf{B}, \rho, T) \cdot \nabla T = 0, \quad (36)$$

с граничными условиями (35). Задача о распространении тепла во внешних слоях замагниченной нейтронной звезды решалась численно при помощи развитого нами трехмерного аналога метода опорных операторов на неструктурированной сетке, состоящей из тетраэдров (см. приложение).

Таблица 4. Соотношение $T_s - T_b$ для T_s в единицах 10^6 К при $\theta_B = \pi/2$ (T_b в единицах 10^9 К)

T_{b9}	$\lg B_p = 11.7$	12	12.7	13
0.04	0.1636	0.1291	0.0894	0.0803
0.08	0.2917	0.2331	0.1495	0.1328
0.20	0.6502	0.5338	0.3417	0.2844
0.60	1.7487	1.4672	0.9712	0.8118
1.00	2.7193	2.2949	1.5321	1.2911

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В результате расчетов по трехмерной программе были получены распределения температуры внутри коры, и по поверхности НЗ. На рис. 6 представлено распределение температуры в коре НЗ с плотностями $\rho = 10^{10} - 2 \times 10^{14}$ г/см³ с темпе-

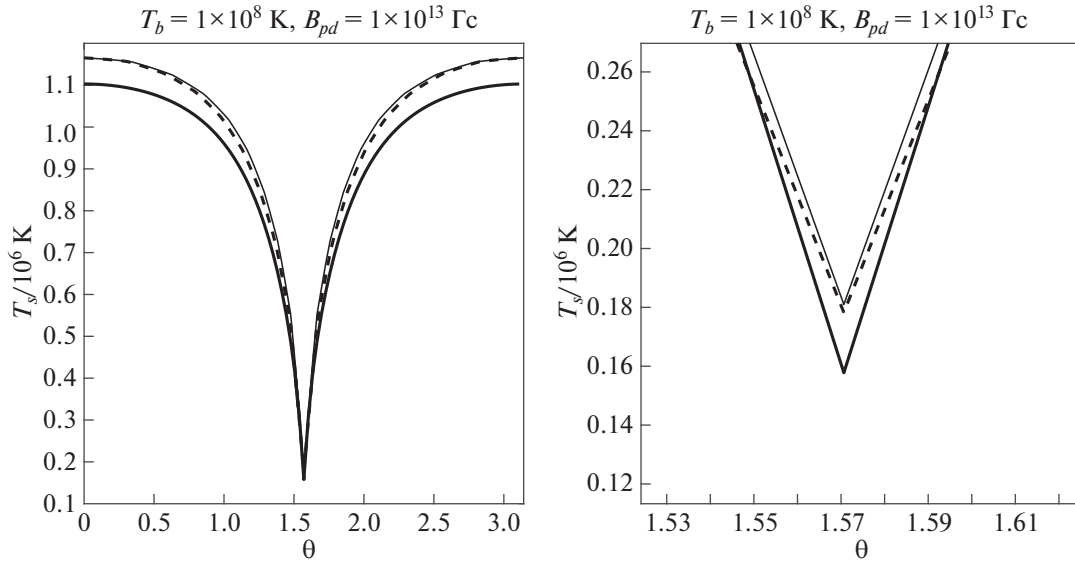


Рис. 5. Сравнение поверхностных температур НЗ T_s (в единицах 10^6 К) для фиксированной температуры коры $T_b = 1 \times 10^8$ К и индукцией дипольного магнитного поля $B_{pd} = 10^{13}$ Гс на полюсе. Толстая штриховая и сплошная линии на левой панели отвечают полученному в данной работе распределению температуры с учетом и без учета эффектов общей теории относительности соответственно. Сплошная толстая линия – распределение температуры из работы [10] с учетом эффектов ОТО. На правой панели представлено увеличение левого рисунка в области магнитного экватора.

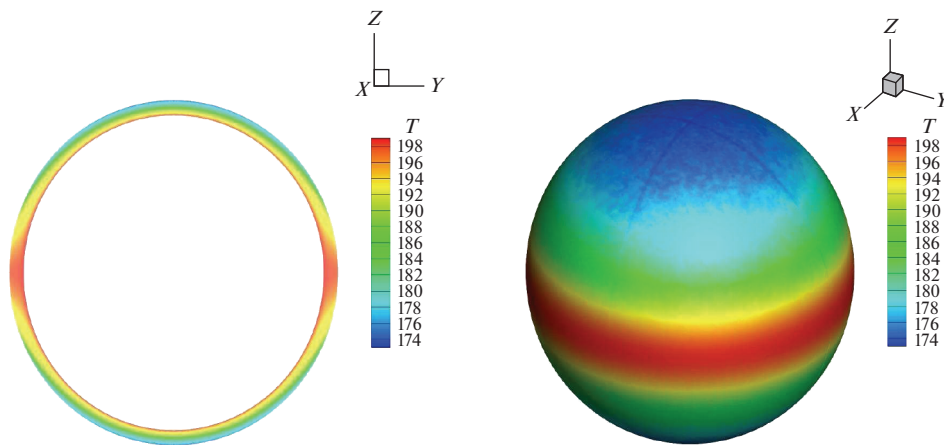


Рис. 6. Распределение температуры в коре НЗ для дипольного магнитного поля (7) с индукцией на полюсе $B_{pd} = 10^{13}$ Гс, и $T_{core} = 2 \times 10^8$ К (здесь и далее температура T представлена в единицах 10^6 К) для плотностей $\rho = 10^{10} - 2 \times 10^{14}$ г/см³. Слева – сечение в плоскости Y–Z, справа – трехмерная проекция поверхности коры НЗ при плотности $\rho_{out} = 10^{10}$ г/см³.

ратурой ядра $T_{core} = 2 \times 10^8$ К, для дипольного магнитного поля (7) с индукцией на полюсе $B_{pd} = 10^{13}$ Гс.

Распределение температуры в коре инвертировано по сравнению с поверхностным распределением температуры. Это объясняется тем, что

сильнее всего коэффициент теплопроводности поперек поля подавляется во внешней оболочке, где $\omega\tau \gg 1$. Подавленный поток тепла на магнитном экваторе приводит к уменьшению градиента температуры в коре, поэтому на магнитном полюсе изменение температуры в коре выше, чем на экваторе.

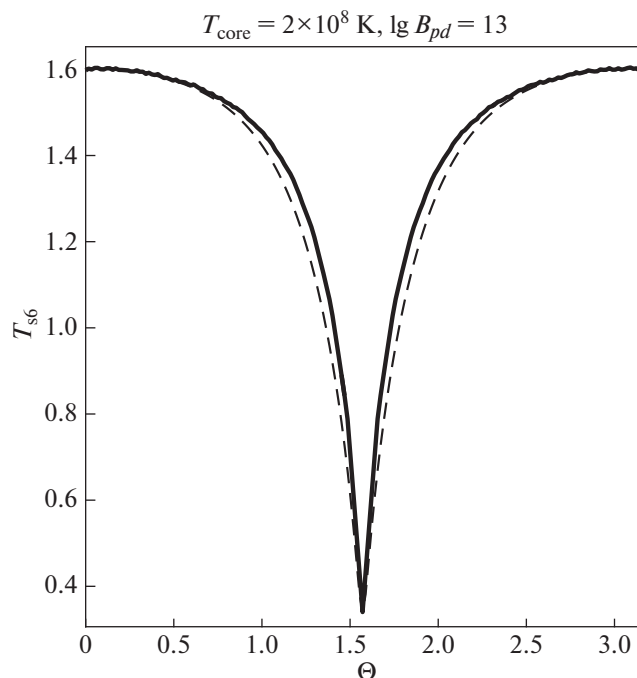


Рис. 7. Распределение температуры на поверхности НЗ для дипольного магнитного поля с индукцией на полюсе $B_{pd} = 10^{13}$ Гс, и $T_{\text{core}} = 2 \times 10^8$ К как функции полярного угла θ . Сплошная линия – полученная в расчетах зависимость, штриховая линия – зависимость, посчитанная по формуле (37).

На рис. 7 представлено найденное в расчетах распределение температуры по поверхности НЗ, соответствующее распределению из рис. 6, а так-

же полуаналитическое распределение температуры из классической работы [33] с рассчитанными нами значениями температур на полюсе и экваторе НЗ:

$$T_s(B, \theta) = [T_s^4(0) \cos^2 \theta_B + T_s^4(\pi/2) \sin^2 \theta_B]^{1/4}. \quad (37)$$

Из рис. 7, 8 видно, что для чисто дипольных конфигураций магнитного поля угловая зависимость температуры хорошо описывается формулой Гринштейна и Хартке (37) из [33]. В наших расчетах получены следующие параметры. Для $T_{\text{core}} = 2 \times 10^8$ К температура внешней границы коры на магнитном полюсе $T_{b\parallel} \approx 1.74 \times 10^8$ К, на поверхности $T_{s\parallel} \approx 1.60 \times 10^6$ К, а на экваторе $T_{b\perp} \approx 1.99 \times 10^8$ К и $T_{s\perp} \approx 0.34 \times 10^6$ К. Отношение температур $T_{s\parallel}/T_{s\perp}$ на поверхности равно 4.72. Из рис. 7, 8 видно, что анизотропия в оболочке усиливается по мере охлаждения НЗ, так, при $T_{\text{core}} = 10^9$ К отношение температур на полюсе и экваторе $T_{s\parallel}/T_{s\perp} = 2.55$, а при $T_{\text{core}} = 5 \times 10^7$ К отношение $T_{s\parallel}/T_{s\perp} = 7.10$ В табл. 5 представлены полные светимости НЗ $L = 2\pi R_{\text{out}}^2 \sigma \int_0^\pi T^4 \sin \theta d\theta$ и средние эффективные значения температуры. При этом для квадрупольных полей ($B_{pq} = 1 \times 10^{13}$) светимости НЗ меняются незначительно.

В качестве еще одного теста наши расчеты с дипольным полем правильнее всего сравнить с работами [12, 13] (случай т.н. “core-dipole configurations”), поскольку в них физическая постановка задачи близка к нашей (хотя в [13] рассмотрен

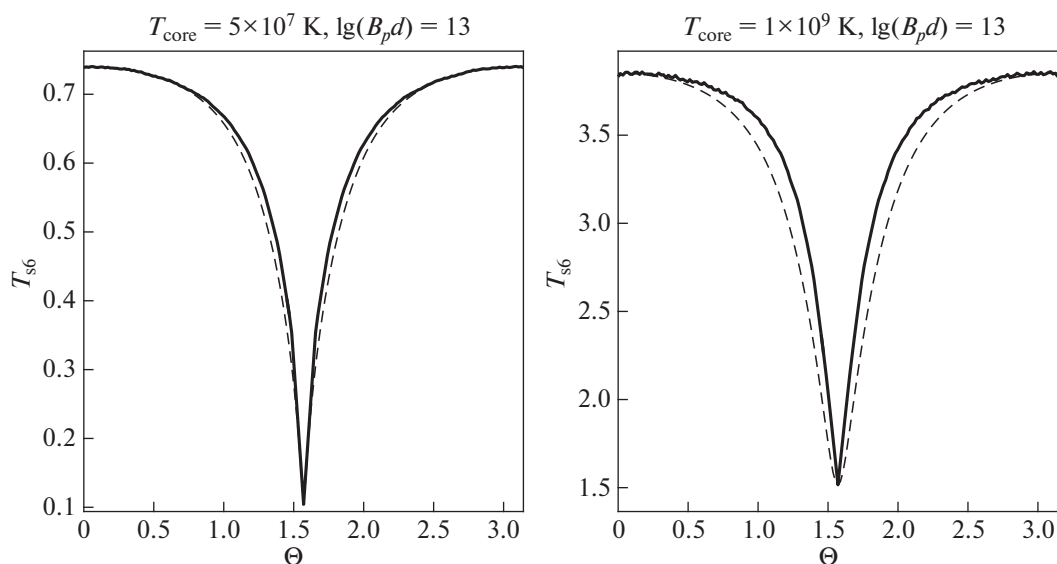


Рис. 8. То же, что на рис. 7, для $T_{\text{core}} = 5 \times 10^7$ К (слева) и $T_{\text{core}} = 10^9$ К (справа).

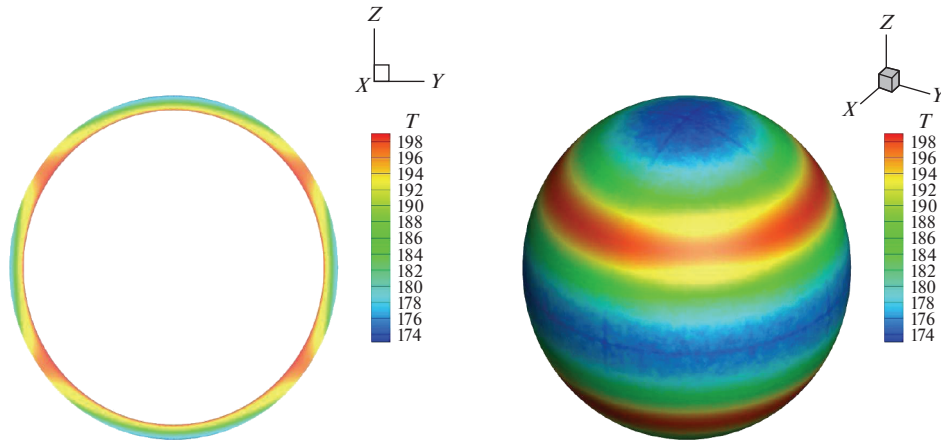


Рис. 9. Распределение температуры в коре НЗ для квадрупольного поля (7) с индукцией на полюсе $B_{pq} = 10^{13}$ Гс, и $T_{core} = 2 \times 10^8$ К (здесь и далее в единицах 10^6 К) для плотностей $\rho = 10^{10} - 2 \times 10^{14}$ г/см³. Слева – сечение в плоскости Y-Z, справа – трехмерная проекция поверхности коры НЗ при плотности $\rho_{out} = 10^{10}$ г/см³.

случай сконденсировавшейся внешней оболочке). Наши результаты находятся в хорошем согласии с работой [12]. Так, для НЗ с температурой ядра $T_{core} = 10^8$ К и индукцией дипольного поля на полюсах $B_{pd} = 1 \times 10^{13}$ значения температур поверхности на магнитных полюсе и экваторе равны соответственно 1.09×10^6 К и 0.18×10^6 К, что визуально очень близко к аналогичным значениям в [12]. Угловая зависимость также воспроизводится с хорошей точностью. Расчеты с “core”-конфигурациями в [13] качественно близки к нашим, хотя в данной работе температура поверхности выше, чем у нас, при одних и тех же T_{core} .

На рис. 9, 10 представлено то же, что на рис. 6, 7, но для квадрупольного поля (8) с индукцией $B_{pq} = 1 \times 10^{13}$ Гс на полюсе. При этом в распределении поверхностной температуры наблюдаются два “провала”. На рис. 10 представлено распределение температуры по поверхности НЗ, соответствующее распределению из рис. 9.

Далее мы рассмотрели соосные конфигурации дипольного и квадрупольного поля вместе. На рис. 11 дипольная составляющая магнитного поля осталась прежней для $T_{core} = 2 \times 10^8$ К.

Таблица 5. Светимость и эффективная температура НЗ с дипольным магнитным полем

T_{core}	5×10^7 К	2×10^8 К	10^9 К
L , эрг/с	1.6101e+32	3.6151e+33	1.3262e+35
T_{eff} , К	6.3966e+05	1.3924e+06	3.4268e+06

При наличии слабого квадрупольного поля максимумы температуры сдвигаются в сторону от $\theta = \pi/2$ и становятся уже 2π -периодичными по полярному углу, при этом если поле “в основном” дипольное, то имеется один “провал” температуры чуть выше магнитного экватора. В случае же, когда квадруполь доминирует, имеют место уже два смещенных “провала”.

В работе были проведены расчеты анизотропного распространения тепла во внешних слоях замagnetизированных НЗ для случаев, когда магнитное поле НЗ имеет осевую симметрию.

В дальнейшем мы планируем провести моделирование данной задачи в случае, когда в магнитном поле отсутствует осевая симметрия, а также рассмотреть наблюдательные проявления анизотропного распространения тепла.

Работа была выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 17-02-00760, 18-02-00619 и 18-29-21021, а также при частичной поддержке программы фундаментальных исследований РАН No.12 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной”.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Метод опорных операторов на сетке, состоящей из тетраэдров

Для численного решения данной задачи мы применили операторный подход к теории разностных схем, предложенный А.А. Самарским. Метод опорных операторов (операторно-разностный метод, метод Самарского) был развит А.А. Самарским [42] и его учениками. В работах Н.В. Арделяна на основе методики опорных операторов был разработан операторно-разностный

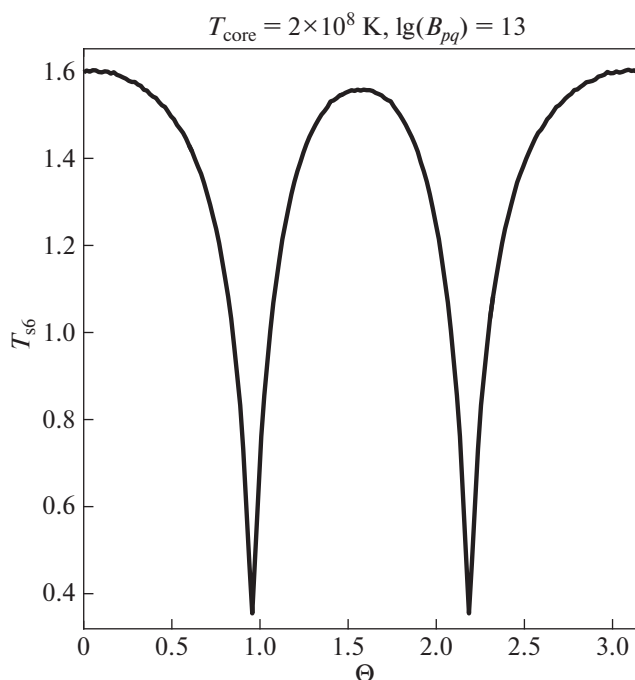


Рис. 10. Распределение температуры на поверхности НЗ для квадрупольного магнитного поля с индукцией $B_{pq} = 1 \times 10^{13}$ Гс на полюсе для $T_{\text{core}} = 2 \times 10^8$ К.

метод для уравнений математической физики на треугольной сетке [43–45]. Данный метод позволяет получить полностью консервативные разностные схемы, при этом сеточные аналоги дифференциальных операторов векторного анализа

удовлетворяют сеточным аналогам соответствующих соотношений (сопряженность градиента и дивергенции, равенство нулю дивергенции от ротора, ротора от градиента и т.д.), что и сами дифференциальные операторы. В двумерной лагранжевой постановке этот метод был успешно применен для численного решения ряда астрофизических задач, таких как коллапс быстровращающегося замагниченного протозвездного облака [46], магниторотационный взрыв сверхновой [47] и др.

В работе [48] данный метод был развит для решения трехмерных задач. Были построены трехмерные конечно-разностные аппроксимации основных дифференциальных операторов (дивергенция, градиент и др.) векторного анализа на неоднородной сетке, состоящей из тетраэдров. При построении сеточных операторов использовалась ячеечно-узловая аппроксимация, означающая, что некоторые функции определены в узлах сетки, а некоторые функции определены в ячейках сетки и граничных узлах. При получении операторов использовались разностные аналоги интегральных соотношений, и полученные с использованием такого подхода разностные операторы удовлетворяют тем же тождествам, что и сами дифференциальные операторы. Для разностной аппроксимации различных краевых задач были построены (также с учетом сеточных аналогов интегральных соотношений) граничные операторы, отвечающие за дифференцирование функций в граничных узлах расчетной области. Схема построения граничного оператора допускает несколько вариантов шаблона для него: один

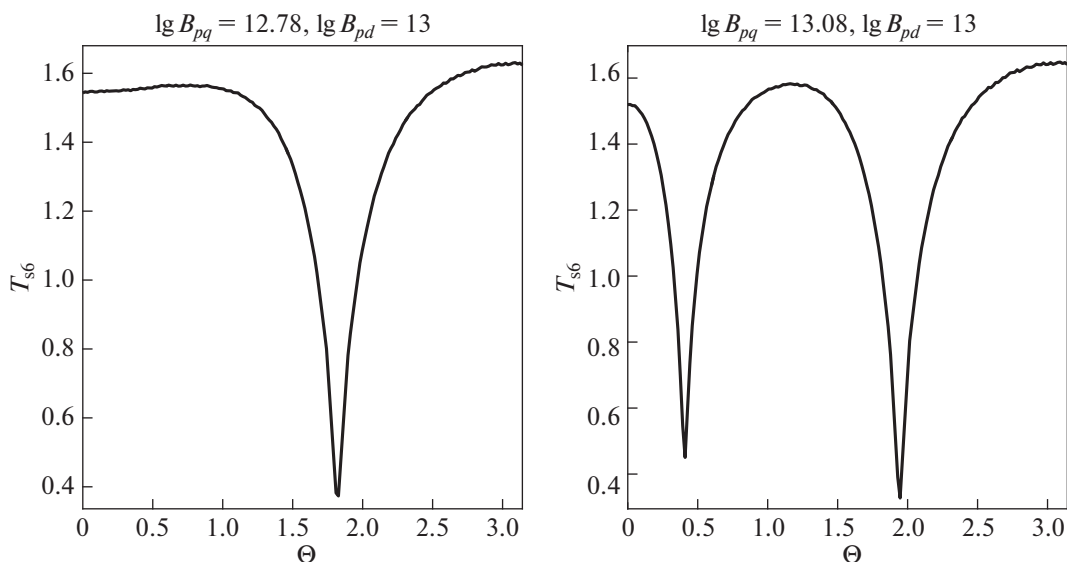


Рис. 11. Распределение температуры на поверхности НЗ для суммы магнитных полей, слева – дипольно- ($B_{pq} = 6 \times 10^{12}$ Гс), справа – квадрупольнодоминирующая ($B_{pq} = 1.2 \times 10^{13}$ Гс) конфигурация полей для $T_{\text{core}} = 2 \times 10^8$ К.

локальный (оператор строится с учетом значений функции, на которую он действует, только в искомом граничном узле) и два нелокальных (оператор строится с учетом значений функции в искомом граничном узле и в граничных узлах-соседах). Все три варианта шаблона для граничных операторов были построены и протестированы вместе с аппроксимациями дифференциальных операторов внутри расчетной области.

В следующих подразделах приведены вывод вышеупомянутых операторов и описание методики численного решения краевой задачи для трехмерного уравнения теплопроводности в коре НЗ (36).

Разностные аналоги дифференциальных операторов

Рассмотрим сетку, состоящую из тетраэдров. На этой сетке, следуя [43–45], введем линейные сеточные пространства ячеечных функций, узловых функций и функций, определенных в граничных узлах. Такой формальный подход позволяет исследовать разностные схемы на аппроксимацию и устойчивость при помощи современных эффективных методов [42, 49].

Сначала мы введем сеточный оператор градиента, который переводит скалярную узловую функцию в ячеечную векторную функцию. Для определения сеточного аналога непрерывного градиента мы использовали следующее инвариантное определение оператора *grad*:

$$\nabla p = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \int_S p * d\vec{S}. \tag{38}$$

Пусть *p* – скалярная узловая сеточная функция. Внутри каждой ячейки мы дополнительно определяем ее как линейную интерполяцию узловых значений *p* в узлах, по которым строится ячейка.

После интегрирования этой линейной интерполяции при помощи теоремы о среднем, получаем определение сеточного аналога оператора *grad*:

$$(\nabla_{\Delta} p)_i = \frac{1}{V_i} \sum_{k=1}^4 (\bar{p}_k S_k \bar{n}_k)_i. \tag{39}$$

Здесь $\bar{p}_k = \frac{(p_1 + p_2 + p_3)_k}{3}$ – это среднее интерполированное значение *p* в *k*-ой грани тетраэдра, индексы 1, 2 и 3 отвечают узловым значениям *p* в *k*-й грани; \bar{n}_k – это единичная внешняя по отношению к тетраэдру нормаль к *k*-й грани, S_k – площадь *k*-й грани ячейки, и V_i – это объем ячейки с индексом *i*. Выражение (39) является аппроксимацией первого порядка для дифференциального оператора *grad*. Сеточные аналоги дру-

гих операторов (переводящих функции из узлов в ячейки), таких как *div(vector)*, *div(tensor)*, *grad(vector)*, *rot(vector)* и т.д., могут быть получены аналогичным образом.

Введем скалярные произведения в сеточных линейных пространствах $(p, g)_{\alpha} = \sum_s U_s p_s g_s$, α отвечает ячеечным и узловым пространствам. Для ячеек $U_s = V_i$ – объем ячейки, для узлов $U_s = W_j$, здесь $W_j = \frac{1}{4} \sum_{k=1}^{K_j} V_k$ – “объем узла” (см. [43] и ссылки в ней).

Разностный аналог оператора дивергенции (оператор действует на ячеечную векторную функцию, результат действия оператора – узловая скалярная функция) строится таким образом, чтобы быть сопряженным разностному оператору *-grad* (39). Для этого используется формула Грина и ее разностный аналог (в случае, когда все функции обращаются в ноль на границе расчетной области или сама область бесконечна):

$$\int p \nabla \cdot \vec{v} dV + \int \vec{v} \cdot \nabla p dV = 0. \tag{40}$$

Сеточный аналог формулы Грина (40) записывается в терминах скалярного произведения в соответствующих сеточных пространствах:

$$(\vec{v}, \nabla_{\Delta} p) + (\nabla_{\times} \cdot \vec{v}, p) = 0, \tag{41}$$

$$\sum_{l=1}^{N_L} \nabla_{\times} \cdot \vec{v}_l p_l W_l = - \sum_{k=1}^{K_j} \vec{v}_k \nabla_{\Delta} p_k V_k.$$

Здесь N_L и K_j – это полные числа узлов и ячеек сетки соответственно. После перегруппировки членов в (41) разностный аналог для оператора *div* в искомом *j*-ом узле может быть записан в следующей форме:

$$(\nabla_{\times} \cdot \vec{v})_j = - \frac{1}{3W_j} \sum_{k=1}^{K_j} \vec{v}_k \cdot (\bar{n}_1 S_1 + \bar{n}_2 S_2 + \bar{n}_3 S_3)_k. \tag{42}$$

Здесь K_j – это число соседей-ячеек узла *j*, \vec{v}_k – значение ячеечной функции \vec{v} в *k*-й ячейке. Индексы 1, 2 и 3 соответствуют граням ячейки *k*, включающим узел *j*. Суммирование производится по всем ячейкам, прилегающим к *j*-му узлу.

Граничные операторы

Для численного решения краевых задач необходимо сформулировать сеточные аналоги краевых условий различного вида.

