

Том 50, Номер 9

ISSN 0320-0108
Сентябрь 2024



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 9, 2024

Перспективы измерения постньютоновского параметра γ с помощью двух спутников, оснащенных высокостабильными атомными часами и системой компенсации эффекта Доплера	
<i>Д. А. Литвинов</i>	569
Параметры возможного спутника нейтронной звезды в направлении остатка сверхновой G315.4-2.30	
<i>Ю.В. Пахомов</i>	583
Модели мирид Большого Магелланова Облака	
<i>Ю. А. Фадеев</i>	594
Лучевые скорости узких компонентов эмиссионных линий в спектрах звезд типа Т Тельца	
<i>В. А. Кирюхина, А. В. Додин</i>	604
Магнитные жгуты с токовой оболочкой как вспышечные солнечные структуры	
<i>А. А. Соловьев, Е. А. Киричек</i>	616

ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОСТНЬЮТОНОВСКОГО ПАРАМЕТРА γ С ПОМОЩЬЮ ДВУХ СПУТНИКОВ, ОСНАЩЕННЫХ ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫМИ АТОМНЫМИ ЧАСАМИ И СИСТЕМОЙ КОМПЕНСАЦИИ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА

© 2024 г. Д. А. Литвинов^{1*}

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва 117997, Россия

Поступила в редакцию 05.08.2024 г.

После доработки 08.10.2024 г.; принята к публикации 17.10.2024 г.

Исследована возможность экспериментального определения ППН-параметра γ путем измерения гравитационного смещения частоты сигналов, которыми обмениваются два космических аппарата, движущиеся по гелиоцентрическим орбитам и оснащенные высокостабильными атомными часами и системой компенсации нерелятивистского эффекта Доплера типа Gravity Probe A. Показано, что система компенсации эффекта Доплера существенно снижает требования к точности определения скоростей космических аппаратов по сравнению с обычными одно- и двухпутевыми режимами обмена сигналами, однако, приводит к сокращению зависящего от γ вклада в сдвиг частоты в ведущем порядке разложения по обратной скорости света, $O(c^{-3})$. Получено уравнение, описывающее зависящий от γ вклад в сдвиг частоты для схемы Gravity Probe A в следующем порядке разложения, $O(c^{-4})$. Показано, что данное уравнение содержит слагаемые с “расширенными” коэффициентами, которые весьма быстро растут по абсолютной величине при приближении траектории распространения сигнала к источнику гравитационного поля. Благодаря этому при использовании лучших из имеющихся сегодня оптических часов (типа JILA SrI), точность предлагаемого эксперимента может достичь 1.7×10^{-7} для найденной нами оптимальной конфигурации орбит и 5 лет накопления данных. Это на 1 порядок хуже оценки, полученной нами ранее для аналогичного эксперимента без использования схемы компенсации эффекта Доплера, но на 2 порядка превосходит наилучший на сегодня результат, полученный с зондом Cassini. Рассмотрены некоторые аспекты технической реализации предложенного эксперимента и возможность его проведения совместно с другими типами гравитационных экспериментов.

Ключевые слова: гравитационное красное смещение, атомные часы, ППН, спутниковые гравитационные эксперименты.

DOI: 10.31857/S0320010824090018, EDN: LPIKSN

ВВЕДЕНИЕ

Улучшение точности измерения постньютоновского параметра γ , характеризующего возможные отклонения от общей теории относительности (ОТО) для случая слабых полей и медленных движений, является перспективным способом поиска отклонений от ОТО и, тем самым, заложения основ для построения квантовой теории гравитации (Уилл, 2018; Карлип, 2008). В нашей предыдущей работе (Литвинов, 2024) была предложена концепция эксперимента по измерению γ с помощью двух космических аппаратов, оснащенных высокостабильными атомными часами и обменивающимися сигналами по межспутниковой линии связи. Было показано, что при использовании однопутевого режима обмена сигналами (один спутник посылает сигнал, затем другой его принимает) и современных оптических часов точность эксперимента с аппаратами на гелиоцентрических ор-

битах может достигнуть 1.4×10^{-8} , что на 3 порядка превышает наилучший на сегодня результат, $\gamma = 1 + (2.1 \pm 2.3) \times 10^{-5}$, полученный с межпланетным зондом Cassini (Бертотти и др., 2003). Данный уровень точности позволяет существенно улучшить ограничения на ряд альтернативных метрических теорий гравитации, допускающих отклонение γ от 1 (Дамур и др., 2002; Периволаропулос, 2010; Леанисбаррутия и др., 2017). Тем не менее, как было нами отмечено в работе Литвинов (2024), сложность при реализации данного типа эксперимента представляет учет вклада нерелятивистского эффекта Доплера в полную величину сдвига измеряемых частот межспутниковой линии связи. Для достижения точности измерения γ на уровне $\sim 10^{-8}$ точность расчета нерелятивистского эффекта Доплера должна составить $\sim 10^{-18}$, для чего требуется увеличение точности имеющихся на сегодня средств измерения относительной скорости космических аппаратов, как минимум, на порядок.