По аналогии с двумерным подходом из [43], введем граничный оператор Φ на трехмерной сетке из тетраэдров. Оператор Φ действует на элементы из пространства функций в граничных узлах. Результат действия граничного оператора – функция, определенная в граничных узлах сетки,

(но сам тип функции после действия граничного оператора меняется: вектор может стать скаляром, диадик – вектором и т.п.). Оператор строится так, чтобы удовлетворять аналогу интегрального соотношения Грина для области вместе с границей:

$$(p, \nabla \cdot \vec{v}) + (\nabla p, \vec{v}) = \oint p \vec{v} d\vec{S},$$

$$\sum_{l=1}^{N_l} \nabla_{\times}^0 p_l \vec{v}_l W_l + \sum_{k=1}^{K_j} p_k \nabla_{\Delta} \cdot \vec{v}_k V_k = \sum_{q=1}^{K_{\Gamma}} \Phi \cdot \vec{v}_q p_q W_q. \quad (43)$$

Здесь K_{Γ} это полное количество граничных узлов расчетной области, W_q – это “объем” граничного узла [43]. Верхний нулевой индекс в ∇_{\times}^0 означает, что оператор действует только на ячеечные функции.

Граничный оператор Φ может быть введен тремя способами, которые приводят к трем разным шаблонам для этого оператора. Первый способ – это простое численное интегрирование по поверхности ячеек в окрестности соответствующего граничного узла

$$(\Phi \cdot \vec{v})_{\gamma} = \frac{\vec{v}_{\gamma}}{3W_{\gamma}} \cdot \sum_{q=1}^{K_{\gamma}} \vec{n}_q S_q, \quad (44)$$

где K_{γ} – это количество граничных соседей-узлов к искомому граничному узлу с индексом гамма. Заметим, что эта аппроксимация граничного оператора требует значения граничной функции только в самом искомом узле (локальный шаблон). При этом данный оператор теряет аппроксимацию в случае, если граница не очень гладкая [44].

Второй способ – численное интегрирование с учетом интерполяции граничной функции из соседних граничных узлов:

$$(\Phi \cdot \vec{v})_{\gamma} = \frac{1}{9W_{\gamma}} \sum_{q=1}^{K_{\gamma}} (\vec{v}_1 + \vec{v}_2 + \vec{v}_{\gamma})_q \cdot \vec{n}_q S_q. \quad (45)$$

В (45) \vec{v}_1 и \vec{v}_2 – это значения функции \vec{v} в граничных узлах, на которых лежит q -я граничная грань ячейки, прилежащей к граничному узлу γ .

Чтобы получить третью формулу, вводятся фиктивные ячейки вне расчетной области, далее вывод Φ проводится так же, как и в работе [45].

В итоге получается следующая аппроксимация граничного оператора Φ :

$$(\Phi \cdot \vec{v})_{\gamma} = \frac{1}{12W_{\gamma}} \left(\sum_{q=1}^{K_{\gamma}} (\vec{v}_1 + \vec{v}_2 + \vec{v}_{\gamma})_q \cdot \vec{n}_q S_q + \vec{v}_{\gamma} \cdot \sum_{q=1}^{K_{\gamma}} \vec{n}_q S_q \right). \quad (46)$$

Разностная аппроксимация оператора div с учетом границы может быть записана в виде $(\nabla \cdot \vec{v} = \nabla_{\times}^0 \cdot \vec{v} + \Phi \cdot \vec{v} + O(\Delta x)$, Δx – характерный размер ячейки). Трехмерные граничные операторы для других разностных аналогов операторов, переводящих функции из ячеек в узлы, могут быть построены аналогичным образом.

Разработанные нами трехмерные аналоги основных дифференциальных операторов были протестированы на задаче о нахождении трехмерного ньютоновского гравитационного потенциала [48].

Операторная формулировка задачи

При помощи подхода, разработанного в [43], нам необходимо включить граничные условия в операторно-разностную форму решаемой задачи. Запишем систему уравнений (36) в разностной форме во всей области вместе с границей:

$$\begin{cases} \nabla_{\times}^0 \cdot \kappa \cdot \nabla_{\Delta} T + \delta_1 \Phi \cdot \kappa \cdot \Phi^* T + \delta_2 \Phi \cdot \kappa \cdot \Phi^* T = 0, \\ \delta_1 T = T_{\text{core}}, \\ \delta_2 (\kappa \cdot \Phi^* T + \bar{n} \sigma T_s^4) = 0. \end{cases} \quad (47)$$

Здесь оператор δ определяется следующим образом: он равен 0 во внутренних узлах сетки и 1 на границе, индексы 1 и 2 отвечают сорту границы, 1 – внутренняя, 2 – внешняя граница. При этом температура поверхности определяется по $T_s - T_b$ -соотношению: $T_s = T_b(\delta_2 T)$. Температура задана в узлах сетки, а магнитное поле и плотность – в ячейках и граничных узлах сетки. Слагаемые $\delta_{1,2} \Phi \cdot \kappa \cdot \Phi^* T$ в первом уравнении (47) доопределяют уравнение теплопроводности на границах области. Φ^* – это граничный оператор, сопряженный к Φ . Он также определяется формулой (46), но действует на скалярную функцию как градиент в граничных узлах сетки.

Поддействуем на последнее уравнение в (47) скалярным граничным оператором Φ и вычтем его из первого уравнения, получится следующая система

$$\begin{cases} \nabla_{\times}^0 \cdot \kappa \cdot \nabla_{\Delta} T + \delta_1 \Phi \cdot \kappa \cdot \Phi T - \delta_2 \Phi \cdot \bar{n} \sigma T_s^4 = 0, \\ \delta_1 T = T_{\text{core}}. \end{cases}$$

После этого выделим первую границу в первом уравнении из (47) и умножим первое уравнение из (47) на δ_1 , затем, после вычитания одного выражения из другого и подстановки граничного условия Дирихле на внутренней границе можно получить итоговую операторно-разностную задачу:

$$(I - \delta_1) \nabla_{\times}^0 \cdot \kappa \cdot \nabla_{\Delta} (I - \delta_1) T + (I - \delta_1) \nabla_{\times} \cdot \kappa \cdot \nabla_{\Delta} T_{\text{core}} - \delta_2 \Phi \cdot \bar{n} \sigma T_s^4 = 0, \quad (48)$$

где I — единичный оператор. Полученное операторное уравнение является конечно-разностной аппроксимацией решаемой краевой задачи (36).

Алгоритм решения задачи о теплопроводности во внешних слоях замагниченных НЗ

В работе ищется стационарное распределение температуры для краевой задачи (36) с граничными условиями (35). При этом необходимо решать эту задачу самосогласованно, поскольку поверхностная температура T_s , входящая в краевое условие на внешней границе (35), сама является функцией температуры в коре. Нами была реализована итерационная процедура установления (релаксации): задача решается с граничными условиями первого рода на внутренней границе и второго рода на внешней границе до тех пор, пока не выполнится неравенство $\max \left| \frac{T_s^n - T_s^{n-1}}{T_s^{n-1}} \right| < \varepsilon$, где n — номер итерации, ε — это некоторое заданное малое число. При этом после каждой итерации значение T_s уточняется при помощи $T_s - T_b$ -соотношения по полученному в ходе предыдущей итерации значению температуры на внешней границе коры. T_s^0 для граничного условия на первой итерации решения данной задачи получается из начального приближения для температуры коры. Это, в некотором смысле, эквивалентно решению нестационарного трехмерного уравнения теплопроводности с граничными условиями первого и третьего рода, причем значение потока тепла $\sigma T_s^4(T)$ в граничном условии (36) берется с предыдущего слоя по времени.

На каждой итерации по “времени” система уравнений (36) решается операторно-разностным методом, описанным выше.

Операторно-разностное уравнение (48) нелинейно по T^n и решается для каждого n методом Ньютона, на каждой итерации по методу Ньютона возникающая система линейных алгебраических уравнений решается итерационным методом Зейделя. Таким образом, следуя описанной выше итерационной процедуре, можно получить самосогласованные распределения температуры в объеме коры и на поверхности НЗ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. A. Pons, F. M. Walter, J. M. Lattimer, et al., *Astrophys. J.* **564**, 981 (2002).
2. D. L. Kaplan and M. H. van Kerkwijk, *Astrophys. J. Lett.* **628**, L45 (2005).
3. D. L. Kaplan, S. R. Kulkarni, and M. H. van Kerkwijk, *Astrophys. J. Lett.* **588**, L33 (2003).
4. F. Haberl, *Mem. Soc. Astron. It.* **75**, 454 (2004).
5. Г. С. Бисноватый-Коган, Ю. Н. Куликов, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **53**, 975 (1976).
6. G. S. Bisnovaty-Kogan and M. V. Glushikhina, *Plasma Physics Reports* **44**, 4, 355 (2018).
7. V. Urpin and D. G. Yakovlev, *Sov. Astron.* **24**, 303 (1980).
8. E. Flowers and N. Itoh, *Astrophys. J.* **206**, 218 (1986).
9. E. H. Gudmundsson, C. J. Pethick and R. I. Epstein, *Astrophys. J.* **272**, 286 (1983).
10. A. Yu. Potekhin and D. G. Yakovlev, *Astron. and Astrophys.* **374**, 213 (2001).
11. A. Yu. Potekhin, J. A. Pons, and D. Page, *Space Science Rev.* **191**, 239 (2015).
12. U. Geppert, D. Kuker, and D. Page, *Astron. and Astrophys.* **426**, 267 (2004).
13. J. F. Perez-Azorin, J. A. Miralles, and J. A. Pons, *Astron. and Astrophys.* **451**, 1009 (2006).
14. U. Geppert, D. Kuker, and D. Page, *Astron. and Astrophys.* **457**, 937 (2006).
15. D. N. Aguilera, J. A. Pons, and J. A. Miralles, *Astron. and Astrophys.* **486**, 255 (2008).
16. J. A. Pons, J. A. Miralles, and U. Geppert, *Astron. and Astrophys.* **496**, 207 (2009).
17. D. Viganò, N. Rea, J. A. Pons, D. N. Aguilera, and J. A. Miralles, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **434**, 123 (2013).
18. С. И. Брагинский, *Вопросы теории плазмы. Выпуск 1* (М.: ГосАтомИздат, 1963).
19. С. И. Брагинский, *Журн. эксп. теор. физ.* **6**, 358 (1957).
20. Д. Г. Яковлев, В. А. Урпин, *Астрон. журн.* **57**, 526 (1980).
21. С. Чепмен, Т. Каулинг, *Математическая теория неоднородных газов* (М.: Издательство иностранной литературы, 1960).
22. Дж. Займан, *Электроны и фононы. Теория явлений переноса в твердых телах* (М.: Издательство иностранной литературы, 1962).
23. Г. С. Бисноватый-Коган, *Физические основы теории звездной эволюции* (М.: Наука, 1989).
24. R. D. Blandford, J. H. Applegate, and L. Hernquist, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **204** 1025 (1983).
25. G. S. Bisnovaty-Kogan and M. V. Glushikhina, *Plasma Physics Reports* **44**, 12, 1114 (2018).
26. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц *Теоретическая физика. Теория поля* (М.: Наука, 1988).
27. F. Douchin and P. Haensel, *Astron. and Astrophys.* **380**, 151 (2001).
28. E. Chabanat, E. Bonche, E. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer, *Nucl. Phys. A* **627**, 710 (1997).
29. E. Chabanat, E. Bonche, E. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer, *Nucl. Phys. A* **635**, 231 (1998).
30. G. Baym, H. Bethe, and Ch. Pethick, *Nucl. Phys. A* **175**, 255 (1971).
31. G. Baym, Ch. Pethick, and D. Sutherland, *Astrophys. J.* **170**, 306 (1971).
32. G. B. Rybicki and A. P. Lightman, *Radiative processes in astrophysics* (WILEY-VCH, 2004).

33. *G. Greenstein and G. J. Hartke*, *Astrophys. J.* **271**, 283 (1983).
34. *N. A. Silant'ev and D. G. Yakovlev*, *Astrophys. Space Sci.* **71**, 45 (1980).
35. *A. Y. Potekhin, G. Chabrier, and D. G. Yakovlev*, *Astrophys. Space Sci.* **308**, 353 (2007).
36. *S. I. Blinnikov, N. V. Dunina-Barkovskaya, and D. K. Nadyozhin*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **106**, 171 (1996).
37. *G. Chabrier and A. Yu. Potekhin*, *Phys. Rev. E* **58**, 4941 (1998).
38. *H. M. Antia*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **84**, 101 (1993).
39. *В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Путаевский* *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989).
40. *М. Шварцшильд*, *Строение и эволюция звезд* (М.: Эдиториал УРСС, 2004).
41. *В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной*, *Журн. эксп. теор. физ.* **47**, 1030 (1964).
42. *А. А. Самарский*, *Теория разностных схем* (М.: Наука, 1989).
43. *N. V. Ardeljan and K. V. Kosmachevskii*, *Comput. Math. Modelling* **6**, 209 (1995).
44. *N. V. Ardelyan and I. S. Gush'in*, *Vestnik MSU* **15**, 3, 3 (1982).
45. *Н. В. Арделян, К. В. Космачевский, С. В. Черниговский*, *Вопросы построения и исследования полностью консервативных разностных схем магнитной газодинамики* (М.: МГУ, 1987).
46. *N. V. Ardeljan, G. S. Bisnovatyi-Kogan, and S. G. Moiseenko*, *Astron. and Astrophys.* **355**, 1181 (2000).
47. *N. V. Ardeljan, G. S. Bisnovatyi-Kogan, and S. G. Moiseenko*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **359**, 333 (2005).
48. *I. A. Kondratyev and S. G. Moiseenko*, *J. Phys. Conf. Ser.* **1163**, 012069 (2019).
49. *А. А. Самарский, Ю. П. Попов*, *Разностные методы решения задач газовой динамики* (М.: Наука, 1992).

УДК 524.527

ОБЗОР ОБЛАСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД В ЛИНИЯХ ДЕЙТЕРИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛ

© 2020 г. Е. А. Трофимова^{1,*}, И. И. Зинченко^{1,**}, П. М. Землянуха^{1,***}, М. Томассон^{2,****}

¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

² Чалмерский технологический университет, Обсерватория Онсала, СІТУ, Швеция

*E-mail: pani.trofimova@gmail.com

**E-mail: zin@appl.sci-nnov.ru

***E-mail: g.pzemlyan@gmail.com

****E-mail: magnus.thomasson@chalmers.se

Поступила в редакцию 06.08.2019 г.

После доработки 22.11.2019 г.

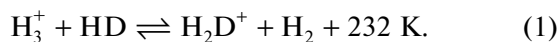
Принята к публикации 22.11.2019 г.

При помощи 20-м радиотелескопа Обсерватории Онсала (Швеция) выполнен обзор областей образования массивных звезд в линиях низших переходов дейтерированных молекул DCN, DNC, DCO⁺, N₂D⁺ в диапазоне длин волн 4 мм. Всего наблюдалось около 60-ти источников. Линии DCN, DNC и DCO⁺ зарегистрированы примерно в трети из них, линии N₂D⁺ только в двух. Получены оценки относительного содержания молекул, степени обогащения дейтерием и проанализированы зависимости этих параметров, а также отношений содержаний различных дейтерированных молекул от температуры и от дисперсии скоростей. Найдено, что относительное содержание DCN и DNC и отношение DCN/HCN примерно постоянны в интервале температур от ~15 К до ~55 К, в то время как относительное содержание DCO⁺ уменьшается с ростом температуры. Среднее отношение DCN/HCN ~ 10⁻² для источников, зарегистрированных в линии DCN. Выявлена корреляция между отношениями содержаний некоторых молекул и дисперсией скоростей. При этом существует корреляция между шириной линии и температурой.

DOI: 10.31857/S0004629920030044

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект обогащения молекулярного газа дейтерием в межзвездных облаках (т.е. увеличение относительного содержания дейтерированных молекул) достаточно хорошо известен. Он связан с экзотермичностью реакций замены протона дейтерием в молекулах, которые лежат в основе цепочек химических реакций, ведущих к образованию большинства других молекул (например, [1]). В первую очередь это относится к реакции



Помимо этого важную роль играет вымораживание на пылинках молекул, например CO, которые разрушают H₂D⁺, а также уменьшение при этом степени ионизации газа, что снижает скорость рекомбинации H₂D⁺.

До сих пор этот эффект изучался в основном в холодных облаках сравнительно небольшой массы, где он оказывается особенно значительным. Исследования данного эффекта в областях образования массивных звезд, где температура замет-

но выше, пока очень ограничены. Обычно считается, что в таких областях он значительно слабее, поскольку должен быстро уменьшаться с ростом температуры. Тем не менее он наблюдался в ряде инфракрасных темных облаков и в других областях образования звезд большой массы [например, 2–5]. Недавно был выполнен обзор 59 таких областей в линиях некоторых дейтерированных молекул [6]. Были найдены признаки изменения степени обогащения дейтерием по мере эволюции объектов и корреляция со светимостью центрального источника. Имеются детальные химические модели, описывающие ожидаемое содержание дейтерированных молекул [7].

Исследования содержания дейтерированных молекул в межзвездных облаках проводятся по данным наблюдений их вращательного спектра. При этом низшие вращательные переходы $J = 1 - 0$ обычно не наблюдаются, поскольку для таких молекул, как DCN, DNC, DCO⁺, N₂D⁺ они попадают в диапазон длин волн 4 мм, который довольно плохо освоен в радиоастрономии. Это связано с наличием сильной полосы поглощения

атмосферного кислорода вблизи 60 ГГц. В то же время наблюдения низших вращательных переходов важны для более точного определения полного числа молекул на луче зрения.

В настоящее время диапазон длин волн 4 мм доступен на 20-м радиотелескопе обсерватории Онсала Чалмерского технологического университета в Швеции, благодаря недавно разработанному и установленному там высокочувствительному приемнику данного диапазона [8]. В данной работе мы приводим результаты обзора нескольких десятков областей образования массивных звезд в линиях низших переходов дейтерированных молекул, выполненного с помощью этого инструмента. В разделе 2 приводится выборка наблюдавшихся источников, а также описываются процедуры наблюдений и обработки данных. В разделе 3 представлены результаты наблюдений и оценки содержания молекул. В разделе 4 дается анализ полученных результатов.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Выборка объектов для обзора была в основном составлена из источников, ранее наблюдавшихся нами в различных линиях [9–16]. Они были отобраны по наличию тех или иных признаков образования массивных звезд, таких как мазеры H_2O , мощные ИК источники, зоны ИП. Список источников приведен в табл. 1.

Наблюдения проводились на 20-м радиотелескопе обсерватории Онсала в Швеции с помощью приемника диапазона длин волн 4 мм [8] в рамках проекта O2016b-04. Для анализа спектра применялся спектроанализатор на основе быстрого преобразования Фурье, обеспечивающий одновременный анализ двух полос шириной по 2.5 ГГц (в двух поляризациях) с разрешением 76 кГц (что соответствует ~ 0.3 км/с). Использовались два варианта настройки приемника, при которых перекрывались следующие полосы частот: (1) 71.94–74.44 ГГц, (2) 75.45–77.95 ГГц, (3) 83.94–86.44 ГГц и (4) 87.45–89.95 ГГц. Одновременно наблюдались либо полосы (1, 3), либо (2, 4). Эти пары включают в себя нижнюю и верхнюю боковые полосы приемника соответственно. На этих частотах ширина диаграммы направленности на половинном уровне составляет от $\approx 50''$ до $\approx 40''$. Наблюдения проводились в основном в режиме диаграммной модуляции с разносом лучей около $11'$. Часть данных получена в режиме частотной модуляции. Точность наведения проверялась периодически по наблюдениям мажорных источников SiO, она составляла $\leq 5''$.

Список линий дейтерированных молекул, которые попадают в указанные полосы частот, приведен в табл. 2. Кроме них, в этих диапазонах присутствуют линии основных изотопов HCN и

HCO^+ , линии менее распространенных изотопов H^{13}CN , HC^{15}N и HC^{18}O^+ , а также линии ряда других молекул, включая CH_3CCH и CH_3CN , которые могут служить индикаторами температуры.

Минимальная шумовая температура системы в ходе наблюдений составляла около 150 К в ясную погоду. В неблагоприятных метеоусловиях шумовая температура возрастала до нескольких сотен К. Результаты представлены в шкале яркостных температур в главном лепестке диаграммы направленности с учетом коэффициента использования главного лепестка согласно документации на 20-м радиотелескоп.

Обработка данных проводилась при помощи пакета XS, разработанного Пером Бергманом в Обсерватории Онсала, а также пакета GILDAS, разработанного в Институте миллиметровой радиоастрономии¹. Оценка параметров выполнялась с помощью онлайн версии программы RADEX² [17] и пакета CASSIS³. Оценка коэффициентов корреляции и линейной регрессии с учетом данных, представленных верхними и нижними пределами, выполнялась с помощью программы ASURV Rev. 1.2 [18, 19]. Частоты переходов брались из баз данных NIST⁴ и SPLATALOGUE⁵.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

В результате обработки данных были определены параметры линий, приведенные в табл. 3 и 4. В табл. 3 показаны значения скорости (км/с), ширины линии (км/с) и интенсивностей (мК) для дейтерированных молекул, а в табл. 4 – такие же параметры для изотопов H^{13}CN и HC^{18}O^+ . Молекулы DCO^+ обнаружены в 16 источниках из 50 наблюдавшихся в полосе (1). Также в этой полосе частот в 17 источниках видны линии молекулы DCN. Полоса частот (2) наблюдалась в 47 источниках. В 15 из них видны молекулы DNC и только в двух – N_2D^+ . В 15 источниках из 50 наблюдавшихся в полосе частот (3) присутствует линия молекулы NH_2D . Результаты наблюдений NH_2D будут обсуждаться в отдельной публикации. В 4 источниках были обнаружены рекомбинационные линии водорода, которые также не будут подробно рассмотрены в данной работе. Ряд источников, таких как NGC2264, G202.99+2.11, S100 и G81.50+0.14 отсутствуют в табл. 3 и 4, поскольку в них не было обнаружено линий, интересных для настоящего исследования. Также в дальнейших расчетах не учитывались данные для источника

¹ <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>

² <http://var.sron.nl/radex/radex.php>

³ <http://cassis.irap.omp.eu>

⁴ <https://physics.nist.gov/cgi-bin/micro/table5/start.pl>

⁵ <http://www.cv.nrao.edu/php/splatalogue/>

Таблица 1. Список источников

Источник	RA(J2000) (h)(m)(s)	Dec(J2000) (°)(′)(″)	V_{LSR} (км/с)	Полосы		Примечания
				1+3	2+4	
G121.30+0.66	00:36:47.50	+63:29:02.1	-17.7	+	+	IRAS00338+6312
S184	00:52:25.15	+56:33:53.3	-30.4	+	+	G123.07-6.31, IRAS00494+5617
G125.52+2.03	01:15:43.03	+64:46:38.1	-54.5	+	+	IRAS01123+6430
S187(N ₂ H ⁺)	01:23:15.38	+61:49:43.1	-14.0	+	+	G126.68-0.81, IRAS01194+6136
G126.72-0.82	01:23:36.30	+61:48:47.1	-14.0	-	+	IRAS01202+6133
G133.69+1.22	02:25:28.23	+62:06:57.7	-43.1	+	+	
G133.71+1.22	02:25:40.56	+62:05:53.2	-38.9	+	+	IRAS02219+6152, AFGL326
G133.75+1.20	02:25:53.50	+62:04:10.7	-38.9	+	+	
G133.95+1.07	02:27:04.68	+61:52:25.5	-47.7	+	+	IRAS02232+6138, AFGL3314
S199	02:57:35.60	+60:17:22.0	-38.0	+	+	IRAS02575+6017, AFGL4029
S201	03:03:17.90	+60:27:52.0	-37.0	+	+	G138.5+1.6, IRAS02593+6016
AFGL490	03:27:31.51	+58:44:28.8	-12.0	+	+	IRAS03236+5836
G142.00+1.83	03:27:38.77	+58:47:00.1	0.0	+	+	
Per4	03:29:18.00	+31:27:31.0	7.6	+	+	G158.27-20.37
G170.66-0.27	05:20:16.14	+36:37:21.1	-18.8	+	+	IRAS05168+3634
G174.20-0.08	05:30:45.62	+33:47:51.6	-3.5	+	+	AFGL5142 45
G173.17+2.35	05:37:57.85	+35:58:40.5	-19.5	+	+	IRAS05345+3556
S231	05:39:12.90	+35:45:54.0	-16.6	+	+	G173.48+2.45, IRAS05358+3543
G173.58+2.44	05:39:27.94	+35:40:41.4	-16.0	+	+	IRAS05361+3539
S235	05:40:53.32	+35:41:48.7	-17.0	+	+	G173.72+2.70, IRAS05375+3540
G205.11-14.11	05:47:05.45	+00:21:50.0	9.8	+	-	AFGL818, NGC2071, IRAS05445+0016
G189.78+0.35	06:08:35.41	+20:39:02.9	9.1	+	+	
AFGL6366	06:08:41.00	+21:31:01.0	3.0	+	-	G189.03+0.78, IRAS06056+2131
S247	06:08:53.94	+21:38:36.6	3.3	+	+	G188.95+0.89, IRAS06058+2138
S255N	06:12:53.64	+18:00:26.8	7.1	+	+	G192.58-0.04
S255IR	06:12:54.00	+17:59:23.1	7.1	+	-	G192.60-0.05
G202.99+2.11	06:40:44.59	+09:48:12.6	18.0	+	-	
NGC2264	06:40:58.00	+09:53:42.0	18.0	+	-	G202.94+2.19
W217	06:41:10.96	+09:29:31.8	18.0	+	+	IRAS06384+0932, AFGL989
W40	18:31:15.75	-02:06:49.3	5.0	-	+	
G34.40+0.23	18:53:17.41	+01:24:54.6	59.4	-	+	IRAS18507+0121
G34.26+0.15	18:53:18.80	+01:14:55.6	60.4	-	+	IRAS18507+0110
G37.43+1.51	18:54:14.30	+04:41:39.0	44.0	-	+	IRAS18517+0437
G58.47+0.43	19:38:58.12	+22:46:32.2	37.3	+	+	IRAS19368+2239
S88B	19:46:47.32	+25:12:45.6	22.7	-	+	G61.48+0.10
S100	20:01:45.59	+33:32:41.1	-23.8	+	-	G70.29+1.60, IRAS19598+3324
G65.78-2.61	20:07:06.74	+27:28:52.9	8.0	+	-	IRAS20050+2720
G69.54-0.98	20:10:09.13	+31:31:37.3	11.8	+	-	IRAS20081+3122
G77.46+1.76	20:20:38.54	+39:38:18.9	3.1	+	+	IRAS20188+3928, JC20188+3928
G75.78-0.34	20:21:43.89	+37:26:38.6	-0.4	+	+	
G79.27+0.39	20:31:57.50	+40:18:30.0	1.2	+	+	
G79.34+0.33	20:32:21.80	+40:20:08.0	0.0	+	+	
W75N	20:38:36.93	+42:37:37.0	10.7	+	+	G81.87+0.78
W75(OH)	20:39:00.60	+42:22:48.8	-3.8	+	+	G81.72+0.57

Таблица 1. Окончание

Источник	RA(J2000) (h)(m)(s)	Dec(J2000) (°)(′)(″)	V_{LSR} (км/с)	Полосы		Примечания
				1+3	2+4	
W75S3	20:39:03.43	+42:25:53.0	2.1	+	+	G81.77+0.60
G81.50+0.14	20:40:08.30	+41:56:26.0	-4.5	+	+	
G92.67+3.07	21:09:21.74	+52:22:37.6	-15.2	+	+	
G99.98+4.17	21:40:42.36	+58:16:09.7	1.8	+	+	IRAS21391+5802, L1121
S140	22:19:18.20	+63:18:51.2	-7.0	+	+	G106.80+5.31
G109.87+2.11	22:56:18.10	+62:01:49.4	0.0	+	+	
G108.76-0.95	22:58:42.71	+58:47:09.2	-50.4	+	+	JC22566+5830
S153	22:58:47.66	+58:45:00.7	-51.0	+	+	G108.76-0.99, IRAS22566+5828
S152(OH)	22:58:49.60	+58:45:15.3	-52.7	+	-	G108.77-0.98
S156	23:05:09.90	+60:14:31.0	-50.6	+	+	G110.11+0.04
G111.54+0.78	23:13:44.72	+61:28:09.7	-57.6	+	+	IRAS23116+6111
S158	23:13:44.84	+61:26:50.7	-55.5	+	+	G111.53+0.76

Таблица 2. Наблюдаемые линии

Молекула	Переход	Частота, МГц	$E_{ур}$, К
DCO ⁺	1-0	72039.312	3.457
DCN	1-0 F ₁ = 1-1	72413.484	3.475
	1-0 F ₁ = 2-1	72414.905	3.475
	1-0 F ₁ = 0-1	72417.030	3.476
CH ₃ CN	4(3)-3(3)	73577.451	73.132
	4(2)-3(2)	73584.543	37.511
	4(1)-3(1)	73588.799	15.975
	4(0)-3(0)	73590.217	8.83
DNC	1-0	76305.697	3.662
N ₂ D ⁺	1-0 F ₁ = 1-1 F = 2-1,2	77107.798	3.701
	1-0 F ₁ = 2-1 F = 3-2	77109.632	3.701
	1-0 F ₁ = 0-1 F = 1-0,1,2	77112.130	3.701
HC ¹⁸ O ⁺	1-0	85162.223	4.087
CH ₃ CCH	5(3)-4(3)	85442.600	77.11
	5(2)-4(2)	85450.765	41.107
	5(1)-4(1)	85455.665	19.505
	5(0)-4(0)	85457.299	12.304
NH ₂ D	1(1,1) ⁺ - 1(0,1) ⁻ F = 2-2	85926.263	20.679
H ¹³ CN	1-0 F = 1-1	86338.737	4.144
	1-0 F = 2-1	86340.176	4.144
	1-0 F = 0-1	86342.255	4.144
HCN	1-0 F = 1-1	88630.416	4.254
	1-0 F = 2-1	88631.847	4.254
	1-0 F = 0-1	88633.936	4.254
HCO ⁺	1-0	89188.526	4.280

G133.71+1.22 из-за слишком большой ширины линии.

Для расчетов количества дейтерированных молекул на луче зрения и определения степени обогащения дейтерием в исследованных объектах необходимо знать кинетическую температуру газа в этих областях. Температуры некоторых наблюдавшихся источников известны и были взяты для расчетов из работ [11, 13, 15, 16, 20-24]. В нескольких источниках видны линии молекул типа симметричного волчка CH₃CN или CH₃CCH, которые являются хорошими индикаторами температуры достаточно плотного газа (например, [13]). Параметры линий этих молекул приведены в табл. 5. По вращательным диаграммам таких молекул с помощью пакета CASSIS были определены температуры источников, содержащих эти молекулы. Для этих расчетов были использованы параметры линий молекул CH₃CCH, поскольку они были зарегистрированы в большем числе источников. Однако кинетические температуры, полученные с использованием данных линий молекул CH₃CN, вполне соответствуют температурам источников, полученным по вращательным диаграммам молекул CH₃CCH. Например, для источника W75(OH) кинетическая температура, полученная по вращательной диаграмме молекул CH₃CN, составила 22.4 (7.2) К, в то время как температура этого источника, полученная по вращательной диаграмме молекул CH₃CCH, равна 29.6 К. В табл. 6 приведены кинетические температуры наблюдавшихся областей образования звезд с указанием способа их получения. В источниках, в которых температуры неизвестны и не было обнаружено линий молекул, по которым можно определить температуру, кинетические температуры газа были приняты равными 20 К.

Таблица 3. Параметры зарегистрированных линий дейтерированных молекул. В скобках приведены средне-квадратичные погрешности для последних знаков. Для источников, не зарегистрированных в данных линиях, использовались средние ширины линий других дейтерированных молекул и других узких линий, обнаруженных в конкретном источнике (см. п. 3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ).

Источник	DCO ⁺			DCN		
	V , км/с	I , мК	ΔV , км/с	V , км/с	I , мК	ΔV , км/с
G121.30+0.66	-16.98(02)	470(10)	1.69(05)	-17.17(04)	230(10)	2.09(09)
S184		<54	3.29		<54	3.29
G125.52+2.03		<68	2.22		<68	2.22
S187(N ₂ H ⁺)	-12.97(01)	1270(20)	0.95(02)	-13.30(04)	250(20)	0.97(06)
G126.72-0.82						
G133.69+1.22		<92	4.99		<92	4.99
G133.71+1.22		<58	13.3		<58	13.3
G133.75+1.20		<151	3.25		<151	3.25
G133.95+1.07		<83	5		<83	5
S199		<76	1.93		<76	1.93
S201		<64	2.83		<64	2.83
AFGL490	-12.40(01)	1210(20)	1.23(02)	-12.57(07)	150(10)	1.76(13)
G142.00+1.83		<118	2.04		<118	2.04
Per 4						
G170.66-0.27	-15.95(02)	690(30)	0.92(05)		<87	0.92
G174.20-0.08	-4.39(05)	580(40)	1.57(13)		<154	1.71
G173.17+2.35	-20.02(05)	500(20)	2.47(12)		<70	2.47
S231		<50	2.85	-16.56(09)	250(20)	2.47(15)
G173.58+2.44	-16.72(02)	640(30)	1.20(06)		<85	1.24
S235		<62	2.37		<62	2.37
G205.11-14.11		<127	1.85	8.66(04)	530(40)	0.9(08)
G189.78+0.35		<91	2.48		<91	2.48
AFGL6366		<78	2.53		<78	2.53
S247		<68	2.94		<68	2.94
S255N		<44	2.97	6.34(07)	250(10)	2.86(17)
S255IR		<154	2.32		<154	2.32
W217	5.89(04)	920(30)	2.90(09)	7.25(08)	370(30)	2.42(20)
W40						
G34.40+0.23						
G34.26+0.15						
G37.43+1.51						
G58.47+0.43		<64	2.59		<64	2.59
S88B						
G65.78-2.61		<80	3.07		<80	3.07
G69.54-0.98		<65	3.88		<65	3.88
G77.46+1.76	2.14(07)	350(30)	1.97(16)	2.02(10)	250(20)	2.28(19)
G75.78-0.34		<42	4.13	0.86(12)	210(10)	4.06(21)
G79.27+0.39	2.20(04)	930(30)	2.18(09)		<113	2.26
G79.34+0.33	1.39(05)	730(30)	2.29(12)		<165	1.85
W75N		<64	3.86	9.08(10)	400(20)	3.73(18)
W75(OH)		<79	4.65	-2.77(17)	560(24)	5.21(24)

Таблица 3. Продолжение

Источник	DCO ⁺			DCN		
	<i>V</i> , км/с	<i>I</i> , мК	ΔV , км/с	<i>V</i> , км/с	<i>I</i> , мК	ΔV , км/с
W75S3	-3.49(03)	550(20)	2.14(07)	-3.77(04)	390(10)	2.35(08)
G92.67+3.07		<63	2.21		<63	2.21
G99.98+4.17	1.13(03)	1430(60)	1.54(07)		<119	1.72
S140		<79	2.52	-6.74(06)	390(20)	2.42(11)
G109.87+2.11		<75	4.01		<75	4.01
G108.76-0.95	-49.42(01)	810(10)	1.89(03)	-49.87(04)	180(10)	1.30(09)
S153	-50.01(03)	890(30)	2.02(07)		<77	2.59
S152(OH)	-49.91(02)	1420(30)	1.68(04)	-50.17(10)	290(20)	2.41(17)
S156		<91	5.04		<91	5.04
G111.54+0.78		<58	3.76	-56.46(07)	420(20)	3.63(12)
S158		<32	4.66	-54.85(08)	430(20)	4.51(14)
Источник	DNC			N ₂ D ⁺		
	<i>V</i> , км/с	<i>I</i> , мК	ΔV , км/с	<i>V</i> , км/с	<i>I</i> , мК	ΔV , км/с
G121.30+0.66	-17.53(02)	330(10)	2.22(06)			
S184		<97	3.29			
G125.52+2.03		<106	2.22			
S187(N ₂ H ⁺)	-13.34(03)	470(20)	1.32(07)			
G126.72-0.82						
G133.69+1.22		<66	4.99			
G133.71+1.22		<31	13.3			
G133.75+1.20		<62	3.25			
G133.95+1.07		<67	5			
S199		<121	1.93			
S201		<104	2.83			
AFGL490	-12.57(01)	630(10)	1.39(02)	-12.50(05)	100(10)	1.99(09)
G142.00+1.83		<112	2.04			
Per 4	7.25(03)	930(05)	1.11(06)			
G170.66-0.27		<131	0.92			
G174.20-0.08	-3.99(06)	360(30)	1.85(15)			
G173.17+2.35		<96	2.47			
S231		<39	2.85			
G173.58+2.44	-16.60(04)	380(30)	1.29(10)			
S235		<114	2.37			
G205.11-14.11						
G189.78+0.35		<122	2.48			
AFGL6366						
S247		<108	2.94			
S255N		<90	2.97			
S255IR						
W217	7.02(07)	520(20)	3.53(16)			
W40						
G34.40+0.23						

Таблица 3. Окончание

Источник	DNC			N ₂ D ⁺		
	<i>V</i> , км/с	<i>I</i> , мК	ΔV , км/с	<i>V</i> , км/с	<i>I</i> , мК	ΔV , км/с
G34.26+0.15						
G37.43+1.51						
G58.47+0.43		<83	2.59			
S88B						
G65.78–2.61						
G69.54–0.98						
G77.46+1.76	1.90(06)	460(30)	1.90(15)			
G75.78–0.34		<38	4.13			
G79.27+0.39	1.89(02)	640(10)	2.33(04)	1.54(07)	140(10)	2.09(11)
G79.34+0.33	0.65(04)	440(30)	1.41(10)			
W75N		<96	3.86			
W75(OH)	–2.83(06)	460(10)	4.96(13)			
W75S3	–4.08(02)	80(20)	2.02(05)			
G92.67+3.07		<56	2.21			
G99.98+4.17	0.88(06)	460(40)	1.19(13)			
S140		<63	2.52			
G109.87+2.11		<63	4.01			
G108.76–0.95	–50.22(03)	530(20)	2.18(07)			
S153	–50.74(05)	480(20)	2.51(12)			
S152(OH)						
S156		<47	5.04			
G111.54+0.78		<43	3.76			
S158		<56	4.66			

Скорее всего, это холодные объекты и принятое значение представляет собой верхний предел. Для некоторых источников существуют разные оценки кинетической температуры газа и они приведены в табл. 6. Первыми указаны те, которые были использованы при расчетах.

Лучевые концентрации дейтерированных молекул на луче зрения оценивались в не-ЛТР модели с помощью программы RADEX путем подгонки модельной интенсивности линии к измеренному значению. В случае, когда в базе данных отсутствовала нужная молекула, подбирались наиболее близкая к ней по составу. Например, вместо отсутствующей в базе данных молекулы DCN бралась молекула HC¹⁵N, а вместо DNC бралась молекула HNC. Концентрация газа принималась равной 10⁵ см⁻³. Эта величина близка к так называемой критической концентрации газа для данных молекул, при которой скорости радиационных и столкновительных переходов сравниваются (например, [25]). В результате получают оценки лучевых концентраций, близкие к

минимальным. Изменение предполагаемой концентрации газа в любую сторону в оптически тонком случае приводит к росту оценки лучевой концентрации молекул. В качестве примера на рис. 1 показана зависимость от полной концентрации газа лучевой концентрации DCO⁺, нормированной на величину N_0 , соответствующую лучевой концентрации DCO⁺, полученной при параметрах $n(\text{H}_2) = 10^5 \text{ см}^{-3}$ и $T_k = 30 \text{ К}$. Изменение предполагаемой концентрации газа на порядок величины в любую сторону приводит к росту оценки лучевой концентрации DCO⁺ не более, чем в 3 раза. Для DCN и DNC критические концентрации газа должны быть в несколько раз выше, чем для DCO⁺, как и для основных изотопов этих молекул [25]. Соответственно для них подобные зависимости сдвинуты в сторону более высоких концентраций. В любом случае принятое значение концентрации газа дает оценки числа этих молекул на луче зрения, близкие к минимальным. Поряд-

Таблица 4. Параметры линий H^{13}CN и HC^{18}O^+

Источник	H^{13}CN			HC^{18}O^+		
	V , км/с	I , мК	ΔV , км/с	V , км/с	I , мК	ΔV , км/с
G121.30+0.66	-17.93(06)	154(6)	2.92(10)	-17.63(09)	129(13)	1.84(21)
S184	-31.36(06)	302(10)	3.29(10)			
G125.52+2.03						
S187(N_2H^+)		<58	1.08			
G126.72-0.82						
G133.69+1.22						
G133.71+1.22						
G133.75+1.20						
G133.95+1.07	-48.03(10)	504(17)	5.00(18)			
S199	-38.67(0.05)	262(14)	1.93(11)			
S201						
AFGL490	-12.75(07)	94(8)	1.58(03)			
G142.00+1.83						
Per 4						
G170.66-0.27						
G174.20-0.08						
G173.17+2.35						
S231	-16.21(05)	360(10)	3.24(08)			
G173.58+2.44						
S235	-16.76(02)	729(11)	2.37(04)			
G205.11-14.11	10.38(05)	414(13)	2.81(08)			
G189.78+0.35	10.01(03)	443(12)	2.48(08)			
AFGL6366	3.13(03)	423(12)	2.53(07)			
S247						
S255N	7.47(02)	540(8)	3.08(04)			
S255IR	10.09(10)	355(30)	2.32(19)			
W217	9.05(03)	722(18)	2.64(06)			
W40						
G34.40+0.23						
G34.26+0.15						
G37.43+1.51						
G58.47+0.43						
S88B						
G65.78-2.61	5.51(07)	319(14)	3.07(12)			
G69.54-0.98	11.17(08)	341(13)	3.88(13)			
G77.46+1.76	1.33(06)	371(16)	2.56(10)			
G75.78-0.34	-3.99(03)	230(8)	4.20(14)			
G79.27+0.39						
G79.34+0.33						
W75N	8.96(03)	812(11)	3.79(05)	8.78(12)	172(10)	4.07(29)
W75(OH)	-3.94(05)	958(16)	4.67(08)	-3.49(18)	257(26)	3.76(44)
W75S3	-4.62(03)	439(8)	2.71(05)	-4.28(09)	184(18)	1.93(22)
G92.67+3.07	-6.77(03)	527(13)	2.21(06)			

Таблица 4. Окончание

Источник	H^{13}CN			HC^{18}O^+		
	V , км/с	I , мК	ΔV , км/с	V , км/с	I , мК	ΔV , км/с
G99.98+4.17	0.11(04)	388(13)	2.43(08)			
S140	-7.31(02)	724(9)	2.63(03)			
G109.87+2.11	-3.67(08)	402(15)	4.01(14)			
G108.76-0.95	-51.68(07)	122(6)	2.56(13)			
S153	-52.09(10)	228(14)	3.24(17)			
S152(OH)	-52.27(08)	268(13)	2.95(22)			
S156						
G111.54+0.78	-58.62(03)	736(12)	3.89(06)			
S158	-57.67(04)	795(11)	4.81(07)			

Таблица 5. Параметры линий CH_3CN и CH_3CCH . Для обеих молекул приведены параметры компонент $K=0$

Источник	CH_3CN			CH_3CCH		
	V , км/с	I , мК	ΔV , км/с	V , км/с	I , мК	ΔV , км/с
G121.30+0.66	-17.54(09)	97(08)	2.05(17)	-17.63(02)	330(07)	1.95(04)
S184				-30.96(09)	183(11)	2.87(14)
G133.75+1.20				-39.16(10)	286(23)	2.35(16)
G133.95+1.07				-47.17(08)	340(17)	3.00(14)
S231				-16.34(09)	161(11)	2.71(16)
S235				-16.66(11)	138(11)	2.59(16)
G205.11-14.11				9.88(06)	269(16)	2.15(15)
AFGL6366				2.76(04)	321(13)	2.06(08)
S255N	7.12(13)	156(11)	3.52(22)	7.30(11)	272(08)	2.82(08)
W217				9.10(05)	449(18)	2.25(08)
G69.54-0.98				11.29(04)	575(12)	3.34(06)
G75.78-0.34				-0.01(07)	235(08)	3.79(10)
W75N				9.17(07)	316(11)	3.58(10)
W75(OH)	-3.29(12)	413(19)	4.55(19)	-3.38(05)	624(13)	4.11(07)
W75S3	-3.77(09)	180(09)	3.28(14)	-4.36(03)	346(09)	2.14(05)
G92.67+3.07				-6.10(05)	303(13)	2.20(09)
S140				-6.94(02)	555(01)	2.43(05)
S152(OH)				-51.72(09)	218(12)	3.17(15)
G111.54+0.78				-57.99(09)	233(12)	3.08(14)
S158	-55.78(12)	307(14)	4.81(19)	-56.78(06)	424(12)	4.07(09)

док количества молекул на луче зрения для дейтерированных молекул составил $\sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Следующим шагом исследований стали расчеты относительного содержания дейтерированных молекул, т.е. отношения количества дейтерированных молекул на луче зрения к количеству молекул H_2 . Количество молекулярного водорода рассчитывалось, исходя из данных о молекулах

C^{18}O , представленных в работе [12]. Относительное содержание C^{18}O принято равным 1.7×10^{-7} [26]. Таким образом, выразив из этого соотношения лучевую концентрацию молекулярного водорода, можно рассчитать относительное содержание дейтерированных молекул.

Для всех полученных отношений были построены графики зависимостей и ко всем этим за-

Таблица 6. Количество молекул на луче зрения

Источник	$\text{DCO}^+ \times 10^{11}, \text{см}^{-2}$	$\text{DCN} \times 10^{11}, \text{см}^{-2}$	$\text{DNC} \times 10^{12}, \text{см}^{-2}$	$\text{N}_2\text{D}^+ \times 10^{12}, \text{см}^{-2}$	$\text{H}^{13}\text{CN} \times 10^{11}, \text{см}^{-2}$	$\text{C}^{18}\text{O} \times 10^{15}, \text{см}^{-2}$	$\text{HC}^{18}\text{O}^+ \times 10^{11}, \text{см}^{-2}$	T_{kin}, K
G121.30+0.66	8.46	15.9	1.6		14.6	8.89	2.01	21.1 [23]; 34.4 ^a
S184	<1.81	<4.85	<0.63		28.7	5.53		29 [23]; 30 ^a
G125.52+2.03	<1.58	<4.93	<0.51					20 ^b
S187(N ₂ H ⁺)	13.2	7.19	1.33		<2.42			15 [23]
G126.72-0.82								26.7 [20]
G133.69+1.22	<4.73	<12.5	<0.64			15.4		30.7 [13]
G133.71+1.22	<7.9	<22.5	<0.83					25.1 [20]
G133.75+1.20	<5.38	<10.8	<0.36					55.2 ^a
G133.95+1.07	<4.35	<14.1	<0.74		96.0	14.1		18.6 ^a
S199	<1.52	<4.23	<0.474		15.1			26.4 [20]
S201	<1.86	<4.95	<0.58					29.7 [20]
AFGL490	16.7	9.05	2.10	1.58	4.89			20 [23]
G142.00+1.83	<2.52	<7.97	<0.49					20 ^b
Per 4			2.33					30.1 [20]
G170.66-0.27	6.85	<2.64	<0.26			3.12		20 ^b
G174.20-0.08	9.67	<7.59	1.38					27 [20]
G173.17+2.35	13.1	<5.62	<0.51			6.44		20 ^b
S231	<1.46	18	<0.22		35.6	6.31		26.5 [23]; 40.2 ^a
G173.58+2.44	8.35	<3.6	1.62					18.6 [23]
S235	<1.55	<3.57	<0.51		46.8	7.23		40.4 ^a
G205.11-14.11	<2.47	12.5			29.8			40.5 ^a
G189.78+0.35	<2.33	<6.12	<0.59		31.9			30.6 [20]
AFGL6366	<2.05	<4.92			28.4			37.1 ^a
S247	<2.04	<5.5	<0.63			5.86		28.5 [20]
S255N	<1.36	18.6	<0.51		46.5	17.5		34.8 ^a
S255IR	<3.68	<9.31			22.8	16.9		34.5 [15]
W217	28.8	27.9	4.01		64.9			25 [23]; 37.1 ^a
W40								20 ^b
G34.40+0.23						51.4		30 [23]
G34.26+0.15								30 [23]
G37.43+1.51								20 ^b
G58.47+0.43	<1.73	<5.43	<0.46					20 ^b
S88B						9.82		38 [11]
G65.78-2.61	<2.57	<8.1			34.1			20 ^b
G69.54-0.98	<2.6	<8.02			45.3	13.6		20.8 [23]; 32.5 ^a
G77.46+1.76	7.15	16.5	1.85		27.9	9.72		29 ^a
G75.78-0.34	<1.8	21.6	<0.3		25	18.4		36.8 ^a
G79.27+0.39	22.2	<8.37	3.57	2.20				20 ^b
G79.34+0.33	19.1	<1.23	1.74					14.6 [24]
W75N	<2.59	37.4	<0.69		83.8	30.5	5.86	41.2 ^a
W75(OH)	<3.78	87.2	4.75		147	35.8	8.28	29.6 ^a
W75S3	12.6	22.9	3.32		30.3	18.8	2.97	41.6 ^a
G92.67+3.07	<1.44	<3.78	<0.24		34.4	7.65		30.7 ^a
G99.98+4.17	12.4	<5.4	1.14		26.2	10.1		33 ^a

Таблица 6. Окончание

Источник	$\text{DCO}^+ \times 10^{11}, \text{cm}^{-2}$	$\text{DCN} \times 10^{11}, \text{cm}^{-2}$	$\text{DNC} \times 10^{12}, \text{cm}^{-2}$	$\text{N}_2\text{D}^+ \times 10^{12}, \text{cm}^{-2}$	$\text{H}^{13}\text{CN} \times 10^{11}, \text{cm}^{-2}$	$\text{C}^{18}\text{O} \times 10^{15}, \text{cm}^{-2}$	$\text{HC}^{18}\text{O}^+ \times 10^{11}, \text{cm}^{-2}$	T_{kin}, K
S140	<2.04	25.9	<0.31		56.7			32.6 ^a
G109.87+2.11	<3.13	<9.8	<0.54		57.3			20 ^b
G108.76–0.95	17	8.68	2.85		10.4	9.43		17 [23]
S153	20.3	<7.28	2.98		28.2			16.4 [22]
S152(OH)	28	26.7			30.5	17.7		16.4 [23]; 31.4 ^a
S156	<4.8	<15.5	<0.51					18.8 [22]
G111.54+0.78	<2.33	36.4	<0.29		72.4	30.4		47.7 ^a
S158	<1.56	49.8	<0.48		106	26.6		39.3 ^a

^a – температуры, полученные по вращательным диаграммам молекул CH_3CCN ;

^b – принятое значение.

зависимостям были применены статистические методы анализа с учетом данных, представленных верхними и нижними пределами. Наличие корреляции было определено методом Кендалла [27], а коэффициенты линейной регрессии (они же коэффициенты наклона) получались с помощью метода Бакли-Джеймса [27]. Расчеты производились в программе ASURV. Критерием наличия корреляции считался уровень значимости $p < \alpha$. Здесь α – это порог уровня значимости, который задавался равным 0.05, что означает допустимую вероятность ошибки первого рода не более 5%. Согласно этим методам были получены результаты, показанные в табл. 7. В табл. 7 показаны лишь те зависимости, в которых обнаружена корреляция. На рис. 2б явно имеется корреляция, но метод линейной регрессии Бакли-Джеймса к нему неприменим, поскольку данная зависимость нелинейна. На некоторых рисунках показана прямая линия, построенная с учетом коэффициента наклона и сдвига, полученных методом Бакли-Джеймса.