В настоящей работе мы исследуем другой подход к

*Электронный адрес: litvirq@gmail.com

измерению γ — также основанный на использовании бортовых высокостабильных часов и частотных измерений межспутниковых линий связи, — но не в однопутевом режиме, как в работе Литвинов (2024), а в т.н. режиме Доплер-компенсации Gravity Probe A (GP-A). Данная система компенсации нерелятивистского эффекта Доплера была предложена в работе Бадесса и др. (1960) и впервые реализована в проекте Gravity Probe A (Вессо и др., 1980) по измерению эффекта гравитационного красного смещения и проверке эйнштейновского принципа эквивалентности (ЭПЭ). Для данной системы требуются два типа линий связи между космическими аппаратами (или космическим аппаратом и станцией слежения): однопутевая линия от аппарата S_A к S_B , сигналы которой синхронизированы по бортовым часам S_A , и двухпутевая линия $S_B \rightarrow S_A \rightarrow S_B$ (рис. 1). Сигналы двухпутевой линии синхронизированы по бортовым часам S_B и, будучи приняты аппаратом S_A , ретранслируются с сохранением фазы обратно в направлении S_B . Комбинирование определенным образом частот одно- и двухпутевых сигналов (см. (1) ниже), измеряемых на S_B , позволяет скомпенсировать вклад в сдвиг частоты от нерелятивистского эффекта Доплера ($O(c^{-1})$), при этом полностью сохраняя гравитационный вклад низшего порядка ($O(c^{-2})$). Эффективность данной схемы компенсации была продемонстрирована в эксперименте GP-A, где в роли S_B выступала наземная станция слежения. В настоящее время данная система, которую мы для краткости будем называть системой компенсации GP-A, является неотъемлемой частью большинства планируемых космических гравитационных экспериментов с атомными часами (Хесс и др., 2011; Альтшуль и др., 2015; Каччапуоти и Шиллер, 2017; Литвинов и Пилипенко, 2021; Деревянко и др., 2022; Цинь и др., 2024).

Одним из основных преимуществ описанной системы компенсации эффекта Доплера является то, что она существенно снижает требования к точности расчетных значений скоростей космических аппаратов (Литвинов и Пилипенко, 2021). Кроме того, она значительно подавляет вклад тропосферного сдвига частоты (в случае экспериментов космос–Земля (Вессо и Ливайн (1979)), а также ряда других эффектов (Смарр и др., 1983; Литвинов и др., 2021). Наконец, еще одним ее преимуществом в контексте эксперимента по измерению γ является то, что данная схема позволяет отделить задачу определения орбит космических аппаратов от проблемы измерения γ . В частности, процедуру восстановления орбит можно проводить в предположении справедливости ОТО, т.е. $\gamma = 1$. При этом для определения орбиты можно использовать те же измерения частоты межспутниковых линий связи, которые используются для оценки γ (в т.ч. в одно- и двухпутевом режимах), т.к. ошибки оценки γ и векторов состояния космических аппаратов оказываются не коррелированными. Действительно, пред-