На рис. 3 представлены зависимости относительного содержания молекул на луче зрения от кинетической температуры для молекул DCO^+ , DCN и DNC . Здесь красными кружками показаны

полученные оценки, а треугольниками показаны значения, при расчетах которых были использованы пределы обнаружения соответствующих молекул. Пределы обнаружения определялись так же, как и количество молекул на луче зрения для измеренных данных, только для расчетов в этом случае брались средние ширины линий обнаруженных дейтерированных молекул в конкретном источнике. В случае, когда таких молекул не было обнаружено, использовались средние ширины других узких линий, обнаруженных в источнике, таких как H_2CO и HC_3N , оптическая толщина в которых, скорее всего, мала. Для источников, зарегистрированных в линиях дейтерированных молекул, такие средние ширины очень близки к ширинам линий дейтерированных молекул (в пределах 40% для наиболее широких линий), что естественно, поскольку и те, и другие определяются дисперсией скоростей сравнительно плотного газа. Кинетические температуры брались для каждого источника, в которых обнаружены эти молекулы соответственно табл. 6. В качестве верхнего предела интенсивности линии для расчетов брался параметр $3\sigma/\sqrt{N}$, где σ – среднеквадратичная величина шумов в каналах, а N – число спектральных каналов, определяемое как отношение ширины линии для предела к ширине спектрального канала. Из этих зависимостей видно, что относительное содержание молекул DCO^+ падает с ростом кинетической температуры. Это означает, что молекулы DCO^+ в большей степени присутствуют в более холодных областях образования звезд и с ростом кинетической температуры эффект обогащения дейтерием в DCO^+ ослабевает. Относительное содержание молекул DCN и DNC практически не зависит от кинетической температуры. На рис. 3в показаны оценки относительного

Таблица 7. Коэффициенты корреляции и линейной регрессии

Рисунок	Уровень значимости (p)	Коэффициент линейной регрессии
3а	0.0264	-0.066 ± 0.021
4а	0.0002	-0.030 ± 0.013
4г	0.0005	0.059 ± 0.022
2а	0.0018	-0.953 ± 0.363
2б	0.0021	-0.261 ± 0.154
2д	0.0009	0.488 ± 0.140

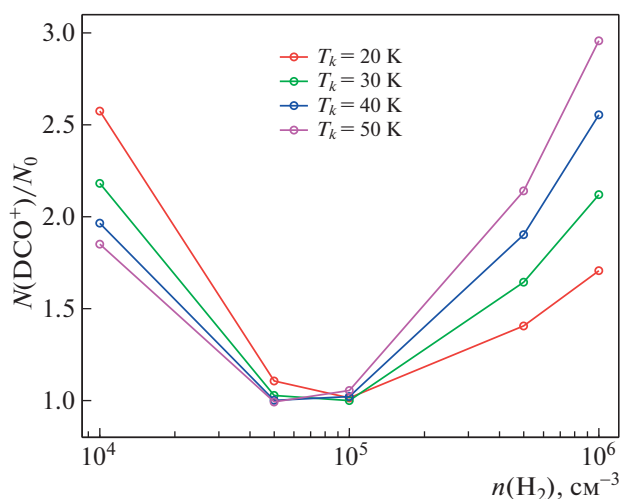


Рис. 1. Зависимость количества молекул DCO^+ на луче зрения, нормированного на N_0 , от концентрации газа H_2 при различных кинетических температурах.

содержания молекулы DNC всего лишь для 6 источников из 15, в которых обнаружена эта молекула. Связано это с тем, что для некоторых из этих источников в работе [12] отсутствуют данные о молекуле C^{18}O .

На рис. 4 показаны зависимости различных отношений количеств молекул на луче зрения от кинетической температуры. Например, на рис. 4а показана зависимость отношения количества молекул на луче зрения DCO^+ к количеству молекул DNC на луче зрения от кинетической температуры. Видно, что с ростом температуры это отношение убывает, что соответствует результатам, представленным на рис. 3.

Надежное определение отношения количеств молекул DCO^+ и HCO^+ на луче зрения в большинстве случаев не представляется возможным, поскольку оптическая толщина в линиях молекул HCO^+ , как правило, велика, и оценки количества молекул HCO^+ на луче зрения будут весьма неточными.

Молекулы изотополога HC^{18}O^+ были обнаружены всего лишь в 4 источниках из 56 наблюдавшихся. Количество этих молекул на луче зрения определялось так же, как и лучевые концентрации других молекул, и составило $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Из четырех источников, в которых обнаружена молекула HC^{18}O^+ , лишь в двух присутствует молекула DCO^+ . Это источники W75S3 и G121.30+0.66 с кинетическими температурами 41.6 К и 21.1 К соответственно. Отношение количества молекул DCO^+ и HCO^+ для них получилось 8.5×10^{-3} и 8.4×10^{-3} соответственно. Для других двух источников (W75N и W75(OH)) с соответствующими

кинетическими температурами 41.2 К и 29.6 К) были определены пределы обнаружения молекул DCO^+ и отношение количества молекул DCO^+ и HCO^+ составило $< 8.8 \times 10^{-4}$ и $< 9.1 \times 10^{-4}$ соответственно. Эти отношения определялись с использованием земного отношения содержания изотопов $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} \sim 500$ [26].

Для определения степени обогащения дейтерием для молекулы DCN необходимо знать количество молекул HCN на луче зрения. Поскольку оптическая толщина в линиях HCN велика, для этих оценок использовались линии молекул H^{13}CN и с учетом соотношения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 65$ [28] определялись количества молекул HCN на луче зрения. Отношение DCN и HCN в зависимости от температуры показано на рис. 4в. Это отношение практически не зависит от кинетической температуры газа и составляет в среднем $\sim 10^{-2}$ для зарегистрированных линий. Также не зависит от кинетической температуры и соотношение количеств молекул DCO^+ и DNC (рис. 4б).

С ростом кинетической температуры с учетом верхних и нижних пределов заметно растет отношение содержаний DCN/DNC (рис. 4г).

Также была рассмотрена взаимосвязь между отношением количеств различных молекул на луче зрения и средней шириной узких линий в источнике (см. рис. 2). Например, на рис. 2а показана зависимость относительного содержания молекул DCO^+ от средней ширины линий в источнике. Из этого графика видно, что с увеличением средней ширины линии относительное содержание молекул DCO^+ сильно падает. Ни в одном источнике с шириной линий $> 3 \text{ км/с}$ излучение DCO^+ не зарегистрировано, в то время как линия DCN присутствует в части таких объектов (рис. 2г). Этот факт сам по себе говорит о падении относительного содержания DCO^+ с ростом дисперсии скоростей. Отношение содержаний DCO^+ к DCN, соответственно, также уменьшается с ростом средней ширины линий (рис. 2б), хотя коэффициент наклона для линейной регрессии определяется с большой погрешностью. При аппроксимации не учитывался выброс (самая верхняя точка на рисунке). Отношения количества молекул DCO^+ к DNC и DCN к HCN остаются постоянными с увеличением средней ширины линий в источнике (рис. 2в и 2г соответственно). Отношение же DCN к DNC напротив, с ростом ширины линии молекулы DCN растет (рис. 2д). В свою очередь ширины линий молекул растут с ростом кинетической температуры (рис. 5).

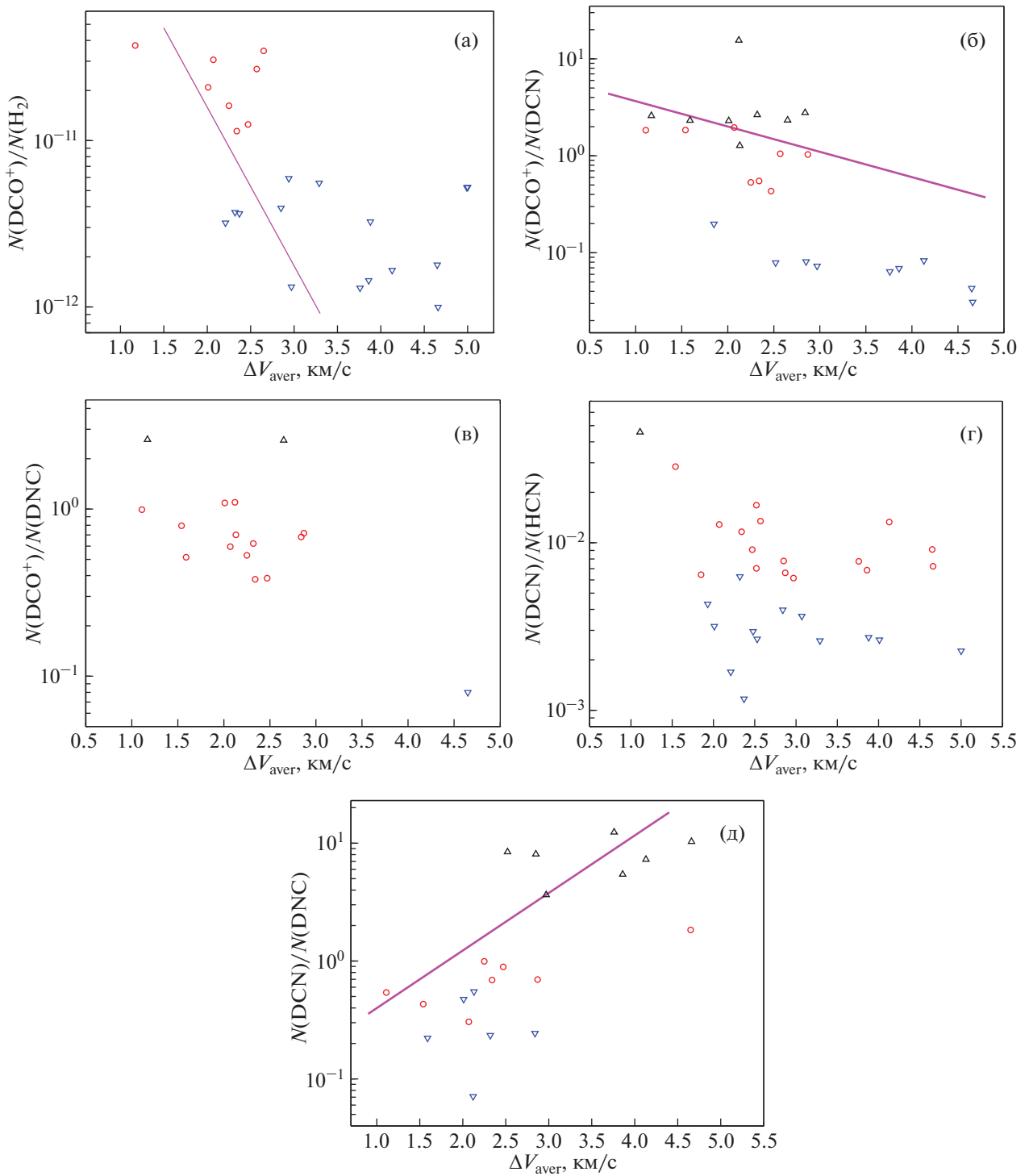


Рис. 2. Зависимость отношений лучевых концентраций от средней ширины узких линий (включая такие молекулы, как HC_3N и H_2CO) в источнике а) $N(\text{DCO}^+)/N(\text{H}_2)$, б) $N(\text{DCO}^+)/N(\text{DCN})$, в) $N(\text{DCO}^+)/N(\text{DNC})$, г) $N(\text{DCN})/N(\text{HCN})$, д) $N(\text{DCN})/N(\text{DNC})$. На всех зависимостях треугольники, направленные вверх, – нижние пределы; треугольники, направленные вниз, – верхние пределы. Фиолетовая линия – прямая линейной регрессии с учетом верхних и нижних пределов (табл. 7).

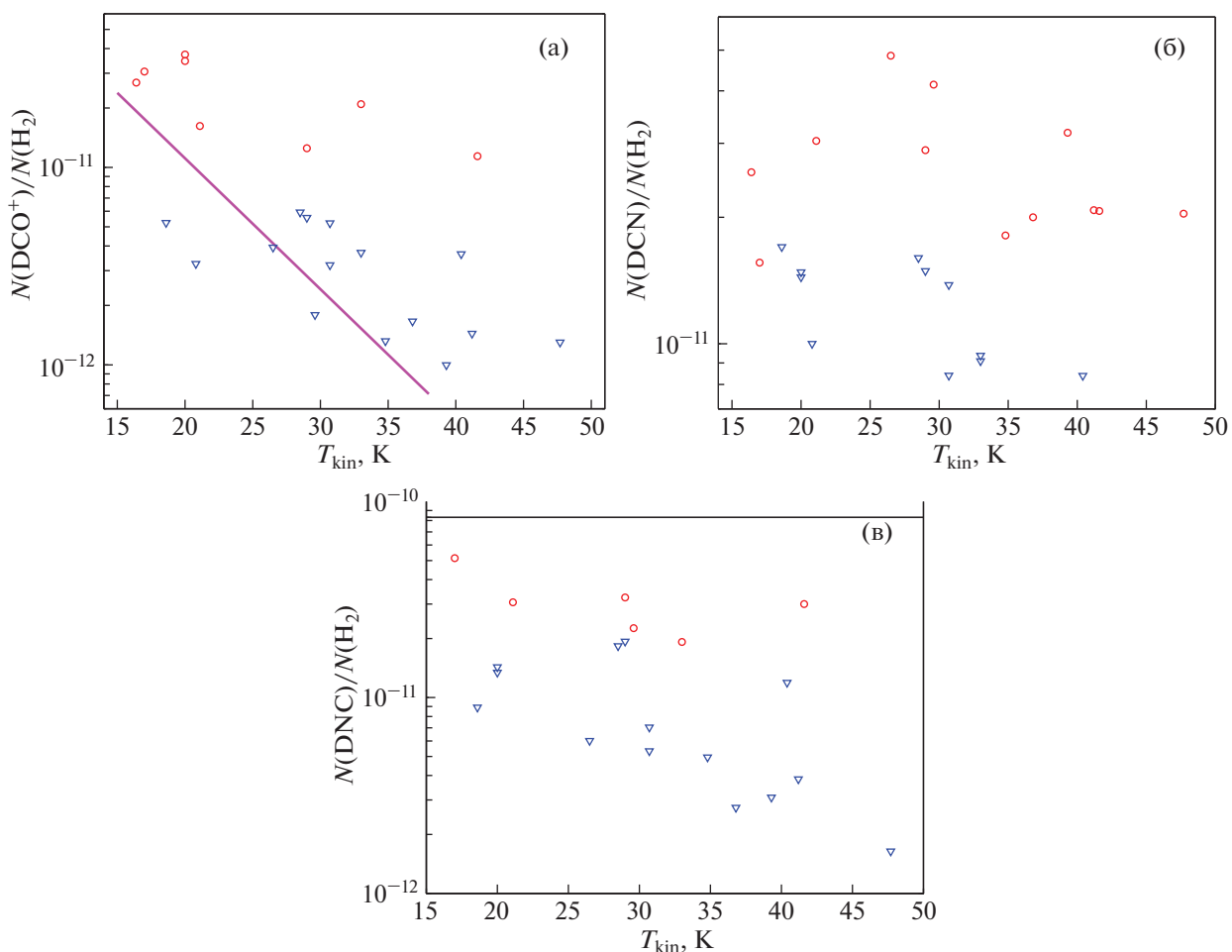


Рис. 3. Зависимость от кинетической температуры относительного содержания следующих молекул: а) DCO^+ , б) DCN , в) DNC . Треугольники – верхние пределы обнаружения соответствующих молекул. Фиолетовая линия – прямая линейной регрессии с учетом верхних пределов (табл. 7).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Излучение дейтерированных молекул DCO^+ , DCN и DNC зарегистрировано нами примерно в трети наблюдавшихся источников, а излучение N_2D^+ только в двух из них. Как отмечалось выше, наиболее обширный обзор дейтерированных молекул в подобных объектах представлен в работе [6]. Выборки источников, которые наблюдались нами, и в работе [6] почти не пересекаются. Есть лишь несколько общих источников. Поскольку нами наблюдались разные молекулярные переходы, непосредственное сравнение результатов наблюдений невозможно. Доля объектов, в которых зарегистрированы линии указанных молекул в этом обзоре, выше, чем у нас, что может объясняться более высокой чувствительностью. Тем не менее качественно результаты похожи. В работе [6] доля источников, в которых удалось зарегистрировать N_2D^+ , также значительно меньше, чем для других дейтерированных молекул.

В работе [6] нет данных о температуре источников. Наши данные позволяют анализировать зависимость содержания дейтерированных молекул от температуры. Относительное содержание молекул DCO^+ спадает с ростом кинетической температуры. В то время как рис. 3б четко указывает на отсутствие зависимости содержания DCN от кинетической температуры, график на рис. 3в допускает понижение содержания DNC с ростом температуры, но данных недостаточно для однозначного вывода. В то же время отношение DCN/DNC заметно растет с ростом температуры (рис. 4г). Надо отметить, что наборы данных, по которым строились зависимости на рис. 3в и 4г, несколько различны. В первом случае использовались данные только по тем объектам, где есть также данные наблюдений C^{18}O . Во втором случае этого не требовалось. Эти результаты согласуются с выводами о том, что молекулы DCO^+ и DNC образуются при низких температурах, а мо-

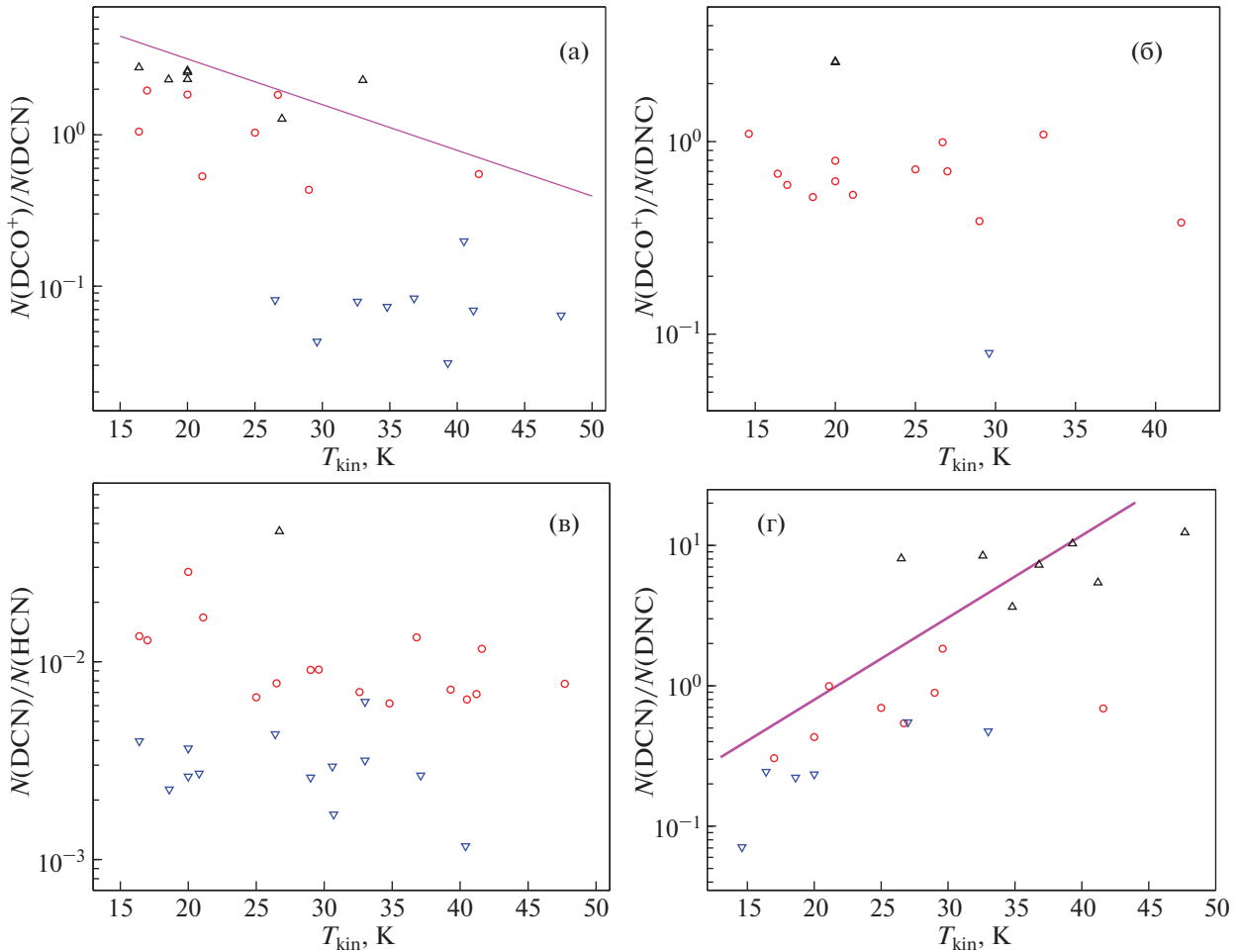


Рис. 4. Зависимость отношений лучевых концентраций от кинетической температуры для следующих молекул: а) $N(\text{DCO}^+)/N(\text{DCN})$, б) $N(\text{DCO}^+)/N(\text{DNC})$, в) $N(\text{DCN})/N(\text{HCN})$, г) $N(\text{DCN})/N(\text{DNC})$. На всех зависимостях треугольники, направленные вверх, – нижние пределы; треугольники, направленные вниз, – верхние пределы. Фиолетовая линия – прямая линейной регрессии с учетом верхних и нижних пределов (табл. 7).

лекулы DCN могут образовываться и при высоких (~80 K [7, 29]).

Оценка отношения $\text{DCO}^+/\text{HCO}^+$ не очень надежна из-за большой оптической толщины в линии HCO^+ , однако с использованием данных молекулы HC^{18}O^+ для двух источников, где одновременно зарегистрированы молекулы DCO^+ и HC^{18}O^+ , получены значения отношения $\text{DCO}^+/\text{HCO}^+$ 8.4×10^{-3} и 8.5×10^{-3} . Среднее отношение $\text{DCN}/\text{HCN} \sim 10^{-2}$ для источников, зарегистрированных в линиях DCN, что близко к результатам работы [6].

Наши данные демонстрируют резкое спадание относительного содержания молекул DCO^+ с ростом средней ширины узких линий в источнике (рис. 2а), более плавное спадание отношения количества молекул DCO^+ и DCN с ростом средней ширины узких линий (рис. 2б), а так же рост от-

ношения количества молекул DCN и DNC с ростом средней ширины узких линий в источнике (рис. 2д). Надо отметить, что в работе [6] намек на подобную зависимость был найден для $\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+$. Наши данные показывают также некоторую корреляцию между шириной линий и кинетической температурой. Это естественно, поскольку температура определяется главным образом светимостью центрального источника. Источники же с большей светимостью сильнее воздействуют на окружающее вещество, увеличивая турбулентность газа.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был проведен обзор 56 источников в областях образования массивных звезд в линиях низших переходов дейтерированных молекул DCN, DNC, DCO^+ , N_2D^+ с целью изучения

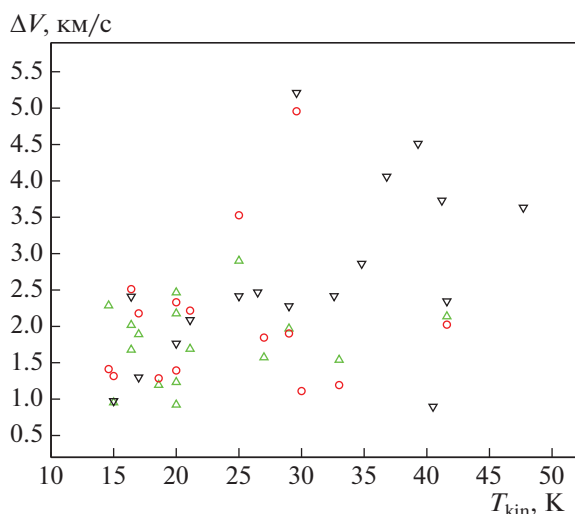


Рис. 5. Зависимость ширин линий от кинетической температуры дейтерированных молекул DCO^+ (треугольники, направленные вверх), DCN (треугольники, направленные вниз) и DNC (круги).

эффекта обогащения молекулярного газа дейтерием в таких областях. Основные результаты таковы.

1. Молекулы DCO^+ обнаружены в 16 источниках из 50 наблюдавшихся, DCN – в 17 из 50, DNC – в 15 из 47, N_2D^+ – в 2 из 47.

2. Относительное содержание молекул DCO^+ спадает с ростом кинетической температуры, а относительное содержание молекул DCN остается постоянным в интервале температур от ~ 15 К до ~ 50 К. По имеющимся данным, нет статистически значимой зависимости относительного содержания молекул DNC от кинетической температуры газа, однако для однозначного определения данной зависимости недостаточно данных. В то же время отношение DCN/DNC заметно растет с ростом температуры. Эти результаты соответствуют имеющимся химическим моделям, которые предсказывают высокую эффективность образования молекул DCN при температурах до ~ 80 К.

3. Надежные оценки отношения $\text{DCO}^+/\text{HCO}^+$ получены только для двух источников. Они составляют 8.4×10^{-3} и 8.5×10^{-3} . Среднее отношение $\text{DCN}/\text{HCN} \sim 10^{-2}$ для источников, зарегистрированных в линиях DCN .

4. Наши данные демонстрируют резкое падение относительного содержания молекул DCO^+ с ростом средней ширины узких линий в источнике, плавное падение отношения количества молекул DCO^+ и DCN с ростом средней ширины узких линий в источнике, а так же рост отношения

количества молекул DCN и DNC с ростом средней ширины узких линий в источнике.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-02-00660, а также частично в рамках госзадания ИПФ РАН 0035-2019-0005. Национальная исследовательская инфраструктура Обсерватории Онсала финансируется за счет гранта Шведского исследовательского совета № 2017-00648.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность за поддержку со стороны Обсерватории Онсала (Швеция) в предоставлении ее оборудования и поддержки наблюдений и рецензенту за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Roueff, B. Parise, and E. Herbst, *Astron. and Astrophys.* **464**, 245 (2007).
2. T. Pillai, F. Wyrowski, J. Hatchell, A. G. Gibb, and M. A. Thompson, *Astron. and Astrophys.* **467**, 207 (2007), astro-ph/0702548.
3. T. Pillai, J. Kauffmann, F. Wyrowski, J. Hatchell, A. G. Gibb, and M. A. Thompson, *Astron. and Astrophys.* **530**, A118 (2011), 1105.0004.
4. F. Fontani, A. Palau, P. Caselli, Á. Sánchez-Monge, M. J. Butler, J. C. Tan, I. Jiménez-Serra, G. Busquet, S. Leurini, and M. Audard, *Astron. and Astrophys.* **529**, L7 (2011), 1103.5636.
5. O. Miettinen, M. Hennemann, and H. Linz, *Astron. and Astrophys.* **534**, A134 (2011), 1108.5691.
6. T. Gerner, Y. L. Shirley, H. Beuther, D. Semenov, H. Linz, T. Albertsson, and T. Henning, *Astron. and Astrophys.* **579**, A80 (2015), 1503.06594.
7. T. Albertsson, D. A. Semenov, A. I. Vasyunin, T. Henning, and E. Herbst, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **207**, 27 (2013), 1110.2644.
8. G. W. Walker, E. Kalinauskaitė, D. N. McCarthy, N. A. Trappe, A. Murphy, L. Helldner, M. G. Pantaleev, and J. Flygare, in *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VIII* (2016), vol. 9914 of *Proc. SPIE*, p. 99142V.
9. A. B. Burov, A. G. Kislyakov, A. A. Krasilnikov, E. P. Kukina, A. V. Lapinov, L. E. Pirogov, V. F. Vdovin, and I. I. Zinchenko, *Soviet Astronomy Letters* **14**, 209 (1988).
10. I. I. Zinchenko, A. V. Lapinov, and L. E. Pirogov, *Soviet Astronomy* **33**, 590 (1989).
11. I. Zinchenko, T. Henning, and K. Schreyer, *Astron. and Astrophys.* **124**, 385 (1997).
12. I. Zinchenko, C. Henkel, and R. Q. Mao, *Astron. and Astrophys.* **361**, 1079 (2000).
13. S. Y. Malafiev, I. I. Zinchenko, L. E. Pirogov, and L. E. B. Johansson, *Astronomy Letters* **31**, 239 (2005).