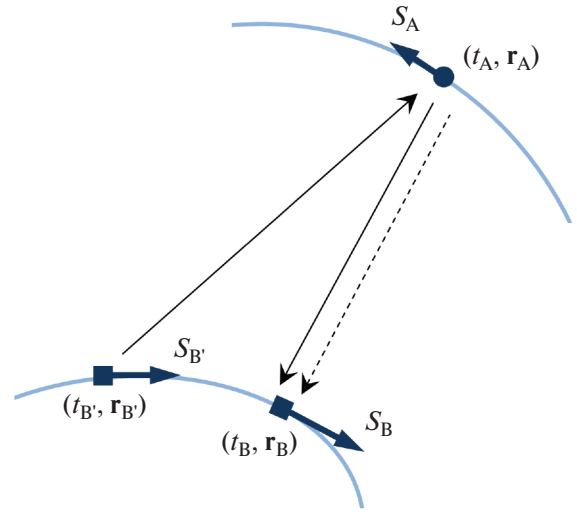


Рис. 1. Система компенсации нерелятивистского эффекта Доплера, предложенная в работе Бадесса и др. (1960) и впервые реализованная в проекте Gravity Probe A (Вессо и др., 1980). Космический аппарат S_B посылает сигнал, синхронизированный по его бортовому стандарту частоты, в направлении космического аппарата S_A . Аппарат S_A принимает данный сигнал и ретранслирует обратно с сохранением фазы. Кроме того, аппарат S_A посылает в направлении S_B сигнал, синхронизированный по своему собственному стандарту частоты. Оба эти сигнала затем принимаются аппаратом S_B . Определенная комбинация этих сигналов, см. (1), оказывается свободной от нерелятивистского эффекта Доплера.

положим, что истинное значение γ отличается от 1 на $\Delta\gamma$, где $\Delta\gamma \sim 10^{-6}$. Для спутников на гелиоцентрических орбитах в одно- и двухпутевом режимах связи величина вкладов в сдвиг частоты от эффектов, связанных с γ , достигает $(df/f)_\gamma \sim 10^{-10}$ для орбит с перигелиями $\gtrsim 0.3$ а.е. (Литвинов, 2024). Использование в процессе восстановления орбит значения $\gamma = 1$ приведет к неучтенным вкладам в измеренный относительный сдвиг частоты $(df/f)_\gamma \cdot \Delta\gamma \sim 10^{-16}$. В наименее благоприятном для рассматриваемой задачи сценарии эта ошибка будет полностью поглощена оценками скоростей аппаратов, которые, соответственно, будут оценены с ошибкой $\delta v/c \sim 10^{-16}$. Однако, при использовании системы компенсации GP-A такая ошибка оценки скорости будет вносить вклад только в слагаемые $O(c^{-2})$ и выше, поэтому ошибка в расчетных значениях частот сигналов на выходе схемы компенсации будет $\sim v\delta v/c^2$ (см. (2) ниже). Для спутников на рассматриваемых гелиоцентрических орбитах $v \lesssim 50$ км/с, и с учетом $\delta v/c \sim 10^{-16}$ получаем, что величина этой ошибки не превышает $\sim 10^{-20}$, т.е. пренебрежимо мала при использовании часов со стабильностью до $\sim 10^{-19}$.

Тем не менее использование системы Доплер-компенсации GP-A в экспериментах по измерению γ имеет нежелательную особенность, отсутствующую в

экспериментах по проверке ЭПЭ. В отличие от гравитационных вкладов в полный сдвиг частоты порядка $O(c^{-2})$, измеряемых в экспериментах по проверке ЭПЭ, система Доплер-компенсации GP-A приводит к полному сокращению зависящих от γ вкладов ведущего порядка разложения по обратной скорости света ($O(c^{-3})$) (см. раздел 1). Ведущим порядком для эффектов, зависящих от γ , в режиме GP-A является, таким образом, $O(c^{-4})$. Оказывается, однако, что соответствующие слагаемые содержат численные коэффициенты, зависящие от взаимного расположения спутников и источника гравитационного поля (Солнца), которые быстро растут по абсолютной величине при приближении траектории распространения сигналов к источнику. Это те же самые коэффициенты, которые имеют место для вкладов $O(c^{-3})$ в одно- и двухпутевом режимах связи и которые получили название “расширенных” (Эшби и Бертоtti, 2010; Литвинов, 2024). Для вкладов $O(c^{-4})$ в режиме GP-A некоторые из этих “расширенных коэффициентов” возведены в квадрат, а потому их величина растет быстрее соответствующих слагаемых $O(c^{-3})$ в одно- и двухпутевом режимах. Это позволяет предположить, что точность измерения γ в режиме Доплер-компенсации по схеме GP-A может оказаться сравнимой с точностью эксперимента в обычном одно- или двухпутевом режимах. Целью настоящей работы является получение количественного ответа на данный вопрос.

Как мы показываем далее, достижимая с современными оптическими часами точность эксперимента в режиме GP-A (при учете лишь шума часов), действительно, оказывается существенно выше, чем можно было бы ожидать из наивного подсчета степеней c^{-1} , — на 2 порядка выше той, которая была достигнута с зондом Cassini, — но все же она на 1–2 порядка ниже точности эксперимента, основанного на обычных одно/двухпутевых частотных измерениях. Тем не менее, как отмечено выше, требования к точности восстановления орбит в режиме GP-A существенно ниже, чем в одно/двухпутевом режимах, поэтому реально доступная точность эксперимента с использованием схемы GP-A может оказаться выше, чем без нее.

Отдельно отметим, что в настоящей работе мы используем скорректированные выражения для спектральной плотности мощности (СПМ) шумов для моделей часов JILA Srl и PHARAO по сравнению с работами Литвинов и Пилипенко (2021), Пилипенко и др. (2024а), Пилипенко и др. (2024b), Литвинов (2024). Новые выражения более точно аппроксимируют кривые аллановской девиации частоты данных часов. Для удобства сравнения с результатами работы Литвинов (2024) мы приводим все оценки также и для ранее использованных нами выражений СПМ.

Статья имеет следующую структуру. В разделе 1 мы получаем уравнение, описывающее вклады в гравита-

ционный сдвиг частоты сигналов на выходе схемы компенсации нерелятивистского эффекта Доплера типа GP-A до $O(c^{-4})$. Математический аппарат, который мы используем для оценки достижимой точности эксперимента по измерению γ , а также параметры используемых нами моделей часов приведены в разделе 2. В разделе 3 мы приводим параметры орбит, соответствующие найденной нами конфигурации эксперимента, которая является оптимальной в практически важном классе орбит с одинаковыми периодами и перигелиями. Полученные нами оценки точностей измерения γ для этой конфигурации орбит и различных часов приведены в разделе 4. Раздел 5 посвящен обсуждению полученных результатов и технической реализуемости предложенного эксперимента. Наконец, раздел 6 содержит сводку полученных результатов и планы дальнейших исследований.

1. ГРАВИТАЦИОННЫЙ СДВИГ ЧАСТОТЫ СИГНАЛОВ ДО ПОРЯДКА c^{-4} В РЕЖИМЕ GRAVITY PROBE A

Рассмотрим, аналогично работе Литвинов (2024), два спутника, S_A и S_B , которые движутся вокруг массивного тела массы M . Тело M будем считать неподвижным и расположенным в начале координат. Спутники обмениваются электромагнитными сигналами, синхронизированными по их бортовым стандартам частоты (часам). Для простоты будем считать данные стандарты одинаковыми.

В режиме компенсации нерелятивистского эффекта Доплера типа Gravity Probe A космический аппарат S_B посылает сигнал в пространственно-временной точке B' с координатами $(t_{B'}, r_{B'})$ в направлении S_A (рис. 1). Данный сигнал синхронизирован по часам аппарата S_B . Космический аппарат S_A принимает этот сигнал в точке (t_A, r_A) и ретранслирует его обратно к S_B с сохранением фазы (для простоты полагаем, что задержка между приемом и ретрансляцией отсутствует). В дополнение к ретранслированному сигналу S_A посылает другой сигнал, синхронизированный по его собственным бортовым часам (на рис. 1 изображен штрихованной линией). Эти одно- и двухпутевые сигналы затем принимаются S_B в (t_B, r_B) , и их частоты измеряются бортовым измерителем S_B . Здесь мы предполагаем, что лишь один из аппаратов оснащен измерителем частоты, а другой — транспондером. Однако, далее в разделе 4 мы рассматриваем также случай, когда транспондер и измерители частоты размещены на обоих аппаратах (такая конфигурация обладает рядом дополнительных преимуществ, рассмотренных в работе Смарт и др., 1983). Для простоты мы также игнорируем тот факт, что на практике частоты всех трех сигналов обычно делают различными для избежания самовозбуждения антенн. Сдвиги частот одно- и двухпутевых сигналов, δf_{1w} и δf_{2w} , по отношению к частоте бортовых часов S_B далее комбини-

руют — либо радиотехническими средствами в режиме реального времени, либо на этапе пост-обработки — следующим образом (Бадесса и др., 1960; Вессо и Ливайн, 1979; Литвинов и др., 2018):

$$\frac{\delta f_{GP-A}}{f} = \frac{\delta f_{1w}}{f} - \frac{1}{2} \frac{\delta f_{2w}}{f}. \quad (1)$$