14. *L. Pirogov, I. Zinchenko, P. Caselli, L. E. B. Johansson, and P. C. Myers*, *Astron. and Astrophys.* **405**, 639 (2003), astro-ph/0304469.
15. *I. Zinchenko, P. Caselli, and L. Pirogov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **395**, 2234 (2009), 0903.1209.
16. *L. E. Pirogov, V. M. Shul'ga, I. I. Zinchenko, P. M. Zemlyanukha, A. N. Patoka, and M. Tomasson*, *Astronomy Reports* **60**, 904 (2016), 1608.08446.
17. *F. F. S. van der Tak, J. H. Black, F. L. Schöier, D. J. Jansen, and E. F. van Dishoeck*, *Astron. and Astrophys.* **468**, 627 (2007), 0704.0155.
18. *T. Isobe and E. D. Feigelson*, in *Bulletin of the American Astronomical Society* (1990), vol. 22 of *BAAS*, pp. 917–918.
19. *M. P. Lavalley, T. Isobe, and E. D. Feigelson*, in *Bulletin of the American Astronomical Society* (1992), vol. 24 of *BAAS*, pp. 839–840.
20. *K. Schreyer, T. Henning, C. Koempe, and P. Harjunpää*, *Astron. and Astrophys.* **306**, 267 (1996).
21. *L. E. Pirogov and I. I. Zinchenko*, *Astronomy Reports* **37**, 484 (1993).
22. *J. Harju, C. M. Walmsley, and J. G. A. Wouterloot*, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **98**, 51 (1993).
23. *J. Jijina, P. C. Myers, and F. C. Adams*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **125**, 161 (1999).
24. *T. Pillai, F. Wyrowski, S. J. Carey, and K. M. Menten*, *Astron. and Astrophys.* **450**, 569 (2006), astro-ph/0601078.
25. *Y. L. Shirley*, *Proc. Astron. Soc. Pacif.* **127**, 299 (2015), 1501.01629.
26. *M. A. Frerking, W. D. Langer, and R. W. Wilson*, **262**, 590 (1982).
27. *T. Isobe, E. D. Feigelson, and P. I. Nelson*, **306**, 490 (1986).
28. *T. Liu, Y. Wu, and H. Zhang*, *Astrophys. J. Lett.* **775**, L2 (2013), 1306.0046.
29. *B. E. Turner*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* **136**, 579 (2001).

УДК 524.3-17

ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ СОБСТВЕННОГО ДИПОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ В ЕГО ПРОТЯЖЕННОЙ ОБОЛОЧКЕ

© 2020 г. А. Г. Жилкин^{1,*}, Д. В. Бисикало¹, П. В. Кайгородов¹

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: zhilkin@inasan.ru

Поступила в редакцию 01.11.2019 г.

После доработки 22.11.2019 г.

Принята к публикации 22.11.2019 г.

В работе с помощью трехмерного численного моделирования исследовано влияние параметров ориентации собственного дипольного магнитного поля горячего юпитера на структуру течения в протяженной газовой (ионосферной) оболочке планеты. В качестве примера рассмотрен горячий юпитер HD 209458b. Величина магнитного момента планеты задавалась равной 0.1 от магнитного момента Юпитера. В расчетах также учитывалось магнитное поле звездного ветра, параметры которого соответствуют случаю сверх-альфвеновского режима обтекания атмосферы планеты. Наши расчеты показали, что в таких условиях вокруг горячего юпитера формируется квази-замкнутая газовая (ионосферная) оболочка с наведенной ударной магнитосферой, детальная структура которой определяется наклоном магнитного диполя. При этом темп потери массы зависит от ориентации дипольного магнитного поля планеты и возрастает с увеличением угла между направлением на звезду и направлением на ближайший к внутренней точке Лагранжа магнитный полюс. Это обусловлено ростом электромагнитных сил, препятствующих свободному движению вещества в формирующемся истечении, при приближении магнитного полюса к внутренней точке Лагранжа.

DOI: 10.31857/S0004629920030068

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем современной астрофизики является исследование структуры газовых оболочек горячих юпитеров. Горячие юпитеры представляют собой экзопланеты с массой порядка массы Юпитера, расположенные в непосредственной близости от родительской звезды [1]. Первый горячий юпитер был открыт в 1995 г. [2]. Простые оценки показывают, что близкое расположение к родительской звезде, а также относительно большие размеры газовой оболочки горячих юпитеров могут приводить к переполнению полости Роша. Это, в свою очередь, должно порождать истечения из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 [3, 4], т.е. на дневной и ночной сторонах планеты. С наблюдательной точки зрения на формирование таких истечений косвенно указывает избыточное поглощение в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, фиксируемое у некоторых горячих юпитеров [5–10]. С теоретической точки зрения эти выводы подтверждаются непосредственными расчетами в рамках одномерных астрономических моделей [1, 11–14].

В серии работ (см., например, [15–21]) структура газовых оболочек горячих юпитеров исследо-

довалась с помощью трехмерного численного моделирования. В численных моделях учитывался ветер от родительской звезды, который в этих процессах играет важную роль. Результаты расчетов показали [15], что в зависимости от параметров модели вокруг горячих юпитеров могут формироваться газовые оболочки трех основных типов. В случае *закрытых оболочек* атмосфера планеты полностью располагается внутри ее полости Роша. В случае, когда динамическое давление звездного ветра останавливает истечение из полости Роша в окрестности точки L_1 , формируется *квази-замкнутая оболочка*. Наконец, в случае, когда динамического давления звездного ветра оказывается недостаточно для остановки истечения из точки Лагранжа L_1 , формируется *открытая оболочка*. Величина скорости потери массы существенно зависит от типа формируемой газовой оболочки. При этом в случаях замкнутых и квази-замкнутых оболочек темпы потери массы горячих юпитеров оказываются существенно меньше по сравнению со случаем открытой оболочки.

Оценки собственного магнитного поля горячих юпитеров показывают, что оно является до-

статочно слабым. Характерное значение магнитного момента горячих юпитеров, по-видимому, составляет величину $0.1-0.2\mu_{\text{Jup}}$, где $\mu_{\text{Jup}} = 1.53 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3$ — магнитный момент Юпитера. Это значение согласуется как с наблюдательными [22–25], так и с теоретическими [26] оценками. Такое низкое значение дипольного момента объясняется неэффективной динамо генерацией магнитного поля. Это обусловлено тем, что из-за сильных приливных возмущений от родительской звезды собственное вращение типичного горячего юпитера должно синхронизироваться с его орбитальным движением в течение нескольких миллионов лет [27].

Интересно отметить, что магнитное поле горячих юпитеров может генерироваться не только в недрах, но и в верхних слоях атмосферы. Как показывают оценки [19] за счет процессов тепловой ионизации и жесткого излучения родительской звезды, верхняя атмосфера горячих юпитеров состоит из почти полностью ионизованного газа. Поэтому ее можно назвать ионосферной оболочкой. В работе [28] показано, что собственное магнитное поле горячего юпитера должно оказывать влияние на формирование крупномасштабных (зональных) течений в его атмосфере. Детальные трехмерные расчеты [29, 30] демонстрируют сложную картину распределения ветров в верхней атмосфере, в которой магнитные поля играют важную роль. В частности, электромагнитные силы могут смещать к западу горячее пятно, формирующееся в подсолнечной точке. Этот эффект может проявляться и на кривых блеска горячих юпитеров. Например, сравнение наблюдаемых кривых блеска с расчетными для планеты HAT-P-7 b позволяет оценить характерное магнитное поле в атмосфере величиной 6 Гс [31]. Скорее всего, эта оценка сильно завышена. Напомним, что на уровне облачного слоя Юпитера величина магнитного поля составляет 4–5 Гс. Правда, больших значений поле достигает на северном (14 Гс) и южном (11 Гс) магнитных полюсах диполя. Магнитное поле Юпитера не является чисто дипольным. Существенный вклад вносят также квадрупольная (22%) и октупольная (18%) компоненты. Результаты исследования сложного магнитного поля Юпитера с помощью космического аппарата “Юнона” представлены в недавней работе [32]. Однако в области магнитосферы доминирует дипольная компонента.

Процесс динамо-генерации магнитного поля планеты в существенной степени определяется ее внутренним строением (см., например, [33, 34]). Для планет-гигантов типа Юпитера необходимым условием осуществления механизма динамо (как ламинарного [35], так и турбулентного [36]) является отклонение от осевой симметрии [37], что может обеспечиваться силами Кориолиса во

вращающихся системах. Это, в частности, проявляется в том, что ось магнитного диполя планеты должна быть наклонена к оси вращения на некоторый угол [26]. Например, угол наклона магнитного диполя Юпитера к оси его вращения составляет примерно 11° .

В наших недавних работах [38, 39] проводилось численное моделирование структуры течения в окрестности горячего юпитера WASP 12b с учетом влияния собственного магнитного поля планеты. На основе полученных результатов было показано, что наличие даже относительно слабого магнитного поля планеты (магнитный момент составлял $0.1\mu_{\text{Jup}}$) может приводить к заметному ослаблению темпа потери массы по сравнению с чисто газодинамическим случаем. Кроме того, было обнаружено, что магнитное поле может вызывать флуктуации во внешних частях ионосферной оболочки горячего юпитера [39]. Необходимо отметить, что магнитное поле учитывалось другими авторами в одномерных [40–42], в двумерных [43] и в трехмерных [41, 44, 45] численных аэрономических моделях атмосфер горячих юпитеров. Однако в этих работах рассматривалась лишь непосредственная окрестность планеты, а оценки темпов потери массы выполнялись без учета наличия протяженных оболочек. Исключением является работа [45], в которой авторы проводили трехмерное численное моделирование в широкой пространственной области и получили МГД решения для экзопланет с открытыми и квази-замкнутыми оболочками.

В работе [46] показано, что в процессе обтекания звездным ветром атмосферы горячего юпитера важную роль играет магнитное поле ветра. Это обусловлено тем, что практически все горячие юпитеры располагаются в суб-альфвеновской зоне звездного ветра, где скорость ветра меньше альфвеновской скорости. Скорость обтекания, учитывающая скорость орбитального движения планеты, при этом оказывается близкой к альфвеновской скорости. Это означает, что обтекание может происходить как в суб-альфвеновском режиме, так и в сверх-альфвеновском. В первом случае в структуре магнитосферы будет отсутствовать головная ударная волна [47]. Во втором случае магнитосфера горячего юпитера будет содержать все основные элементы, присутствующие в магнитосферах планет Солнечной системы [48, 49].

Взаимодействие магнитосферы горячего юпитера с магнитным звездным ветром может приводить к целому ряду следствий [50]. В частности, сильное магнитное поле ветра может создавать тормозящий момент и, следовательно, оказывать влияние на миграцию планеты [51]. Прохождение корональных выбросов массы вблизи горячего юпитера [17–20, 52] может приводить к переключению

чению между суб-альфвеновским и сверх-альфвеновским режимами обтекания. В результате этого может происходить как исчезновение, так и появление отошедшей ударной волны вокруг горячего юпитера [53]. Этот эффект может оказывать влияние на наблюдательные проявления горячего юпитера [25], например, на поток электромагнитного излучения в ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра [54].

В данной работе с помощью трехмерного численного моделирования исследуется вопрос о влиянии ориентации оси магнитного диполя на структуру течения в окрестности горячего юпитера. При этом предполагается, что обтекание звездным ветром атмосферы горячего юпитера происходит в сверх-альфвеновском режиме. Структура статьи организована следующим образом. В разделе 2 описана численная модель. В разделе 3 представлены результаты расчетов. В последнем разделе сформулированы основные выводы по работе.

2. МОДЕЛЬ

Для описания структуры течения в окрестности горячего юпитера будем использовать приближение идеальной одножидкостной магнитной гидродинамики с явным выделением фонового магнитного поля [38, 46, 55, 56]. В таком подходе полное магнитное поле \vec{B} представляется в виде суперпозиции фонового магнитного поля \vec{H} и магнитного поля \vec{b} , индуцированного токами в самой плазме, $\vec{B} = \vec{H} + \vec{b}$. В рассматриваемой задаче фоновое поле создается источниками, находящимися за пределами расчетной области (внутри звезды или, точнее говоря, внутри короны, а также внутри планеты). Поэтому в расчетной области оно должно удовлетворять условию потенциальности, $\nabla \times \vec{H} = 0$. Это свойство фонового поля можно использовать для его частичного исключения из уравнений магнитной гидродинамики [57, 58]. Кроме того, в нашей модели предполагается, что фоновое магнитное поле является стационарным, $\partial \vec{H} / \partial t = 0$, что соответствует случаю, когда собственное вращение горячего юпитера синхронизировано с его орбитальным движением.

С учетом условий потенциальности и стационарности фонового магнитного поля уравнения идеальной магнитной гидродинамики могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \right] = -\nabla P - \vec{b} \times \nabla \times \vec{b} - \vec{H} \times \nabla \times \vec{b} + \rho \vec{f}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{b} + \vec{v} \times \vec{H}), \quad (3)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \varepsilon \right] + P \nabla \cdot \vec{v} = 0. \quad (4)$$

Здесь ρ – плотность, \vec{v} – скорость, P – давление, ε – удельная внутренняя энергия. Для удобства численного моделирования в этих уравнениях использована система единиц, в которой множитель 4π в выражении для электромагнитной силы не возникает. Предполагается, что вещество может рассматриваться как идеальный газ, для которого выполняется уравнение состояния

$$P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon, \quad (5)$$

где $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты. Кроме того, в данной работе мы пренебрегаем эффектами магнитной вязкости. Отметим, что диффузия магнитного поля боровского типа [59] может играть важную роль в областях магнитосферы, где происходят интенсивные процессы перезамыкания силовых линий. Эти области, в первую очередь, располагаются на магнитопаузе, а также в токовых слоях в магнитосферном хвосте [48]. Кроме того, по-видимому, магнитную вязкость необходимо учитывать при моделировании прохождения планеты через гелиосферный токовый слой, в процессе которого изменяется полярность магнитного поля ветра (см., например, [60]). В дальнейших работах мы предполагаем учесть магнитную вязкость в нашей численной модели.

В нашей модели предполагается, что планета движется по круговой орбите. Поэтому для расчетов удобно использовать неинерциальную систему отсчета, вращающуюся вместе с двойной системой “звезда-планета” вокруг их общего центра масс. В такой системе отсчета положения центров звезды и планеты не изменяются, а вектор угловой скорости вращения системы отсчета $\vec{\Omega}$ совпадает с орбитальной угловой скоростью двойной системы “звезда-планета”. В этой системе отсчета удельная внешняя сила определяется выражением

$$\vec{f} = -\nabla \Phi - 2(\vec{\Omega} \times \vec{v}). \quad (6)$$

Здесь первое слагаемое в правой части описывает силу, обусловленную градиентом потенциала Роша

$$\Phi = -\frac{GM_s}{|\vec{r} - \vec{r}_s|} - \frac{GM_p}{|\vec{r} - \vec{r}_p|} - \frac{1}{2}[\vec{\Omega} \times (\vec{r} - \vec{r}_c)]^2, \quad (7)$$

где M_s – масса звезды, M_p – масса планеты, \vec{r}_s – радиус-вектор центра звезды, \vec{r}_p – радиус-вектор центра планеты, \vec{r}_c – радиус-вектор центра масс системы. Второе слагаемое описывает силу Кориолиса.

Фоновое магнитное поле задавалось в виде $\vec{H} = \vec{H}_p + \vec{H}_s$, где первое слагаемое \vec{H}_p описывает собственное магнитное поле планеты, а второе слагаемое \vec{H}_s соответствует радиальной компоненте магнитного поля звездного ветра B_r . В нашей модели предполагалось, что магнитное поле горячего юпитера является дипольным,

$$\vec{H}_{sp} = \frac{\mu}{|\vec{r} - \vec{r}_p|^3} [3(\vec{d} \cdot \vec{n}_p)\vec{n}_p - \vec{d}], \quad (8)$$

где μ – магнитный момент, $\vec{n}_p = (\vec{r} - \vec{r}_p)/|\vec{r} - \vec{r}_p|$, \vec{d} – единичный вектор, направленный вдоль магнитной оси, вектор магнитного момента $\vec{\mu} = \mu\vec{d}$. Радиальное магнитное поле звездного ветра можно найти из уравнения Максвелла $\nabla \cdot \vec{B} = 0$. С учетом сферической симметрии получаем [61]

$$\vec{H}_s = \frac{B_s R_s^2}{|\vec{r} - \vec{r}_s|^2} \vec{n}_s, \quad (9)$$

где R_s – радиус звезды, H_s – среднее магнитное поле на поверхности звезды, а вектор $\vec{n}_s = (\vec{r} - \vec{r}_s)/|\vec{r} - \vec{r}_s|$. Нетрудно убедиться, что фоновое магнитное поле удовлетворяет условию потенциальности, $\nabla \times \vec{H} = 0$.

В начальный момент времени собственное магнитное поле плазмы \vec{b} будет определяться только азимутальной компонентой магнитного поля звездного ветра. В орбитальной плоскости планеты для описания азимутальных компонент скорости v_ϕ и магнитного поля b_ϕ можно использовать аналитическую МГД модель солнечного ветра из работы [62]. В этом случае

$$v_\phi = \Omega_s r \frac{1 - \lambda^2 r_A^2 / r^2}{1 - \lambda^2}, \quad (10)$$

$$b_\phi = \frac{B_r}{v_r} \Omega_s \lambda^2 \frac{1 - r_A^2 / r^2}{1 - \lambda^2}. \quad (11)$$

Здесь v_r – радиальная скорость ветра, радиальная координата r определяет расстояние от центра звезды до данной точки, Ω_s – угловая скорость собственного вращения звезды, а через λ обозначено альфвеновское число Маха для радиальных компонент скорости и магнитного поля,

$$\lambda = \frac{\sqrt{4\pi\rho} v_r}{B_r}. \quad (12)$$

Альфвеновская точка соответствует расстоянию $r = r_A$, на котором радиальная скорость ветра v_r становится равной альфвеновской скорости $u_A = |B_r|/\sqrt{4\pi\rho}$, а параметр $\lambda = 1$. Область $r < r_A$ определяет суб-альфвеновскую зону звездного вет-

ра, а область $r > r_A$ соответственно *сверх-альфвеновскую* зону. В работе [62] для солнечного ветра было получено значение альфвеновского радиуса $r_A = 24.3 R_\odot$. В более поздних работах эта величина оценивалась меньшими значениями (см., например, [63, 64]). В работе [65] на основе анализа солнечной активности за последние 250 лет был сделан вывод о том, что альфвеновский радиус может варьироваться в довольно широких пределах от $15 R_\odot$ до $30 R_\odot$. С другой стороны, величина магнитного поля звезд солнечного типа может отличаться от поля Солнца. Средние поля на поверхности таких звезд лежат в диапазоне примерно от 0.1 до нескольких гаусс [66, 67]. Магнитные поля звезд других спектральных классов могут отличаться еще сильнее. Кроме того, азимутальная компонента магнитного поля звездного ветра (11) определяется угловой скоростью собственного вращения звезды, которая, в свою очередь, также зависит от спектрального класса [67]. Эти обстоятельства существенно расширяют набор возможных вариантов параметров моделей.

В качестве объекта исследования мы использовали горячий юпитер HD 209458b, который является первым транзитным горячим юпитером, открытым в 1999 г. [68]. Основные параметры численной модели соответствовали значениям, использованным в наших предыдущих работах (см., например, [15]). Родительская звезда относится к спектральному классу G0, имеет массу $M_s = 1.15 M_\odot$, радиус $R_s = 1.2 R_\odot$. Собственное вращение звезды характеризуется периодом $P_{\text{rot}} = 14.4$ сут., что соответствует угловой скорости $\Omega_s = 5.05 \times 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ или линейной скорости на экваторе $v_{\text{rot}} = 4.2 \text{ км/с}$. Планета характеризуется массой $M_p = 0.71 M_{\text{Jup}}$ и фотометрическим радиусом $R_p = 1.38 R_{\text{Jup}}$, где M_{Jup} и R_{Jup} – масса и радиус Юпитера. Большая полуось орбиты планеты $A = 10.2 R_\odot$, что соответствует периоду обращения вокруг звезды $P_{\text{orb}} = 84.6 \text{ ч}$.

В начальный момент времени вокруг планеты задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера, распределение плотности в которой определялось выражением:

$$\rho = \rho_{\text{atm}} \exp \left[-\frac{GM_p}{R_{\text{gas}} T_{\text{atm}}} \left(\frac{1}{R_p} - \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_p|} \right) \right], \quad (13)$$

где ρ_{atm} – плотность на фотометрическом радиусе, T_{atm} – температура атмосферы, R_{gas} – газовая постоянная. Начальный внешний радиус атмосферы определялся из условия равновесия по давлению с веществом звездного ветра. В расчетах использовались следующие параметры атмосферы: темпе-

ратура $T_{\text{атм}} = 7500$ К, концентрация частиц на фотометрическом радиусе $n_{\text{атм}} = 10^{11}$ см $^{-3}$.

В качестве параметров звездного ветра были использованы соответствующие значения для солнечного ветра на расстоянии $10.2R_{\odot}$ от центра Солнца [69]: температура $T_w = 7.3 \times 10^5$ К, скорость $v_w = 100$ км/с, концентрация $n_w = 10^4$ см $^{-3}$. Среднее магнитное поле на поверхности звезды задавалось равным $B_s = 0.01$ Гс, что соответствует слабому полю ветра.

В наших расчетах мы принимали значение магнитного момента горячего юпитера HD 209458b равным $\mu = 0.1\mu_{\text{жур}}$. Ориентация магнитного диполя определялась углами θ и ϕ , которые использовались в качестве параметров модели. Компоненты единичного вектора \vec{d} , направленного вдоль магнитной оси, в декартовой системе координат описываются выражениями:

$$\begin{aligned} d_x &= \sin \theta \cos \phi, & d_y &= \sin \theta \sin \phi, \\ d_z &= \cos \theta. \end{aligned} \quad (14)$$

При этом мы считали, что собственное вращение планеты является синхронизованным с орбитальным вращением, а ось собственного вращения коллинеарна оси орбитального вращения.

Для численного решения уравнений магнитной гидродинамики, выписанных в предыдущем разделе, мы используем комбинацию разностных схем Роу [70] и Лакса–Фридрихса [71–73]. Алгоритм решения описан в нашей работе [46] и состоит из нескольких последовательных этапов, возникающих в результате применения метода расщепления по физическим процессам. На первом этапе численно решается подсистема уравнений, соответствующая идеальной магнитной гидродинамике с собственным магнитным полем плазмы \vec{b} без учета фонового магнитного поля \vec{H} . Для решения этой системы использовалась схема Роу [74, 75] (см. также монографию [55]) для уравнений магнитной гидродинамики с повышающей поправкой Ошера [76] на неоднородной сетке. Эта схема подробно описана в работе [77]. Отметим, что магнитогидродинамический вариант схемы Роу был представлен в коде таким образом, чтобы в отсутствие магнитного поля ($\vec{b} = 0$) эта схема в точности переходила в схему Роу–Эйнфельдта–Ошера, использовавшуюся нами в чисто газодинамических расчетах [15]. Для быстрых магнитозвуковых характеристик в разностной схеме используется поправка Эйнфельдта [78]. В случае медленных магнитозвуковых характеристик исходная поправка Эйнфельдта не согласуется с чисто газодинамическим вариантом разностной схемы Роу. Поэтому для таких характеристик используется модифицированная энтропийная

поправка [77]. На втором этапе численно решается подсистема уравнений, соответствующая учету влияния фонового поля. Для ее решения использовалась схема Лакса–Фридрихса [71–73] с повышающими TVD (total variation diminishing) [79] поправками [55].

Для очистки дивергенции магнитного поля \vec{b} мы использовали метод обобщенного множителя Лагранжа [80]. Выбор этого метода обусловлен тем, что течение в окрестности горячего юпитера является существенно нестационарным, особенно в спутном потоке, формирующем магнитосферный хвост.

Вычисления проводились в декартовой системе координат, начало которой располагалось в центре планеты. Ось x проходила через центры звезды и планеты и при этом была направлена от звезды к планете. Ось y была направлена вдоль орбитального вращения планеты, а ось z — вдоль ее оси собственного вращения. Использовалась расчетная область с размерами $-30 \leq x/R_p \leq 30$, $-30 \leq y/R_p \leq 30$, $-15 \leq z/R_p \leq 15$ с числом ячеек $N = 480 \times 480 \times 240$. Для повышения пространственного разрешения в области атмосферы планеты мы использовали экспоненциально сгущающуюся к центру планеты сетку, структура которой описана в [77]. Характерный размер ячейки на фотометрическом радиусе планеты составлял величину $0.02R_p$, в то время как на внешнем краю расчетной области размер ячейки был равен примерно $0.4R_p$. Граничные условия задавались такие же, как и в работе [38].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В данной работе мы провели численное моделирование структуры течения в окрестности горячего юпитера HD 209458b в сверх-альфвеновском режиме обтекания. Различные варианты расчета отличаются между собой только парамет-

Таблица 1. Значения углов θ и ϕ , определяющих ориентацию магнитного диполя соотношениями (14), угловое расстояние χ между направлением на точку Лагранжа L_1 и ближайшим к нему магнитным полюсом, а также темп потери массы \dot{M} для различных моделей

Модель	θ	ϕ	χ	\dot{M} , 10^{10} г/с
1	0°	0°	90°	1.47
2	30°	0°	60°	1.48
3	60°	0°	30°	1.14
4	90°	0°	0°	1.13
5	90°	90°	90°	1.60
6	90°	180°	0°	1.13

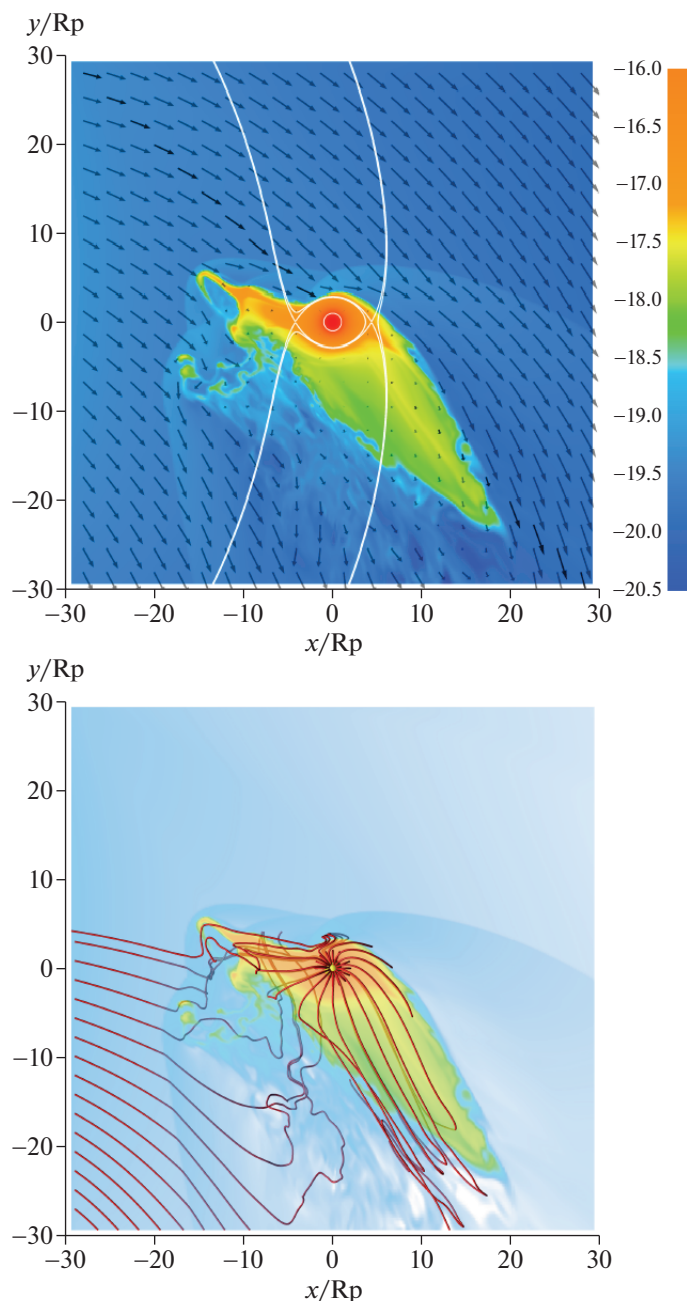


Рис. 1. Распределение десятичного логарифма плотности (градиация цвета), скорости (стрелки, верхняя диаграмма) и магнитного поля (трехмерные линии, нижняя диаграмма) в плоскости орбиты горячего юпитера для модели 1 ($\theta = 0^\circ$, $\phi = 0^\circ$). Решение представлено на момент времени $0.26P_{\text{orb}}$ от начала счета. Светлыми линиями показаны эквипотенциальные поверхности потенциала Роша. Светлая окружность соответствует фотометрическому радиусу планеты. (Цветной вариант рисунка доступен в электронной версии журнала.)