Выражение для $\delta f_{GP-A}/f$ до $O(c^{-4})$ может быть получено с помощью формализма функций переноса времени, изложенного в работе Лине и Тейссандье (2002). Результат достаточно длительных выкладок имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\delta f_{GP-A}}{f} = & \frac{1}{c^2} \left(U_A - U_B - \frac{(\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B)^2}{2} - \right. \\ & \left. - \mathbf{r}_{AB} \cdot \mathbf{a}_B \right) + \frac{1}{c^3} \left((\mathbf{n}_{AB} \cdot (\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B)) (U_A - U_B - \right. \\ & \left. - \frac{(\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B)^2}{2} - \mathbf{r}_{AB} \cdot \mathbf{a}_B) + \mathbf{r}_{AB} (-\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{a}_B + \mathbf{r}_{AB} \cdot \mathbf{b}_B + \right. \\ & \left. + 2\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{a}_B - \mathbf{v}_B \cdot \nabla U_B) \right) + \frac{\delta f_{J2}^{(3)}}{f} + \frac{\delta f_{kin}^{(4)}}{f} + \frac{\delta f_{\gamma}^{(4)}}{f} + \\ & + \frac{\delta f_{grav,other}^{(4)}}{f} + \frac{\delta f_{media}}{f} + \frac{\delta f_0}{f} + O(c^{-5}), \quad (2) \end{aligned}$$

где U_A и U_B — ньютоновские гравитационные потенциалы в точках А и В; $\mathbf{v}_A$ и $\mathbf{v}_B$ — скорости аппаратов; r_A и r_B — эвклидовы (т.е. формально вычисленные так, как если бы пространство-время было плоским) длины радиусов-векторов $\mathbf{r}_A$ и $\mathbf{r}_B$; $\mathbf{n}_A = \mathbf{r}_A/r_A$ и $\mathbf{n}_B = \mathbf{r}_B/r_B$ — соответствующие эвклидовы единичные вектора; $\mathbf{r}_{AB} = \mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A$; r_{AB} — эвклидово расстояние от А до В; $\mathbf{n}_{AB}$ — эвклидов единичный вектор в направлении от А к В; $\mathbf{a}_B$ — ускорение $\mathcal{S}_B$ в точке В; $\mathbf{b}_B$ — производная ускорения $\mathcal{S}_B$ в точке В; $\delta f_{J2}^{(3)}$ — вклад $O(c^{-3})$ за счет несферичности гравитационного поля (вклад несферичности $O(c^{-2})$ содержится в U); $\delta f_{kin}^{(4)}$ — кинематические, т.е. не содержащие гравитационную постоянную G , слагаемые $O(c^{-4})$; $\delta f_{\gamma}^{(4)}$ — члены $O(c^{-4})$, содержащие γ ; $\delta f_{grav,other}^{(4)}$ — прочие гравитационные вклады $O(c^{-4})$, т.е. содержащие G , но не содержащие γ ; δf_{media} — вклад сред распространения сигнала (атмосферы, ионосферы, межпланетной среды); δf_0 — собственная разность частот между часами $\mathcal{S}_A$ и $\mathcal{S}_B$ (Лине и Тейссандье, 2002; Литвинов и др., 2018).

Слагаемые $O(c^{-3})$ в (2) были ранее получены в работе Бланше и др. (2001). Однако авторы той работы с самого начала используют $\gamma = 1$, поэтому из их результатов неочевидно, что в сигнале (2) на выходе компенсационной схемы отсутствуют слагаемые $O(c^{-3})$, содержащие γ . Наш вывод делает этот результат явным.

Гравитационный сдвиг частоты, связанный с γ , при обмене сигналами по схеме GP-A выглядит следующим

образом:

$$\begin{aligned} \frac{\delta f_{\gamma}^{(4)}}{f} = & \frac{1}{c^4} \left(\gamma (-\mathbf{v}_A^2 U_A + \mathbf{v}_B^2 U_B) + \frac{1}{2} (\mathbf{v}_B \cdot \delta \mathbf{l}_{B'}) - \right. \\ & - \frac{1}{2} (\mathbf{v}_A \cdot \delta \mathbf{l}_A) + \frac{\mathcal{T}^{(3)}}{r_{AB}} \left((\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{v}_B) - \mathbf{v}_B^2 + \right. \\ & + ((\mathbf{v}_B - \mathbf{v}_A) \cdot \mathbf{n}_{BA}) (\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_{BA}) + (\mathbf{b}_B \cdot \mathbf{n}_{BA}) \mathcal{T}^{(3)} + \\ & + (\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{l}_A^{(2)}) (\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_{BA}) + (\mathbf{v}_A \cdot \mathbf{n}_{BA}) (\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{l}_B^{(2)}) - \\ & \left. \left. - 2(\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{l}_B^{(2)}) (\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_{BA}) + (\mathbf{b}_B \cdot \mathbf{l}_B^{(2)}) r_{AB} \right) \right). \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{l}_A^{(2)}$ и $\mathbf{l}_B^{(2)}$ — поправки за счет монополюльной части гравитационного потенциала к касательным векторам траектории сигнала $A \rightarrow B$ в точках, соответственно, А и В:

$$\mathbf{l}_A(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = -\mathbf{n}_{AB} + \frac{1}{c^2} \mathbf{l}_A^{(2)}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) + \dots, \quad (4)$$

$$\mathbf{l}_B(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = -\mathbf{n}_{AB} + \frac{1}{c^2} \mathbf{l}_B^{(2)}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) + \dots, \quad (5)$$

$$\mathbf{l}_A^{(2)}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = -2GM(\gamma + 1) \frac{(r_A + r_B) \mathbf{n}_{AB} + r_{AB} \mathbf{n}_A}{(r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2}, \quad (6)$$

$$\mathbf{l}_B^{(2)}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = -2GM(\gamma + 1) \frac{(r_A + r_B) \mathbf{n}_{AB} - r_{AB} \mathbf{n}_B}{(r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2}, \quad (7)$$

где G — гравитационная постоянная, а многоточие обозначает пренебрежимо малые в рамках данной задачи вклады квадруполь и спина источника, а также члены более высоких порядков по c^{-1} (Лине и Тейссандье, 2002).

Далее в (3), $\mathcal{T}^{(3)}$ есть монополюльная поправка

$$\mathcal{T}^{(3)}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = GM(\gamma + 1) \ln \left(\frac{r_A + r_B + r_{AB}}{r_A + r_B - r_{AB}} \right) \quad (8)$$

к интервалу координатного времени, протекшего между t_B и t_A :

$$\mathcal{T}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) = t_B - t_A = \frac{1}{c} r_{AB} + \frac{1}{c^3} \mathcal{T}^{(3)}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_B) + \dots, \quad (9)$$

где многоточие имеет тот же смысл, что и в (4). Выражение (8) представляет собой известную задержку Шапиро.

Наконец, $\delta \mathbf{l}_{B'}$ и $\delta \mathbf{l}_A$ в (3) представляют собой поправки к касательным векторам к траектории сигнала $B' \rightarrow A$, соответственно, в точках В' и А. Эти поправки учитывают несовпадение траекторий $B' \rightarrow A$

и $A \rightarrow B$ и даются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \delta l_{B'} = & -4GM(\gamma + 1) \times \\ & \times \left\{ \frac{2r_{AB}(\mathbf{n}_B r_{AB} + \mathbf{n}_{BA}(r_A + r_B))}{((r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2)^2} \times \right. \\ & \times \left[(r_A + r_B)(\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_B) + r_{AB}(\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_{BA}) \right] + \\ & + \frac{1}{(r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2} \left[\mathbf{v}_B \left(r_A + r_B - \frac{r_{AB}^2}{r_B} \right) + \right. \\ & + \mathbf{n}_B r_{AB} \left(\frac{r_{AB}}{r_B} (\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_B) + (\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_{BA}) \right) - \\ & \left. \left. - \mathbf{n}_{BA} (r_{AB}(\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_B) + (r_A + r_B)(\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_{BA})) \right] \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta l_A = & -4GM(\gamma + 1) \left\{ -\frac{r_{AB}(\mathbf{n}_A r_{AB} + \mathbf{n}_{AB}(r_A + r_B))}{((r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2)^2} \times \right. \\ & \times ((r_A + r_B)(\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_B) - r_{AB}(\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_{AB})) + \\ & + \frac{1}{(r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2} \left[\mathbf{v}_B(r_A + r_B) + \right. \\ & + \mathbf{n}_A r_{AB}(\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_{AB}) + \mathbf{n}_{AB}(r_{AB}(\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_B) - \\ & \left. \left. - (r_A + r_B)(\mathbf{v}_B \cdot \mathbf{n}_{AB})) \right] \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Так как вклады $\delta f_{\text{grav, other}}^{(4)}$, $\delta f_{\text{kin}}^{(4)}$ и $\delta f_{j_2}^{(3)}$ не содержат γ , мы не приводим здесь соответствующие им выражения.

Величины кинематических параметров, таких как r_A , $\mathbf{v}_A$, $\mathbf{n}_{AB}$, а также ньютоновских потенциалов U_A и U_B и кинематического сдвига частоты δf_{kin} могут быть рассчитаны с использованием данных об орбитах космических аппаратов и модели гравитационного поля источника. Требования к точности расчета данных параметров рассмотрены далее в разделе обсуждения результатов. Вклад несферичности $\delta f_{j_2}^{(3)}$ может быть вычислен по известным выражениям (Лине и Тейссандье, 2002) с использованием коэффициентов мультипольного разложения потенциала (для Солнца достаточно коэффициента J_2). Гравитационные слагаемые 4-го порядка $\delta f_{\text{grav, other}}^{(4)}$ также могут быть вычислены по формулам из работы Лине и Тейссандье (2002). Вклады ионосферы и межпланетной среды могут быть с достаточной точностью учтены путем использования многочастотных линий связи (Литвинов и др., 2018; Бертоtti и др., 2003; Империи и др., 2018). Поэтому δf_{media} мы будем считать известным с достаточной досточностью. Вклад момента импульса источника входит в $\delta f_{\text{grav, other}}^{(4)}$.