рами ориентации магнитного диполя планеты. Соответствующие значения углов θ и ϕ , определяющих компоненты вектора \vec{d} в соотношениях (14), приведены в табл. 1. В моделях 1–4 наклон магнитного диполя варьировался, начиная от оси вращения (модель 1), и до плоскости орбиты (модель 4) в противоположную от звезды сторону. В

модели 5 магнитный диполь был направлен в сторону звезды. В модели 6 магнитный диполь был направлен в сторону орбитального движения планеты.

Результаты численных расчетов демонстрируют рис. 1–6. На верхних диаграммах рисунков показаны распределения десятичного логарифма

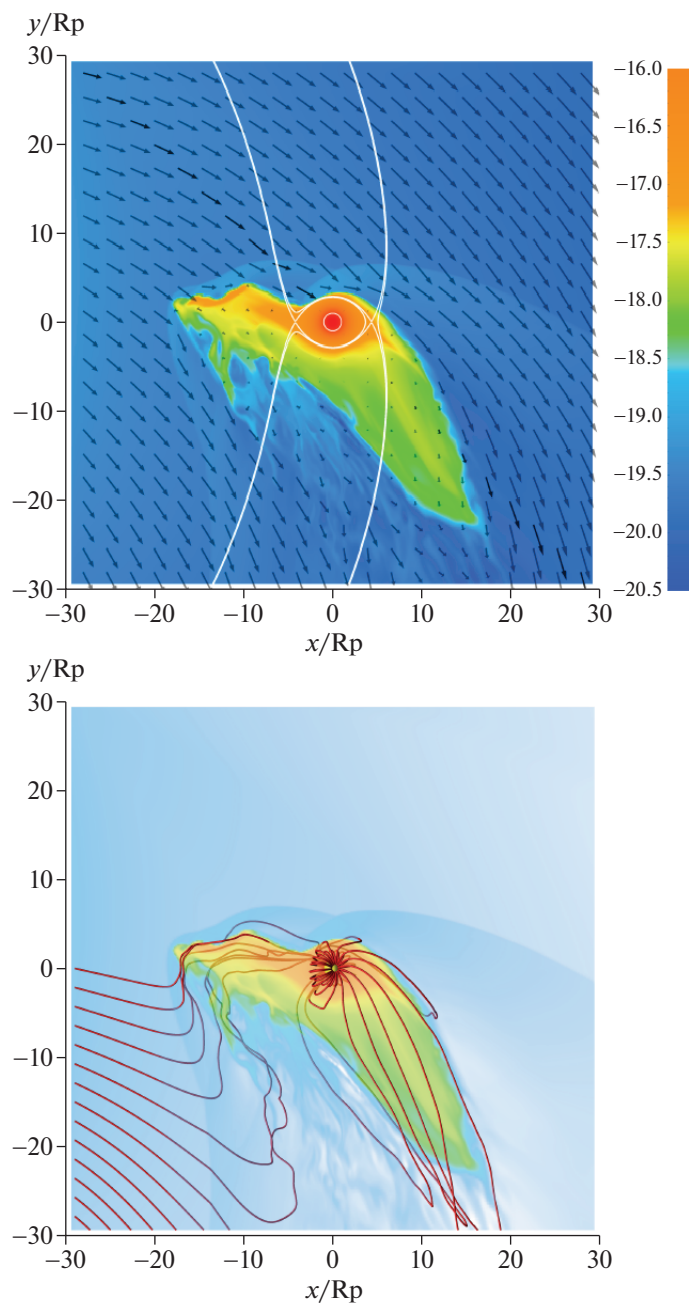


Рис. 2. То же самое, что и на рис. 1, но для модели 2 ($\theta = 30^\circ$, $\phi = 0^\circ$).

плотности (градация цвета) и скорости (стрелки) в орбитальной плоскости планеты. На шкале справа от диаграммы приведены соответствующие значения десятичного логарифма плотности в $\text{г}/\text{см}^3$. На нижних диаграммах показаны распределения десятичного логарифма плотности в орбитальной плоскости планеты (градация цвета) и трехмерные магнитные силовые линии. Представленные численные решения соответствуют моменту времени $0.26P_{\text{orb}}$ от начала счета. Светлыми линиями на верхних диаграммах показаны

эквипотенциальные поверхности потенциала Роща, проходящие вблизи точек Лагранжа L_1 и L_2 . Планета расположена в центре расчетной области и изображена светлой окружностью, радиус которой соответствует фотометрическому радиусу R_p . Значения декартовых координат по осям x и y в плоскости орбиты для наглядности выражены в радиусах планеты R_p .

Анализ этих рисунков позволяет заключить, что качественно картина течения в окрестности

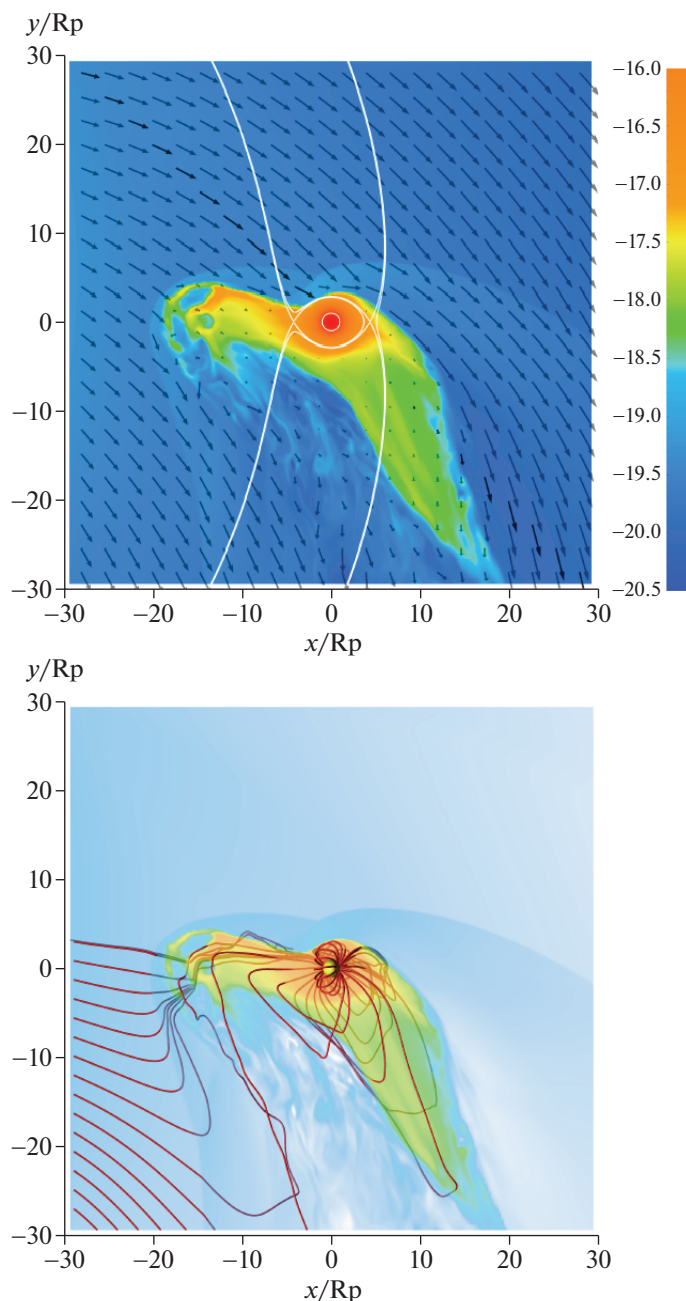


Рис. 3. То же самое, что и на рис. 1, но для модели 3 ($\theta = 60^\circ$, $\phi = 0^\circ$).

горячего юпитера во всех моделях выглядит примерно одинаково и вполне соответствует картине течения в чисто газодинамическом случае для квази-замкнутой оболочки [15]. Это обусловлено тем, что мы рассматриваем сверх-альфвеновский режим обтекания горячего юпитера звездным ветром, при котором магнитное поле ветра не является определяющим фактором. Собственное магнитное поле планеты в наших моделях является относительно слабым и поэтому также не оказывает какого-либо значительного влияния на динамику вещества.

Рис. 1–6 показывают, что во всех моделях формируются два мощных истечения из окрестностей точек Лагранжа L_1 и L_2 . Первый поток формируется на дневной стороне и направлен в сторону родительской звезды. Вещество в нем движется против ветра под действием силы гравитации звезды. Второй поток формируется на ночной стороне и тянется за планетой в виде широкого турбулентного шлейфа.

В результате взаимодействия звездного ветра с оболочкой планеты формируется хорошо замет-

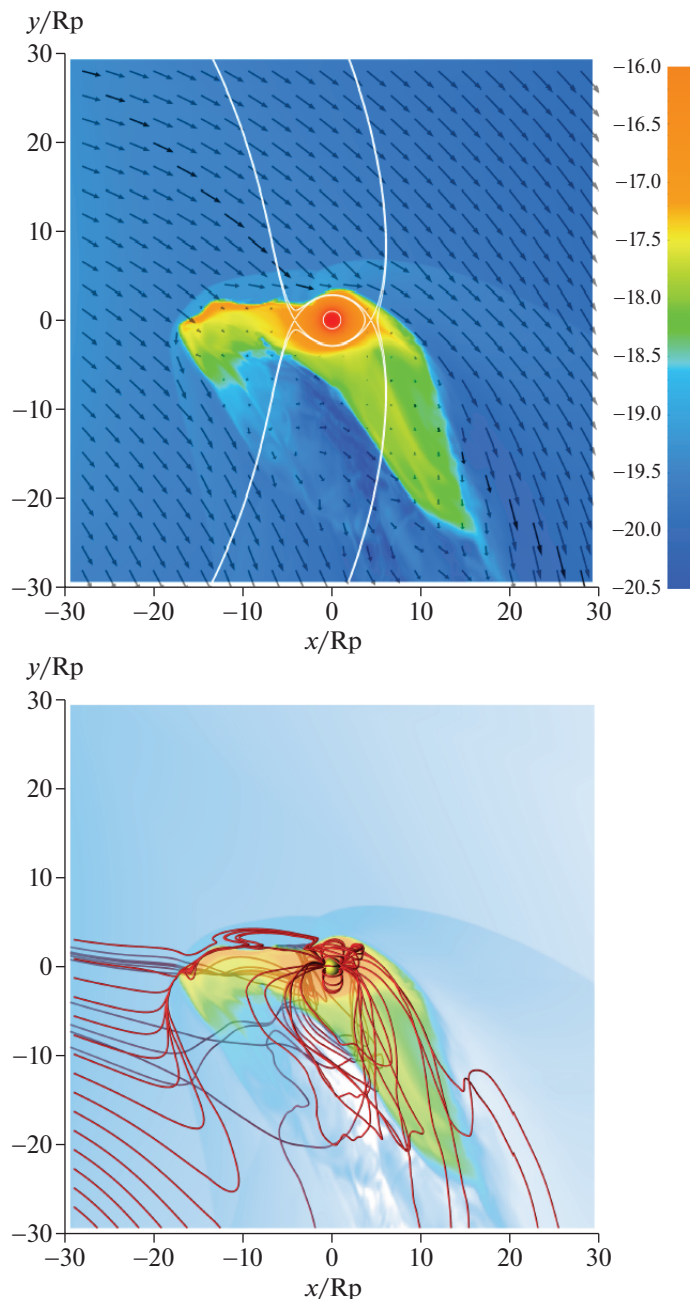


Рис. 4. То же самое, что и на рис. 1, но для модели 4 ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 0^\circ$).

ная отошедшая ударная волна. Можно сказать, что она состоит из двух или даже нескольких отдельных ударных волн. Одна из них (главная) возникает непосредственно вокруг атмосферы планеты. Остальные (вторичные) ударные волны формируются вокруг струи из внутренней точки Лагранжа L_1 , а также ее выделяющихся фрагментов и выступов. По ходу орбитального движения планеты на границе, разделяющей плазму ветра и вещество оболочки, возникает тангенциальный разрыв, поскольку в этом месте плазма ветра дви-

жется вдоль поверхности оболочки. В результате развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца граница раздела сильно искажается, но вихри быстро сносятся потоком назад. Аналогичное явление наблюдается на задней (по ходу орбитального движения планеты) части струи из внутренней точки Лагранжа L_1 . Движение вещества в ней останавливается динамическим давлением звездного ветра и отбрасывается назад. Формирующийся при этом поток вещества турбулизуется и фрагментирует на множество отдельных сгуст-

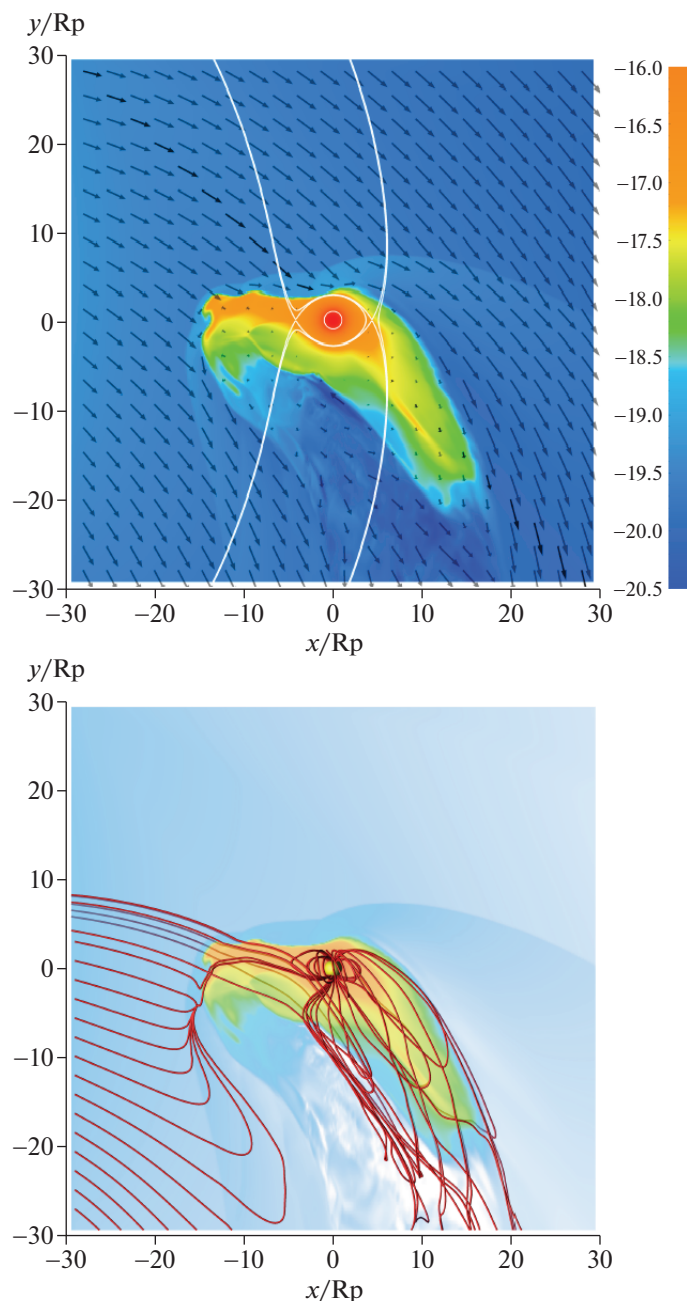


Рис. 5. То же самое, что и на рис. 1, но для модели 5 ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 90^\circ$).

ков. Большая часть этого вещества попадает в турбулентный шлейф, тянущийся за планетой.

В начальный момент времени в нашей численной модели в окрестности горячего юпитера магнитное поле представляет собой суперпозицию собственного дипольного магнитного поля планеты и магнитного поля звездного ветра. В нашей работе [46] была описана топология такого начального магнитного поля. Было показано, что эту область можно разделить на четыре магнитные зоны. В первой зоне силовые линии магнит-

ного поля начинаются на поверхности звезды (точнее говоря, на границе короны) и уходят на бесконечность. Вторая зона определяется открытыми магнитными силовыми линиями планеты. В третьей зоне магнитные линии являются общими для звезды и планеты, они начинаются на поверхности звезды и заканчиваются на поверхности планеты. Наконец, четвертая зона определяется замкнутыми линиями планеты. В окрестности планеты выделяются нейтральные точки, в которых направление магнитного поля оказывается

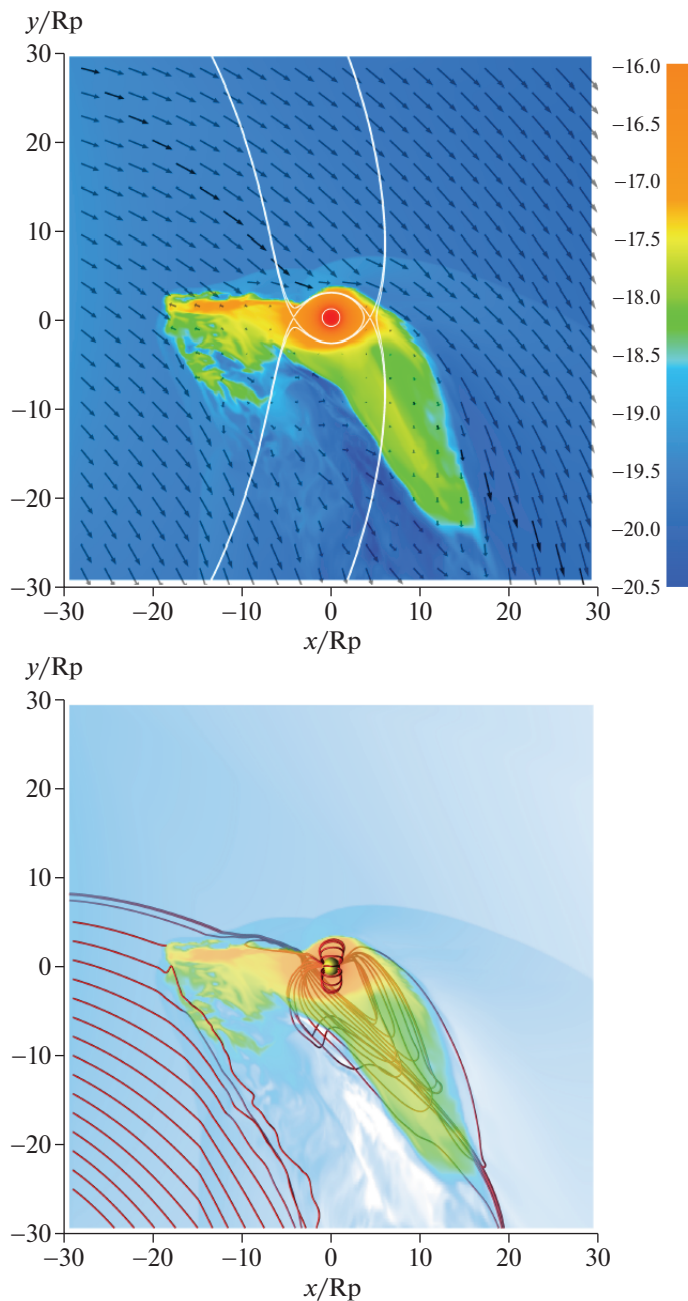


Рис. 6. То же самое, что и на рис. 1, но для модели 6 ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 180^\circ$).

неопределенным, а индукция поля равна нулю. Множество этих точек формирует в пространстве замкнутую нейтральную линию, форма которой определяется параметрами ориентации магнитной оси планеты.

В дальнейшем эта топология в целом сохраняется, но форма силовых линий существенно искажается планетными истечениями. Рис. 1–6 показывают, что внутри полости Роша планеты магнитное поле остается близким к дипольному. Однако в струях, формирующихся на дневной и

ночной сторонах, магнитные силовые линии вытягиваются потоками плазмы из ионосферной оболочки. Вдоль струи из внутренней точки Лагранжа L_1 индукция магнитного поля остается практически постоянной и составляет примерно 10^{-3} Гс. Обратим внимание на структуру магнитной зоны, состоящей из общих для звезды и планеты магнитных линий. Ее форма определяется ориентацией магнитного диполя планеты. Дело в том, что магнитные линии ветра, направленные от звезды, должны замыкаться на южном магнит-

ном полюсе планеты, а не на северном. Поэтому если, например, северный магнитный полюс направлен к звезде, как в модели 6 (см. рис. 6), то соответствующим магнитным линиям ветра необходимо полностью обогнуть планету, чтобы замкнуться на южном полюсе. Наиболее простую форму эта магнитная зона имеет в случае модели 4 (см. рис. 4), в которой южный магнитный полюс ориентирован в направлении на звезду. В остальных вариантах реализуются промежуточные случаи.

В наших моделях магнитное поле звездного ветра является достаточно слабым и не играет существенной динамической роли. Формирующаяся магнитосфера, согласно классификации, описанной в работе [46], соответствует наведенной (индуцированной) ударной магнитосфере для случая открытой или квази-замкнутой ионосферной оболочки.

На фронте ударной волны магнитные линии испытывают излом согласно условиям Гюгонио. Вблизи границы ионосферной оболочки формируется магнитопауза, которая разделяет между собой магнитное поле ветра и собственное поле планеты. На дневной стороне на границе зон с открытыми и замкнутыми линиями поля планеты должны происходить процессы перезамыкания магнитных линий, как и в магнитосфере Земли [48]. Аналогичные процессы должны происходить и в магнитосферном хвосте на ночной стороне. Для более корректного учета этих явлений в нашей модели следует включить эффекты магнитной вязкости, обусловленные, например, бомбовской диффузией [59]. В данных расчетах эти процессы происходят за счет численной вязкости, которая определяется используемой разностной схемой и структурой сетки.

В области магнитосферного каспа (области с открытыми силовыми линиями планеты) плазма ветра может свободно проникать в верхние слои атмосферы, вызывая авроральные свечения. Наиболее мощные потоки частиц из плазмы ветра должны были бы формироваться в моделях 4 и 6, в которых магнитные полюса ориентированы вдоль линии, соединяющей центры звезды и планеты. Однако свободному подходу частиц к магнитным полюсам в этих случаях препятствует вещество ионосферной оболочки. Поэтому получающиеся конечные потоки должны быть в существенной мере ослаблены. Заметим, что в случае суб-альфвеновского режима обтекания влияние собственного магнитного поля планеты оказывается еще меньше и поэтому область магнитосферного каспа будет располагаться в более глубоких слоях атмосферы. Это обстоятельство может объяснить неудачные до сегодняшнего дня попытки обнаружения наблюдательных проявлений авроральных свечений в горячих юпитерах. Например, в работе [81] предпринята попытка де-

тектирования радиоизлучения из авроральных областей горячих юпитеров HD 114762, 70 Vir и τ Boo с помощью радиотелескопа Very Large Array (VLA). Однако в предсказанном диапазоне частот какого-либо существенного потока радиоизлучения замечено не было. Другое объяснение этого факта предложено в работе [82].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера с параметрами, соответствующими HD 209458b. Было выполнено несколько расчетов, различающихся между собой ориентацией магнитной оси собственного дипольного магнитного поля горячего юпитера. Величина магнитного момента планеты задавалась равной 0.1 от магнитного момента Юпитера. Кроме того, в расчетах учитывалось магнитное поле звездного ветра. Среднее магнитное поле на поверхности звезды было принято равным 0.01 Гс. Это соответствует относительно слабому полю ветра. Поэтому во всех рассмотренных в работе моделях в окрестности горячего юпитера обтекание атмосферы планеты звездным ветром происходило в сверх-альфвеновском режиме. Это формально соответствует как сверхзвуковому обтеканию в чисто газодинамическом случае [15], так и случаю МГД течения с учетом только собственного дипольного магнитного поля планеты [38].

В верхних частях атмосферы существенное влияние на динамику плазмы оказывает собственное магнитное поле планеты. В определенных случаях это обстоятельство может приводить к формированию так называемых “мертвых зон”, где плазма удерживается магнитным полем. Такие образования наблюдались, например, в численном решении, полученном авторами работы [43]. Очевидно, что конфигурация этих “мертвых зон” также в существенной мере должна зависеть от ориентации оси симметрии дипольного магнитного поля планеты. В наших численных решениях реализуется высокая степень переполнения полости Роша горячего юпитера. При таких параметрах атмосферы “мертвые зоны” оказываются плохо выраженными. Истечения формируются вблизи точек Лагранжа L_1 и L_2 , где динамическое давление уже во много раз превосходит магнитное давление. По этой же причине в наших решениях не наблюдаются истечения из полярных областей [83] в тех случаях, когда магнитная ось планеты не совпадает с направлением на звезду.

Темп потери массы горячих юпитеров для различных типов газовых оболочек в чисто газодинамическом случае вычислялся в работе [16]. В работе [38] на основе трехмерных МГД расчетов был сделан вывод о том, что наличие даже срав-

нительно слабого магнитного поля у горячего юпитера может приводить к заметному ослаблению темпа потери массы \dot{M} . Это означает, что у таких планет могут формироваться замкнутые и квази-замкнутые ионосферные оболочки при больших степенях переполнения полости Роша, поскольку в этом случае веществу необходима дополнительная энергия для преодоления магнитного давления и натяжения магнитных линий.

Как показывают наши расчеты, темп потери массы зависит также и от ориентации дипольного магнитного поля планеты. В табл. 1 приведены полученные в расчетах значения темпа потери массы атмосферой горячего юпитера для различных моделей. Величина \dot{M} лежит в диапазоне от 10^{10} г/с до 2×10^{10} г/с. Максимальное значение темпа потери массы (1.60×10^{10} г/с, модель 5) отличается от минимального (1.13×10^{10} г/с, модели 4 и 6) на 42%. Анализ показывает, что темп потери массы возрастает с увеличением угла χ между направлением на звезду и направлением на ближайший к внутренней точке Лагранжа L_1 магнитный полюс. По результатам расчетов (см. таблицу 1) эту зависимость можно описать эмпирическим соотношением вида

$$\dot{M} = 1.1 \times 10^{10} + 4.9 \times 10^7 \chi \text{ [г/с]}, \quad (15)$$

где величина угла χ выражена в градусах. Полученную зависимость можно объяснить тем, что в верхних слоях атмосферы наибольшая индукция магнитного поля планеты достигается в магнитных полюсах. Следовательно, чем ближе магнитный полюс расположен к точке Лагранжа L_1 , тем больше будет величина электромагнитной силы, препятствующей движению вещества в формирующемся истечении. Конечно, вдоль магнитных силовых линий вещество будет двигаться свободно. Однако из-за относительно большого диаметра струи (примерно $3R_p$) в этом случае в ней будет присутствовать и поперечная компонента поля, которая будет препятствовать свободному истечению.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 18-12-00447). Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrc-ki.ru/>, а также вычислительных средств МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray*, *Astrophys. J.* **693**, 23 (2009).
2. *M. Mayor and D. Queloz*, *Nature* **378**, 355 (1995).
3. *D. Lai, C. Helling, and E. P. J. van den Heuvel*, *Astrophys. J.* **721**, 923 (2010).
4. *S.-L. Li, N. Miller, D. N. C. Lin, and J. J. Fortney*, *Nature* **463**, 1054 (2010).
5. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al.*, *Nature* **422**, 143 (2003).
6. *A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al.*, *Astrophys. J.* **676**, L57 (2008).
7. *L. Ben-Jaffel*, *Astrophys. J.* **671**, L61 (2007).
8. *A. Vidal-Madjar, J.-M. Desert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hebrard, et al.*, *Astrophys. J.* **604**, L69 (2004).
9. *L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini*, *Astrophys. J.* **709**, 1284 (2010).
10. *J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, et al.*, *Astrophys. J.* **717**, 1291 (2010).
11. *R. V. Yelle*, *Icarus* **170**, 167 (2004).
12. *A. Garcia Munoz*, *Planet. Space Sci.* **55**, 1426 (2007).
13. *T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas*, *Icarus* **226**, 1678 (2013).
14. *Д. Э. Ионов, В. И. Шематович, Я. Н. Павлюченков*, *Астрон. журн.* **94**, 381 (2017).
15. *D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich*, *Astronomy Reports* **57**, 715 (2013).
16. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov*, *Astronomy Reports* **58**, 679 (2014).
17. *D. V. Bisikalo and A. A. Cherenkov*, *Astronomy Reports* **60**, 183 (2016).
18. *A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astrophys. J.* **846**, 31 (2017).
19. *A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 605 (2018).
20. *D. V. Bisikalo, A. A. Cherenkov, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Möstl*, *Astronomy Reports* **62**, 648 (2018).
21. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 5315 (2018).
22. *J.-M. Grießmeier, A. Stadelmann, T. Penz, et al.*, *Astron. Astrophys.* **425**, 753 (2004).
23. *A. Sanchez-Lavega*, *Astrophys. J.* **609**(2), L87 (2004).
24. *A. A. Vidotto, M. Jardine, and Ch. Helling*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **411**, L46 (2011).
25. *K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, et al.*, *Science* **346**, 981 (2014).
26. *D. J. Stevenson*, *Reports on Progress in Physics* **46**, 555 (1983).
27. *A. P. Showman and T. Guillot*, *Astron. Astrophys.* **385**, 166 (2002).
28. *K. Batygin, S. Stanley, and D. J. Stevenson*, *Astrophys. J.* **776**, 53 (2013).
29. *T. M. Rogers and A. P. Showman*, *Astrophys. J.* **782**, L4 (2014).
30. *T. M. Rogers and T. D. Komacek*, *Astrophys. J.* **794**, 132 (2014).

31. *T. M. Rogers*, *Nat. Astron.* **1**, 0131 (2017).
32. *K. M. Moore, R. K. Yadav, L. Kulowski, et al.*, *Nature* **561**, 76 (2018).
33. *C. A. Jones*, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **43**, 583 (2011).
34. *C. A. Jones*, *Icarus* **241**, 148 (2014).
35. *С. И. Брагинский*, *ЖЭТФ* **47**, 2178 (1964).
36. *E. N. Parker*, *Cosmical Magnetic Fields: Their Origin and Their Activity* (Oxford: Clarendon Press, 1979).
37. *T. G. Cowling*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **94** 39 (1933).
38. *A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev*, *Astronomy Reports* **61**, 932 (2017).
39. *D. V. Bisikalo, A. S. Arakcheev, and P. V. Kaigorodov*, *Astronomy Reports* **61**, 925 (2017).
40. *T. T. Koskinen, J. Y.-K. Cho, N. Achilleos, and A. D. Aylward*, *Astrophys. J.* **722**, 178 (2010).
41. *G. B. Trammell, P. Arras, and Z.-Y. Li*, *Astrophys. J.* **728**, 152 (2011).
42. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Y. L. Sasunov, H. Lammer, et al.*, *Astrophys. J.* **795**, 132 (2014).
43. *M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, and P. A. Prokopov*, *Astrophys. J.* **813**, 50 (2015).
44. *G. B. Trammell, Z.-Y. Li, and P. Arras*, *Astrophys. J.* **788**, 161 (2014).
45. *T. Matsakos, A. Uribe, and A. Königl*, *Astron. Astrophys.* **578**, A6 (2015).
46. *A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo*, *Astronomy Reports* **63**, 550 (2019).
47. *W.-H. Ip, A. Kopp, and J. H. Hu*, *Astrophys. J.* **602**, L53 (2004).
48. *Е. С. Беленькая*, *Усп. физ. наук* **179**, 809 (2009).
49. *C. T. Russell*, *Rep. Prog. Phys.* **56**, 687 (1993).
50. *P. Zarka*, *Planetary and Space Science* **55**, 598 (2007).
51. *A. Strugarek, A. S. Brun, S. P. Matt, and V. Réville*, *Astrophys. J.* **815**, 111 (2015).
52. *П. В. Кайгородов, Е. А. Ильина, Д. В. Бисикало*, *Астрон. журн.* **96**, N5, 367 (2019).
53. *А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов*, *Астрон. журн.* **97**, (2020), в печати.
54. *S. Czesla, P. C. Schneider, M. Salz, et al.*, *Astron. Astrophys.* **629**, A5 (2019).
55. *Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук*, *Газодинамика тесных двойных звезд* (М.: Физматлит, 2013).
56. *А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук*, *Усп. физ. наук* **182**, 121 (2012).
57. *T. Tanaka*, *J. Comp. Phys.* **111**, 381 (1994).
58. *K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, and D. L. de Zeeuw*, *J. Comp. Phys.* **154**, 284 (1999).
59. *F. F. Chen*, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, (Berlin: Springer, 1984).
60. *M. J. Owens, R. J. Forsyth*, *Living Rev. Solar Phys.* **10**, 5 (2013).
61. *В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев*, *Гидродинамическая теория космической плазмы* (М.: Наука, 1977).
62. *E. J. Weber and L. Davis Jr.*, *Astrophys. J.* **148**, 217 (1967).
63. *J. C. Brandt, C. Wolff, and J. P. Cassinelli*, *Astrophys. J.* **156**, 1117 (1969).
64. *T. Sakurai*, *Solar Physics* **76**, 301 (1982).
65. *M. L. Goelzer, N. A. Schwadron, and C. W. Smith*, *J. Geophys. Res. Space Physics* **119**, 115 (2014).
66. *D. Fabbian, R. Simoniello, R. Collet, et al.*, *Astron. Nachr.* **338**, 753 (2017).
67. *H. Lammer, M. Gudel, Y. Kulikov, et al.*, *Earth Planets Space* **64**, 179 (2012).
68. *D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, and M. Mayor*, *Astrophys. J.*, L45 (2000).
69. *G. L. Withbroe*, *Astrophys. J.* **325**, 442 (1988).
70. *P. L. Roe*, *Lect. Notes Phys.* **141**, 354 (1980).
71. *P. D. Lax*, *Commun. Pure Appl. Math.* **7**, 159 (1954).
72. *R. O. Friedrichs*, *Commun. Pure Appl. Math.* **7**, 345 (1954).
73. *В. В. Русанов*, *ЖЭТФ* **1**, 267 (1961).
74. *P. Cargo and G. Gallice*, *J. Comp. Phys.* **136**, 446 (1997).
75. *А. Г. Куликовский, Н. В. Погорелов, А. Ю. Семенов*, *Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений* (М.: Физматлит, 2001).
76. *S. R. Chakravarthy and S. Osher*, *AIAA Papers* N 85-0363 (1985).
77. *А. Г. Жилкин, А. В. Соболев, Д. В. Бисикало, М. М. Габдеев*, *Астрон. журн.* **96** N9, 748 (2019).
78. *B. Einfeldt*, *SIAM J. Numer. Anal.* **25**, 294 (1988).
79. *A. Harten, J. Human*, *J. Comp. Phys.* **50**, 235 (1983).
80. *A. Dedner, F. Kemm, D. Kroner, C.-D. Munz, T. Schnitzer, and M. Wesenberg*, *J. Comp. Phys.* **175**, 645 (2002).
81. *W. M. Farrell, T. J. W. Lazio, M. D. Desch, T. S. Bastian, and P. Zarka*, *In R. Norris, F. Stootman* (Eds.), *Bioastronomy 2002: Life among the stars*, *Proceedings of IAU Symposium #213* (p. 73). San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific (2004).
82. *C. Weber, H. Lammer, I. F. Shaikhislamov, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **469**, 3505 (2017).
83. *J. E. Owen and F. C. Adams*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **444**, 3761 (2014).

УДК 523.9-337

“НЕСОСТОЯВШИЕСЯ” ЭРУПЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ВОЛОКОН

© 2020 г. Б. П. Филиппов^{1,*}

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

*E-mail: bfilip@izmiran.ru

Поступила в редакцию 25.07.2019 г.

После доработки 08.10.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

Солнечные волокна (протуберанцы), которые внезапно начинают быстро подниматься, т.е. становятся эруптивными, иногда замедляются и останавливаются на относительно небольшой высоте. Причины, по которым эрупции оказываются “несостоявшимися”, во многом неясны. В работе анализируются два эруптивных явления с очень схожими исходной геометрией и конфигурацией внешнего магнитного поля, одно из которых развивается в корональный выброс, а второе прерывается вскоре после начала. Силой, останавливающей эрупцию, вероятно, чаще всего выступает напряжение изогнутых магнитных силовых линий. Решающим фактором представляется присутствие значительного компонента внешнего магнитного поля вдоль оси жгута в области несостоявшейся эрупции. Такой эффект был обнаружен в лабораторных экспериментах по изучению динамики плазменных жгутов и, вероятно, играет важную роль в эруптивных явлениях на Солнце.

DOI: 10.31857/S0004629920020024

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные протуберанцы, или волокна, как их называют в проекции на диск, могут длительное время (дни и недели) находиться “подвешенными” в короне высоко над фотосферой и хромосферой, а затем внезапно начинают стремительно подниматься: происходит их эрупция [1, 2]. Эруптируют как относительно небольшие волокна, так и волокна протяженностью более солнечного радиуса. Под улетающим протуберанцем часто образуется система ярких вспыхивающих петель, а сам он высоко в верхней короне становится ядром коронального выброса.

Нередко случается, что эруптивный протуберанец останавливается после первоначального “прыжка” [3–8]. В таких случаях говорят о “несостоявшейся эрупции” (failed eruption). Коронального выброса при этом не образуется. Наблюдение начала подъема протуберанца, или, иными словами, его активизации [9], не гарантирует, таким образом, что явление приведет к значительным последствиям в состоянии “космической погоды”. В каталоге, составленном по наблюдениям на комплексе ультрафиолетовых телескопов Atmospheric Imaging Assembly (AIA) на борту космической обсерватории Solar Dynamics Observatory (SDO) с июня 2010 г. по сентябрь 2014 г., среди девяти сотен эруптивных событий 20% классифицируются как ограниченные или несостоявшиеся эрупции [10].

Наиболее вероятными магнитными структурами в солнечной короне, в которых могут образовываться протуберанцы, считаются аркады петель со сдвинутыми вдоль центральной оси основаниями [11–13] и магнитные жгуты [14–20]. Накопление в этих конфигурациях “свободной” магнитной энергии, т.е. энергии, превышающей энергию потенциального поля при том же распределении граничных условий, приводит к развитию неустойчивостей, проявляющихся в эруптивных явлениях. Длинная скрученная силовая трубка подвержена неустойчивости по отношению к винтовому извиванию (kink instability), когда угол закручивания силовой линии на длине трубки превышает пороговое значение (условие Крускала–Шафранова [21, 22]). При большом вертикальном градиенте окружающего жгута внешнего поля его равновесие в короне может стать неустойчивым при значении электрического тока, меньшем, чем необходимо для развития винтовой неустойчивости [23–25]. Для удобного моделирования случая тороидальной силовой трубки такая неустойчивость получила название “тороидальной неустойчивости” [19, 26, 27].

Среди причин, по которым эруптивный протуберанец прекращает свое движение в короне, называют [28]:

– недостаточный запас энергии магнитного жгута для преодоления гравитационного потенциала Солнца;

- сдерживающее воздействие коронального магнитного поля [4, 29];
- силы магнитного натяжения внутри жгута [30];
- обмен механической энергией с окружающей плазмой [31];
- стабилизация начавшейся винтовой неустойчивости жгута [3, 4];
- пересоединение силовых линий жгута с окружающей корональной аркадой [32].

Возможность остановки жгута в короне после начала эрупции продемонстрирована в работе [33]. Для этого удерживающее жгут внешнее магнитное поле должно иметь два характерных масштаба. Потеряв равновесие в поле меньшего масштаба, жгут может найти положение устойчивого равновесия в поле большего масштаба. Однако имеется немало случаев, когда протуберанец останавливается в областях, где не выполняются условия, необходимые для устойчивого равновесия [34, 35]. Майерс и др. [36] на основании лабораторных экспериментов по изучению эволюции магнитных жгутов во внешнем магнитном поле пришли к выводу о важной роли продольного компонента (вдоль оси жгута) внешнего поля в остановке жгута. В данной работе мы покажем, что эта причина, по-видимому, играет решающую роль в несостоявшейся эрупции на Солнце 4 августа 2013 г.

2. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ИЗОГНУТЫЙ МАГНИТНЫЙ ЖГУТ

В конвективной зоне Солнца, где, как предполагается, генерируются магнитные поля в результате действия механизма динамо, скрученные магнитные трубки, по-видимому, изолированы, т.е. их внутреннее поле не проникает в окружающую плазму благодаря экранирующему току, протекающему на границе. Давление плотной плазмы удерживает экранирующий ток на границе. То есть полный электрический ток через поперечное сечение жгута равен нулю. Ток, проявляющийся в скрученности силовых линий жгута и называемый обычно прямым, точно компенсируется противоположно направленным (обратным) током на границе жгута.

В короне плотность плазмы чрезвычайно мала, и ее давление на порядки меньше магнитного давления полей, которые ожидаются в ней по наблюдениям в фотосфере. Магнитное давление вокруг длинного токового канала с интегральным током I убывает с удалением от него на расстояние r не скорее, чем

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{I^2}{2\pi c^2 r^2}. \quad (1)$$

Оценки величины электрического тока в магнитном жгуте, содержащем протуберанец, сделанные по геометрии закрученных в цилиндрическую спираль нитей его тонкой структуры и сведений о вертикальном магнитном поле в фотосфере или по расчетам нелинейного бессилового поля по распределению полного вектора поля в фотосфере, дают значения 10^{10} – 10^{12} А [37–41].

Магнитное давление среднего по величине (согласно этим данным) тока в 10^{11} А сравнивается с давлением корональной плазмы $n_p kT$ при $n_p = 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $T = 10^6 \text{ К}$ на удалении $r = 3 \times 10^{10} \text{ см}$, что составляет около половины солнечного радиуса. То есть экранирующий ток удален на расстояние гораздо большее, чем высота магнитных жгутов с содержащимися в них протуберанцами. Но на поверхности фотосферы, имеющей большую плотность ($n_p > 10^{16} \text{ см}^{-3}$), обратный ток может удерживаться. Именно на взаимодействии прямого тока в центральной части жгута с обратным фотосферным током (его называют еще зеркальным) основан целый класс моделей поддержки протуберанцев и их эрупций [16, 42–45].

Вопрос о том, являются ли токи в солнечной атмосфере экранированными (neutralized), давно дискутируется [46–48]. Поскольку почти все токи, протекающие в короне, должны замыкаться на фотосферу, в первую очередь следует установить, скомпенсированы ли вертикальные токи в активных областях. Вертикальные токи можно с большей или меньшей точностью определить при наличии измерений полного вектора магнитного поля в фотосфере. Анализ этих измерений показывает, что, как правило, полный ток, протекающий через фотосферу всей изолированной активной области (обе магнитные полярности), равен нулю [48]. То есть все токи замыкаются внутри активной области. Чтобы выяснить, являются ли они экранированными, следует отдельно рассмотреть баланс токов, направленных вверх и вниз, внутри каждой магнитной полярности. Такой анализ продемонстрировал как наличие активных областей с доминированием тока одного направления, так и областей с прямым и обратным током внутри каждой полярности [48–51].

Дополнительным средством исследования структуры электрических токов в короне является МГД моделирование. Обычно рассматриваются две возможности появления тока в короне: фотосферные движения, деформирующие первоначально потенциальное (бестоковое) поле, и всплывание скрученной магнитной трубки из конвективной зоны. Деформации приводят к появлению как прямых, так и обратных токов, но, как было показано в работах [52, 53], в достаточной степени нейтрализованные токи возникают, только если деформирующие движения не затра-

гивают линию раздела полярностей вертикального магнитного поля (ЛРП) и не создают сдвиг в распределении силовых линий. Результаты моделирования всплывания скрученной трубки показывают, что при выходе из конвективной зоны изолированной магнитной трубки обратный ток остается в фотосфере [54, 55], а в корону проникает в основном однонаправленный прямой ток.

Таким образом, на существование однонаправленных электрических токов в солнечной короне указывают как доступные на сегодняшний день измерения магнитных полей, так и результаты численного МГД моделирования. На то, что в корональных жгутах имеются нескомпенсированные электрические токи, указывает расположение связанных с ними волокон вдоль ЛРП. То есть жгуты “чувствуют” внешнее поле, что было бы невозможно при их полном экранировании.

Ниже мы будем использовать простую модель равновесия магнитного жгута с нескомпенсированным электрическим током. Можно сказать, что, по существу, будут рассматриваться процессы внутри экранированного в большом масштабе магнитного жгута, взаимодействие его центральной части с оболочкой и внешним полем. Для лучшего выявления принципиальных вещей будут допущены существенные упрощения и схематизация. Прямой ток будет полагаться сосредоточенным в сравнительно тонком тороидальном канале, а не имеющим, как в действительности, непрерывное распределение.

Рассмотрим силы, которые действуют на элемент магнитного жгута единичной длины, ось которого изогнута в виде арки. Основания арки укоренены в фотосфере и не меняют своего положения при эволюции жгута. Для простоты будем считать форму оси в виде сегмента окружности, проходящей через оба основания и вершину арки (рис. 1). В отличие от двумерной модели жгута с трансляционной симметрией, где учитываются силы взаимодействия коронального электрического тока I с фотосферой F_f , корональным магнитным полем F_B и вес F_g , мы будем принимать во внимание силы магнитного давления, создаваемые полоидальным полем жгута F_R , и натяжения за счет тороидального поля F_t [14, 56]:

$$F = F_t - F_B + F_R - F_l - F_g = \frac{I^2}{c^2 h} - \frac{I}{c} B_e(h) + \frac{I^2}{c^2 R} \left[\ln \left(\frac{8R}{r} \right) - 1 + \frac{l_i}{2} \right] - \frac{B_t^2 r^2}{8R} - Mg, \quad (2)$$

где h – высота оси жгута над фотосферой, B_e – магнитное поле подфотосферных источников в короне, R – радиус кривизны оси жгута, r – радиус сечения жгута, l_i – внутренняя индуктивность жгута на единицу длины ($l_i = 1/2$ при однородном

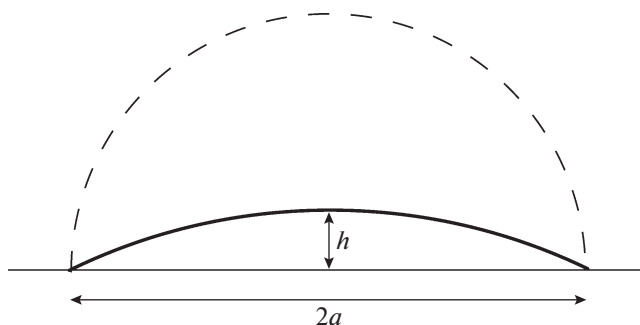


Рис. 1. Ось магнитного жгута в виде сегмента окружности в начальном равновесии (сплошная жирная линия) и по достижении максимальной кривизны (пунктирная полуокружность).

распределению тока по сечению жгута), B_t – тороидальная (вдоль оси жгута) компонента поля, M – масса единицы длины жгута, g – ускорение свободного падения. В разных условиях, в различные моменты эволюции жгута отдельные члены в выражении (2) доминируют, а другими можно пренебречь. Так, например, последний член, выражающий вес протуберанца, “нагружающего” жгут, при типичных значениях параметров значительно меньше магнитных членов, и его опускают.

В спокойный период существования волокна его высота мала по сравнению с длиной оси. Кривизна оси незначительна, и малы силы F_R и F_t , зависящие от нее. Равновесие определяется балансом сил F_t и F_B . Оценим относительную величину F_t , исходя из параметров, которые типичны для относительно небольших волокон, примеры которых будут рассмотрены в следующем разделе. Начальную длину волокна, т.е. расстояние между точками прикрепления жгута к поверхности можно принять равной $2a \approx 100$ Мм, высоту над фотосферой – $h = 10$ Мм. Радиус кривизны оси R равен

$$R = \frac{a^2 + h^2}{2h}. \quad (3)$$

С учетом того, что $a \gg h$, в данном случае $R \approx a^2/2h$. Из равенства F_t и F_B следует, что

$$I_0 = B_0 c h_0, \quad (4)$$

где B_0 – значение внешнего поля в точке равновесия. Отношение полоидального поля к тороидальному определяет угол закрученности спиральных силовых линий в жгуте

$$\varphi = \frac{B_\varphi L}{B_t r}, \quad (5)$$

где L – длина силовой трубки, а r – ее радиус. Эта величина ограничена порогом возбуждения винтовой неустойчивости Крускала–Шафранова $\varphi =$

$= 2\pi$ [21, 57]. Приняв $L = 2a$, а также учитывая, что $B_\phi = 2I_0/cr_0$, получим

$$F_t = \frac{B_0^2 h_0^3}{\pi^2 r_0^2}. \quad (6)$$

То есть

$$\frac{F_t}{F_r} = \left(\frac{h_0}{\pi r_0} \right)^2, \quad (7)$$

откуда следует, что предположение о малости силы натяжения по сравнению с силой отталкивания тока от фотосферы справедливо только при радиусе жгута, близком к высоте оси над фотосферой $r_0 \approx h_0$. Такое допущение вполне приемлемо, поскольку нижние части протуберанцев, заполняющих жгуты, практически касаются хромосферы. Точно так же, растягивающая кольцо сила при $h_0 \approx 0.2a$ составляет $F_R \approx 0.1F_t$. Следовательно, в выражении (2) остаются только те члены, которые присутствуют в простейшей модели с трансляционной симметрией [43–45], и условие начала эрупции определяется критическим значением индекса убывания внешнего поля

$$n = -\frac{\partial \ln B_e}{\partial \ln h}, \quad (8)$$

таким же, как для прямого тока, $n_c = 1$.

Когда жгут поднимется и его ось примет форму полуокружности (в этот момент кривизна оси максимальна, $R = h = a$), доминирующими становятся силы F_R и F_t . Считая, что тороидальный магнитный поток в жгуте сохраняется

$$\Phi_t = \pi r^2 B_t = \text{const},$$

отношение этих сил можно записать как

$$\frac{F_t}{F_r} = 2\pi^2 \left(\ln \frac{8a}{r} - \frac{3}{4} \right) \left(\frac{r}{a} \right)^2 \left(\frac{I}{I_0} \right)^2. \quad (9)$$

Как видно, два фактора влияют на возможность доминирования силы натяжения F_t над растягивающей жгут силой F_R и остановки начавшейся эрупции. Это сохранение малого сечения жгута r и уменьшение величины электрического тока I .

3. МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НАД ОБЛАСТЯМИ НЕСОСТОЯВШЕЙСЯ И УСПЕШНОЙ ЭРУПЦИИ ВОЛОКОН

Типичное явление несостоявшейся эрупции волокна наблюдалось 4 августа 2013 г. (рис. 2а–в). Небольшая часть волокна, указанная стрелкой на рис. 2а, образующая почти замкнутую петлю на конце длинного меридионального волокна, пришла в движение в 06 : 30 UT. Гелиографические координаты этой части волокна перед началом

эрупции были примерно N20, E52. Радиальное направление в этом месте составляет с лучом зрения угол около 55° . Таким образом, несмотря на значительное перспективное сокращение, форма эруптивной петли и ее смещение в картинной плоскости достаточно хорошо отражают вертикальную структуру и подъем волокна. На рис. 2в показана диаграмма смещение–время, сконструированная из пикселей изображений, полученных с помощью телескопов Atmospheric Imaging Assembly (AIA; [58]) на борту аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO) в канале 304 \AA , вдоль линии (щели) l , показанной на панели 2б. Начальный момент времени на диаграмме соответствует 06 : 15 UT. Как видно на диаграмме, волокно постепенно ускоряется в течение 15 мин, а затем с таким же примерно темпом замедляется и останавливается. Максимальное смещение составляет около $100''$ ($\approx 70 \text{ Мм}$). Эруптивное волокно в этот момент имеет приблизительно форму полуокружности в вертикальной плоскости.