Отметим наличие “расширенных факторов” (Эшби и Бертоtti, 2010; Литвинов, 2014) в (6) и (7), т.е. коэффициентов вида $1/((r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2)$. Слагаемые с этими коэффициентами приводят к существенному увеличению смещения частоты при положениях аппара-

тов, близких к диаметрально противоположным относительно источника. Также отметим наличие слагаемых с этими коэффициентами в (10) и (11), причем здесь они появляются в т.ч. возведенными в квадрат. Именно слагаемые с “расширенными факторами” дают основной вклад в сдвиг частоты сигналов, распространяющихся на минимальных расстояниях от источника.

2. ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Мы используем методику оценки достижимой точности эксперимента, основанную на методе максимального правдоподобия и неравенстве Крамера–Рао, следуя работам Литвинов (2024) и Литвинов и Пилипенко (2021). Математическая модель экспериментальных данных, представляющих собой частотные измерения, получаемые на спутнике S_B и прошедшие систему компенсации нерелятивистского эффекта Доплера (1), выглядит следующим образом:

$$x(t) = s(t) + z_0 + n(t). \quad (12)$$

Здесь $x(t)$ – измеренный относительный сдвиг частоты $\delta f/f$, из которого с помощью (2) вычтены расчетные значения слагаемых $O(c^{-2})$ и $O(c^{-3})$, а также $\delta f_{j_2}^{(3)}$, $\delta f_{\text{kin}}^{(4)}$, $\delta f_{\text{grav, other}}^{(4)}$ и $\delta f_{\text{media}}^{(4)}$; $s(t)$ – сумма слагаемых в правой части (2), содержащих γ , т.е. (3) (полезный сигнал); $z_0 = \delta f_0/f$ – неизвестный относительный сдвиг частоты между часами (константный параметр); $n(t)$ – случайный гауссовский процесс, описывающий флуктуации относительной частоты часов. Неизвестными параметрами модели, таким образом, являются γ (информативный параметр) и z_0 (неинформативный).

Данная модель является линейной относительно неизвестных параметров и гауссовой. Для ее полной спецификации необходимо задать сигнал $s(t)$, т.е. орбиты спутников, и свойства шумового процесса $n(t)$. Выбор орбит обсуждается в следующем разделе. Шумовой процесс $n(t)$ мы характеризуем путем задания его спектральной плотности мощности (СПМ). В настоящей работе мы рассматриваем 5 моделей атомных часов: бортового водородного стандарта частоты ВЧ-1010, использованного на космическом радиотелескопе РадиоАстрон (Кардашев и др., 2013); бортовых цезиевых фонтанных часов PHARAO планируемого эксперимента ACES (Хесс и др., 2011); промышленного водородного стандарта ВЧ-2021 (Поляков и др., 2021); находящихся в разработке бортовых стронциевых часов планируемого эксперимента I-SOC (Орилья и др., 2018); лабораторных стронциевых часов JILA SrI (Ботвелл и др., 2019).

В табл. 1 приведены СПМ шума данных часов, полученные из приведенных в цитированной выше литературе кривых аллановской девиации частоты. В настоящей работе мы используем скорректированные значения коэффициентов в выражениях для СПМ