Для выяснения причин остановки эрупции рассмотрим свойства магнитного поля в области расположения волокна и на пути его подъема. На рис. 3а показан фрагмент магнитограммы, полученной с помощью прибора Helioseismic and Magnetic Imager (HMI; [59, 60]) на борту SDO 7 августа 2013 г. в 17 : 22 UT, с нанесенной на нее ЛРП на высоте 12 Мм, рассчитанной в потенциальном приближении по данной магнитограмме. Детали методики расчетов потенциального поля изложены подробно в ряде работ [61–63]. Поскольку в момент эрупции волокно располагалось достаточно близко к краю солнечного диска, где велики погрешности измерений поля и сильно различаются направления нормали к поверхности и луча зрения, для расчетов была выбрана магнитограмма, полученная на три дня позднее, когда интересующая нас область находилась вблизи центрального меридиана и данные измерения поля наиболее пригодны для расчетов. Мы предполагаем при этом, что магнитные поля масштаба длины волокна не изменяются существенно за указанный интервал времени.

На участке ЛРП, где располагался сегмент волокна, который эруптировал, показаны три кружка, над которыми рассчитывались вертикальные профили изменений горизонтальной составляющей потенциального поля B_e , индекса убывания поля n и угла поворота α горизонтального поля относительно исходного направления. Индекс убывания поля рассчитывался по формуле (8). Как видно на рис. 3б–в, горизонтальное поле меняется не монотонно, а индекс убывания демонстрирует скачки вверх и вниз. Для тонкого магнитного жгута при значениях индекса убывания коронального магнитного поля $n_c = 1$ для прямой оси жгута и $n_c = 1.5$ для окружности, наступает не-

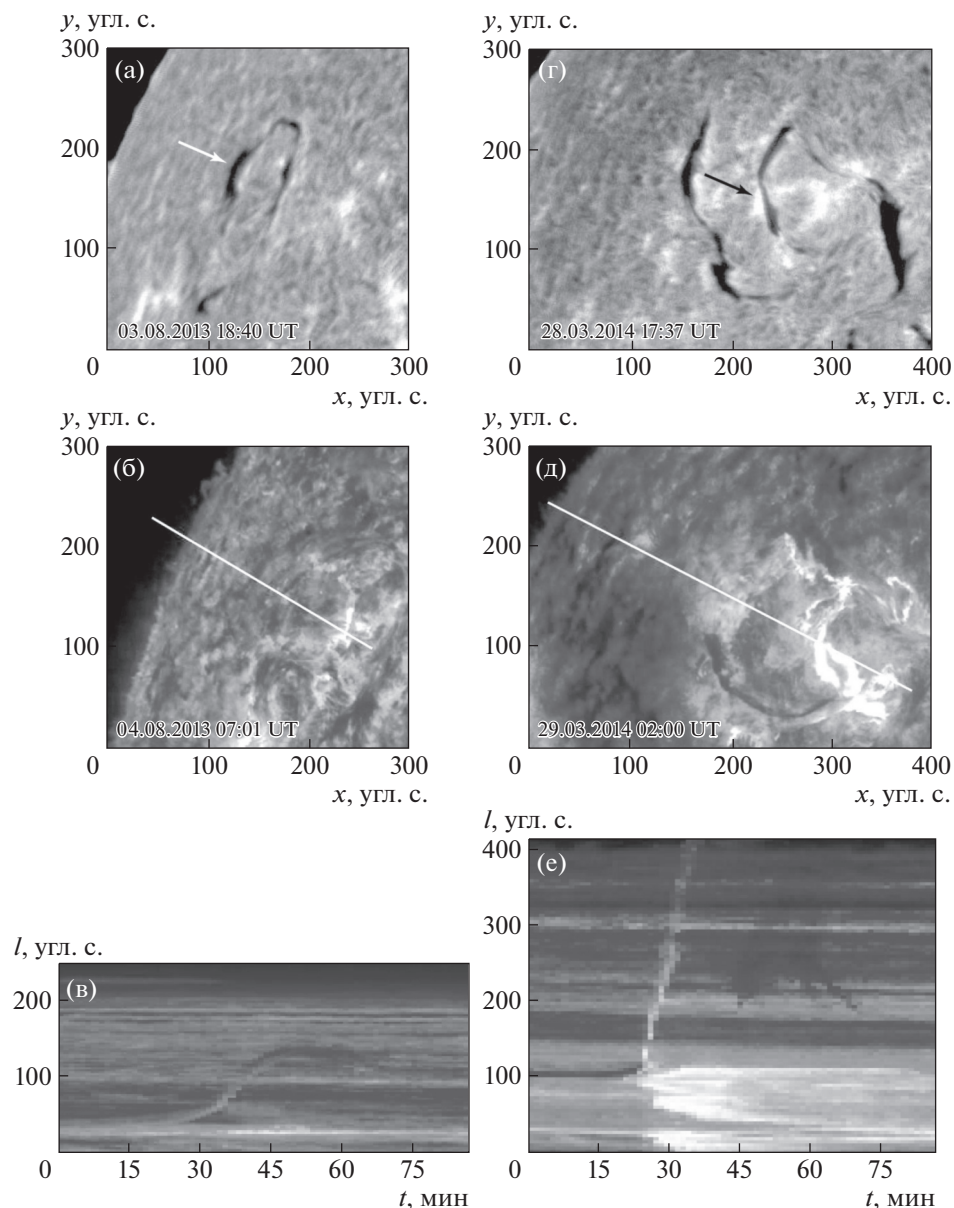


Рис. 2. Волокна, демонстрирующие несостоявшуюся и успешную эрупцию. (а), (г) – $H\alpha$ -фильтрограммы с волокнами до начала эрупции. Стрелки указывают участки волокон, позднее начавшие быстро подниматься. (б), (д) – изображения в канале 304 \AA телескопа AIA на спутнике SDO. Белые линии показывают положение щелей, вдоль которых строились диаграммы “смещение – время” (в) и (е). Абсцисса на панели (в) показывает время после $06 : 15 \text{ UT}$ 4 августа 2013 г., а на панели (е) – после $01 : 20 \text{ UT}$ 29 марта 2014 г. (Big Bear Solar Observatory и Консорциум SDO/AIA.)

устойчивость. Для “толстых” жгутов различия в критических значениях индекса невелики [64]. Значение $n = 1$ достигается на высоте около 10 Мм (рис. 3в), что близко к высоте хребта волокна на рис. 2а. Таким образом, причиной эрупции можно считать катастрофическую потерю равновесия.

Индекс убывания после подъема до значений, превышающих единицу, вновь падает и становится меньше критического значения на высоте 18 Мм (рис. 3в). Можно было бы предположить,

что жгут вновь может обрести устойчивое равновесие благодаря малому градиенту внешнего поля, однако как видно на рис. 3г, направление внешнего поля меняется на почти противоположное и его действие превращается из удержания жгута в его поддержку и ускорение. Внешнее поле имеет, таким образом, квадрупольную конфигурацию с нулевой точкой. Это наглядно видно в структуре силовых линий над местоположением волокна (рис. 4а). Такая структура поля способствует быстрым эрупциям [65]. Остановить

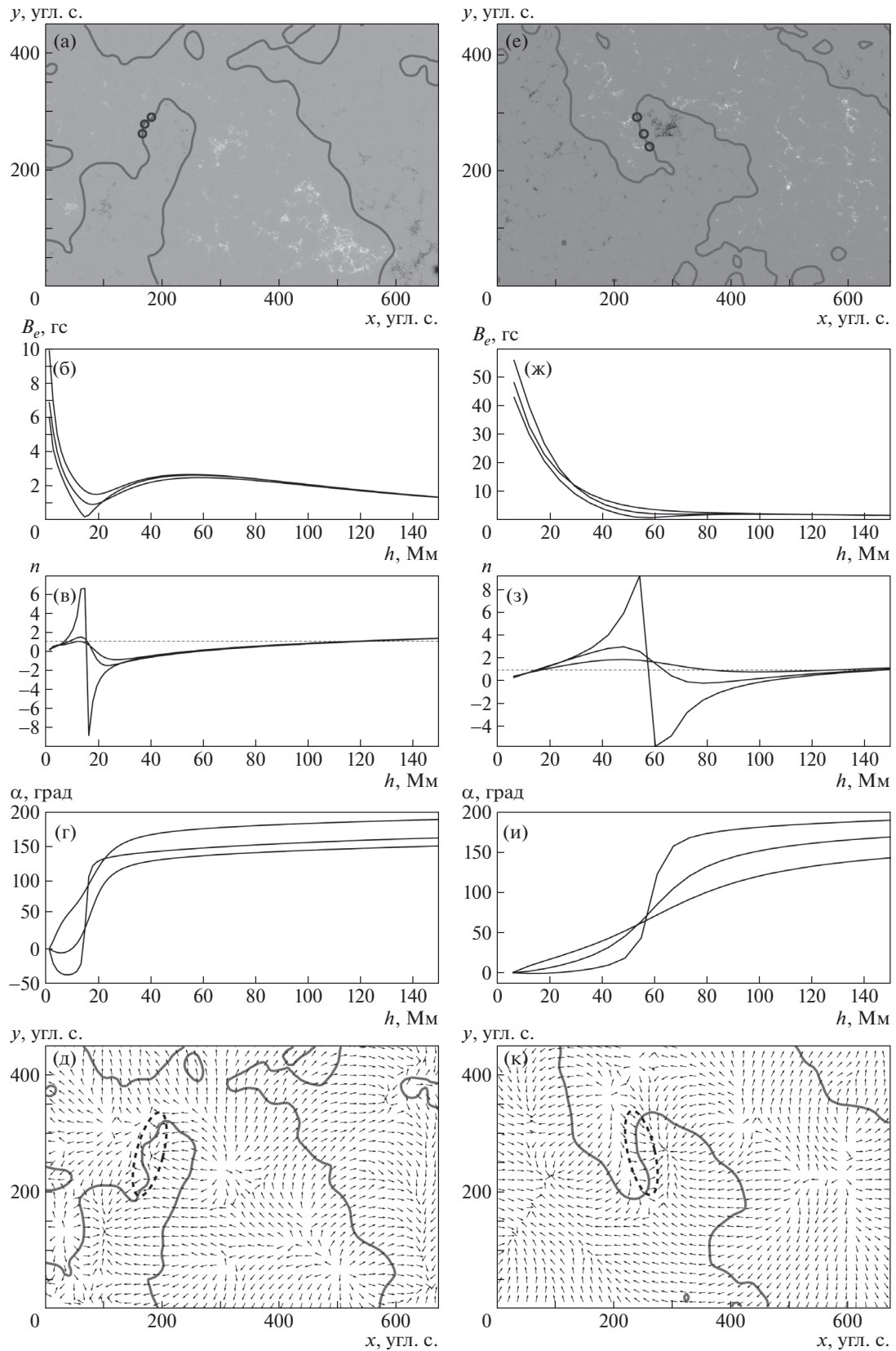


Рис. 3. Магнитограмма SDO/HMI за 7 августа 2013 г. 17:22 UT с ЛРП на высоте 12 Мм (а) и за 31 марта 2014 г. 06:48 UT с ЛРП на высоте 6 Мм (е). (б–г) Изменения с высотой горизонтального магнитного поля B_e , индекса убывания поля n и угла поворота α горизонтального поля относительно исходного над точками, обозначенными кружками на панели (а). (ж–и) То же для точек на панели (е). (д) Распределение направления горизонтального поля и ЛРП 7 августа 2013 г. на высоте 12 Мм. (к) То же 31 марта 2014 г. на высоте 18 Мм. (Консорциум SDO/HMI.)

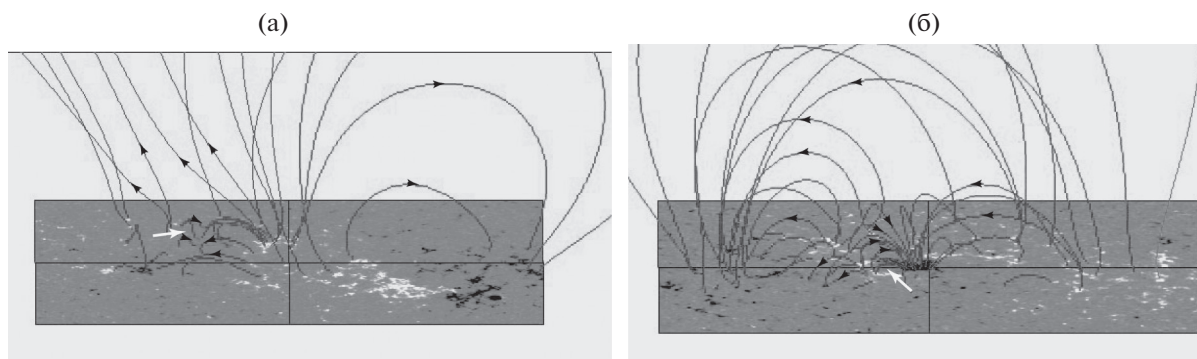


Рис. 4. Вид силовых линий потенциального поля над областью несостоявшейся эрупции (а) и успешной эрупции (б). Места исходного положения волокон указаны стрелками (ср. с рис. 2а,б и рис. 3а,е).

подъем жгута, вероятно, может только натяжение силовых линий в жгуте и в окружающем пространстве.

Исходя из геометрических размеров петли эруптивного волокна после остановки, можно считать $a/r \approx 5$. Тогда согласно (9) $F_R/F_t \approx 2(I/I_0)^2$. Баланс сил зависит от изменений тока внутри жгута при подъеме. Эти изменения довольно трудно оценить, поскольку они зависят от предположений о сохранении тех или иных величин при эрупции [33, 45]. Скажем, если учитывать только самоиндукцию жгута, пропорциональную его длине, то изменение длины от $2a$ до πa как раз обеспечит необходимый баланс.

Сравним условия несостоявшейся эрупции с условиями, в которых эрупция развивается успешно. Выберем похожее небольшое полукруглое волокно, эруптивовавшее 29 марта 2014 г. На правых панелях рис. 2–4 показаны все те же данные, что и для несостоявшейся эрупции. Даже положение исходных волокон на диске Солнца перед эрупцией почти совпадает. Однако это волокно успешно ускорялось и породило корональный выброс. Индекс убывания имеет похожий профиль со скачками вверх и вниз, но горизонтальное поле примерно в пять раз сильнее и имеет больший масштаб. Так, критическое значение индекса убывания $n_c = 1$ достигается на высоте около 20 Мм (рис. 3з), а нулевая точка, характеризующая смену направления поля на противоположное, находится на высоте около 60 Мм. В целом же конфигурация имеет такой же квадрупольный характер (рис. 4б). Успешность эрупции в ней не удивительна, но почему в сходных условиях остановилась эрупция 4 августа 2013 г.?

Имеется, впрочем, различие, которое может оказаться существенным. На рис. 3д, к показано распределение направлений горизонтального поля в исследуемых областях. На участке ЛРП, где располагалось успешно эруптивовавшее волокно (внутри пунктирного овала на рис. 3к), поле всю-

ду практически перпендикулярно ЛРП. В таком же овале на рис. 3д во многих местах поле направлено под острым углом к ЛРП, а кое-где почти параллельно ей. Следовательно, внешнее поле, направленное вдоль оси жгута, создает дополнительное натяжение и способствует остановке эрупции. Рассмотренные два события происходят в почти одинаковых условиях и различаются лишь этим фактором. Они могут служить подтверждением вывода, сделанного в работе [36] о принципиальной роли компонента потенциального поля, направленного вдоль оси жгута.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы проанализировали два эруптивных события, одно из которых было успешным и привело к формированию коронального выброса, а второе – несостоявшимся, т.е. эруптивное волокно остановилось на высоте ~ 100 Мм. Обе эрупции устойчивости прямых магнитных жгутов во внешнем поле, характеризующемуся значением индекса убывания $n_c = 1$. Это свидетельствует о том, что исходное равновесие жгутов определялось балансом силы отталкивания электрического тока от фотосферы и притяжения его внешним полем, поперечным оси жгутов. Натяжение силовых линий продольной оси составляющей поля было несущественным ввиду малой кривизны осей жгутов. В противном случае пороговое значение индекса убывания было бы выше.

Структура внешнего магнитного поля в обеих областях была очень схожей. Различие, впрочем, было в абсолютной величине поля и характерном масштабе. Оба явления развивались в квадрупольной магнитной конфигурации, которая считается благоприятной для развития быстрых эрупций [65, 66]. Внешнее удерживающее поле не могло, таким образом, обеспечить прерывание эрупции. Вместе с тем с развитием эрупции меняется форма магнитного жгута. Его основания

остаются прикрепленными к фотосфере, а средняя часть поднимается. Ось жгута приобретает форму овала или большого сегмента окружности. Наибольшую кривизну ось имеет, когда она представляет собой половину окружности. Натяжение силовых линий в жгуте может стать существенным и достаточным для уравнивания силы отталкивания. Оценить этот баланс довольно сложно из-за большого числа неопределенностей.

Однако при большом сходстве исходной геометрии и параметров окружающего магнитного поля имеется различие, которое может оказаться решающим фактором в сценарии развития эрупции. Внешнее поле в области успешной эрупции направлено практически перпендикулярно ЛРП и, следовательно, оси жгута. В области несостоявшейся эрупции имеется существенная компонента вдоль ЛРП и оси. Эта часть внешнего поля создает дополнительное натяжение силовых линий и способствует удержанию изогнутого жгута, когда поперечная часть внешнего поля уже не удерживает жгут. Такое явление было обнаружено в лабораторных экспериментах с плазменным жгутом [36], приведенные примеры показывают, что подобная ситуация весьма вероятна и на Солнце.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен сотрудникам Солнечной обсерватории Биг Бэр и научным группам проекта SDO за возможность доступа к материалам наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A. D. Joshi and N. Srivastava*, *Astrophys. J.* **730**, 104 (2011).
2. *G. D. Holman and A. Foord*, *Astrophys. J.* **804**, 108 (2015).
3. *H. Ji, H. Wang, E. J. Schmahl, Y.-J. Moon, and Y. Jiang*, *Astrophys. J.* **595**, L135 (2003).
4. *T. Török and B. Kliem*, *Astrophys. J.* **630**, L97 (2005).
5. *D. Alexander, R. Liu, and H. R. Gilbert*, *Astrophys. J.* **653**, 719 (2006).
6. *Y. Liu, J. Su, Z. Xu, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **696**, L70 (2009).
7. *D. Kuridze, M. Mathioudakis, A. F. Kowalski, P. H. Keys, D. B. Jess, K. S. Balasubramaniam, and F. P. Keenan*, *Astron. and Astrophys.* **552**, A55 (2013).
8. *U. Kushwaha, B. Joshi, A. M. Veronig, and Y.-J. Moon*, *Astrophys. J.* **807**, 101 (2015).
9. *H. R. Gilbert, T. E. Holzer, J. T. Burkepille, and A. J. Hundhausen*, *Astrophys. J.* **537**, 503 (2000).
10. *P. I. McCauley, Y. N. Su, N. Schanche, K. E. Evans, C. Su, S. McKillop, and K. K. Reeves*, *Solar Phys.* **290**, 1703 (2015).
11. *S. K. Antiochos, R. B. Dahlburg, and J. A. Klimchuk*, *Astrophys. J.* **420**, L41 (1994).
12. *C. R. DeVore and S. K. Antiochos*, *Astrophys. J.* **539**, 954 (2000).
13. *G. Aulanier, C. R. DeVore, and S. K. Antiochos*, *Astrophys. J.* **567**, L97 (2002).
14. *J. Chen*, *Astrophys. J.* **338**, 453 (1989).
15. *J. Lin, T. G. Forbes, P. A. Isenberg, and P. Demoulin*, *Astrophys. J.* **504**, 1006 (1998).
16. *V. S. Titov and P. Demoulin*, *Astron. and Astrophys.* **351**, 707 (1999).
17. *T. Amari, J. Luciani, F. Z. Mikic, and J. Linker*, *Astrophys. J.* **529**, L49 (2000).
18. *B. C. Low*, *J. Geophys. Res.* **106**, 25141 (2001).
19. *B. Kliem and T. Török*, *Phys. Rev. Lett.* **96**(25), 255002 (2006).
20. *F. Zuccarello, Z. Meliani, and S. Poedts*, *Astrophys. J.* **758**, 117 (2012).
21. *Б. Б. Кадомцев*, в сб. *Вопросы теории плазмы*. Вып. 2 (Под ред. М. А. Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 132.
22. *T. Török, B. Kliem, and V. S. Titov*, *Astron. Astrophys.* **413**, L27 (2004).
23. *T. G. Forbes and P. A. Isenberg*, *Astrophys. J.* **373**, 294 (1991).
24. *T. G. Forbes and E. R. Priest*, *Astrophys. J.* **446**, 377 (1995).
25. *D. W. Longcope and T. G. Forbes*, *Solar Phys.* **289**, 2091 (2014).
26. *С. М. Осовец*, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* (Под ред. М. А. Леонтовича) (М.: Изд. АН СССР, 1958) с. 238.
27. *G. Bateman MHD instabilities* (Cambridge: The Massachusetts Institute of Technology, 1978).
28. *D. Gronkiewicz, T. Mrozek, S. Kolomanski, M. Chruslinska*, 2015, in *Solar and Stellar Flares and their Effects on Planets*, edited by A. G. Kosovichev, S. L. Hawley, and P. Heinzel, *Proc. IAU Symp.* **11**, S320, (Cambridge, New York: Cambridge University Press, 2016), p. 221.
29. *Y. Wang and J. Zhang*, *Astrophys. J.* **665**, 1428 (2007).
30. *B. Vrsnak*, *Solar Phys.* **129**, 295 (1990).
31. *V. Archontis and T. Török*, *Astron. and Astrophys.* **492**, L35 (2008).
32. *T. Amari and J. F. Luciani*, *Astrophys. J. Lett.* **515**, L81 (1999).
33. *B. Filippov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 1646 (2018).
34. *X. Sun, M. G. Bobra, J. T. Hoeksema, Y. Liu, Y. Li, C. Shen, S. Couvidat, A. A. Norton, and G. H. Fisher*, *Astrophys. J.* **804**, L28 (2015).
35. *L. Liu, Y. Wang, Z. Zhou, K. Dissauer, M. Temmer, and J. Cui*, *Astrophys. J.* **858**, 121 (2018).
36. *C. E. Myers, M. Yamada, H. Ji, J. Yoo, W. Fox, J. Jara-Almonte, A. Savcheva, E. E. DeLuca*, *Nature* **528**, 526 (2015).
37. *J. L. Ballester*, *Solar Phys.* **94**, 151 (1984).
38. *Г. Н. Куликова, М. М. Молоденский, Л. И. Старкова, Б. П. Филиппов*, Солнечные данные, № 10, 60 (1986).
39. *B. Vrsnak, V. Ruzdjak, R. Brajsa, and A. Dzbur*, *Solar Phys.* **116**, 45 (1988).

40. *N. Srivastava, A. Ambastha, and A. Bhatnagar*, *Solar Phys.* **133**, 339,(1991).
41. *J. Wang, X. Yan, Z. Qu, Z. Xue, Y. Xiang, and H. Li*, *Astrophys. J* **817**, 156 (2016).
42. *M. Kuperus and M. A. Raadu*, *Astron. Astrophys.* **31**, 189 (1974).
43. *W. Van Tend and M. Kuperus*, *Solar Phys.* **59**, 115 (1978).
44. *М. М. Молоденский, Б. П. Филиппов*, *Астрон. журн.* **64**, 1079 (1987).
45. *E. R. Priest and T. G. Forbes*, *Solar Phys.* **126**, 319 (1990).
46. *D. B. Melrose*, *Astrophys. J.* **451**, 391 (1995).
47. *E. N. Parker*, *Astrophys. J.* **471**, 489 (1996).
48. *M. K. Georgoulis, V. S. Titov, and Z. Mikic*, *Astrophys. J.* **761**, 61 (2012).
49. *M. S. Wheatland*, *Astrophys. J.* **532**, 616 (2000).
50. *B. Ravindra, P. Venkatakrishnan, S. K. Tiwari, and R. Bhattacharyya*, *Astrophys. J.* **740**, 19 (2011).
51. *S. Gosain, P. Démoulin, and M. López Fuentes*, *Astrophys. J.* **793**, 15 (2014).
52. *T. Török and B. Kliem*, *Astron. and Astrophys.* **406**, 1043 (2003).
53. *K. Dalmasse, G. Aulanier, P. Démoulin, B. Kliem, T. Török, and E. Pariat*, *Astrophys. J. Lett.* **810**, 17 (2015).
54. *D. W. Longcope and B. T. Welsch*, *Astrophys. J.* **545**, 1089 (2000).
55. *T. Török, J. E. Leake, V. S. Titov, V. Archontis, Z. Mikic, M. G. Linton, K. Dalmasse, G. Aulanier, and B. Kliem*, *Astrophys. J.* **782**, L10 (2014).
56. *В. Д. Шафранов*, в сб. *Вопросы теории плазмы*, Вып. 2 (Под ред. М. А. Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 92.
57. *Э. Р. Прист*, *Солнечная магнитогидродинамика*: Пер. с англ. (М.: Мир, 1985).
58. *J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin, P. F. Boerner, et al.*, *Solar Phys.* **275**, 17 (2012).
59. *P. H. Scherrer, J. Schou, R. I. Bush, A. G. Kosovichev, et al.*, *Solar Phys.* **275**, 207 (2012).
60. *J. Schou, P. H. Scherrer, R. I. Bush, R. Wachter, et al.*, *Solar Phys.* **275**, 229 (2012).
61. *О. Г. Ден, О. Е. Ден, Е. А. Корницкая, М. М. Молоденский*, *Солнечные данные*, № 1, 97 (1979).
62. *Б. П. Филиппов, О. Г. Ден*, *Письма в Астрон. журн.* **26**, 384 (2000).
63. *B. Filippov*, *Astrophys. J.* **773**, 10 (2013).
64. *P. Démoulin and G. Aulanier*, *Astrophys. J.* **718**, 1388 (2010).
65. *B. Filippov*, *Publ. Astron. Soc. Australia* **36**, e022, (2019).
66. *T. Török and B. Kliem*, *Astronomische Nachrichten* **328**, 743 (2007).