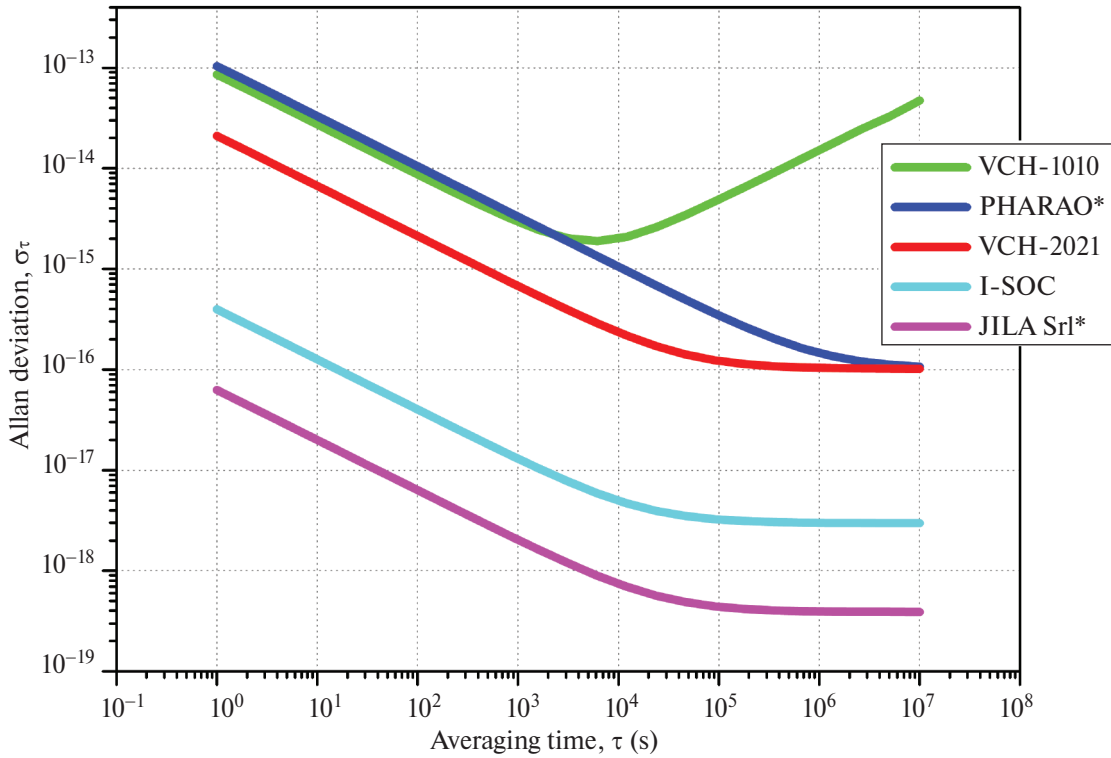


Рис. 2. Аллановская девиация частоты атомных часов из табл. 1.

Таблица 1. Спектральная плотность мощности (СПМ) флуктуаций относительной частоты часов. Звездочки отмечают модели часов, коэффициенты в выражениях для СПМ которых были изменены по сравнению с нашими предыдущими работами (см. текст)

Часы	СПМ
VCH-1010	$1.5 \times 10^{-26} f^0 + 7 \times 10^{-31} f^{-1} + 3.5 \times 10^{-35} f^{-2}$
PHARAO*	$2.2 \times 10^{-26} f^0 + 7.5 \times 10^{-33} f^{-1}$
VCH-2021	$9.0 \times 10^{-28} f^0 + 7.6 \times 10^{-33} f^{-1}$
I-SOC	$3.2 \times 10^{-31} f^0 + 6.4 \times 10^{-36} f^{-1}$
JILA SrI*	$0.8 \times 10^{-32} f^0 + 1.1 \times 10^{-37} f^{-1}$

шума моделей часов JILA SrI и PHARAO по сравнению с работами Литвинов и Пилипенко (2021), Пилипенко и др. (2024a), Пилипенко и др. (2024b), Литвинов (2024). Соответствующие новым выражениям теоретические кривые аллановской девиации частоты (рис. 2) существенно более точно воспроизводят фактически измеренные (для JILA SrI) или предсказываемые (для PHARAO) на малых и средних интервалах усреднения ($\lesssim 10^4$ с). Кроме того, для JILA SrI мы также скорректировали интенсивность фликкер-шума (коэффициент при f^{-1}), так чтобы снизить положение плато аллановской кривой с прежнего чрез-

мерно консервативного уровня 2×10^{-18} , соответствующего точности данных часов, до 4×10^{-19} , что соответствует фактически измеренным значениям нестабильности JILA SrI на больших временах усреднения и заявленным ограничениям на величину дрейфа систематических эффектов (Ботвелл и др., 2019). Добавленная новая модель перспективных бортовых часов I-SOC по своим параметрам близка к нашей прежней модели JILA SrI. Для избежания путаницы при сравнении с предыдущими результатами мы обозначаем скорректированные модели как PHARAO* и JILA SrI*.

Для численной оценки достижимой точности измерения параметра γ мы используем модель (12) в дискретном времени:

$$x_i = s_i + z_0 + n_i, \quad (13)$$

где $x_i = x(t_i)$, $s_i = s(t_i)$, $n_i = n(t_i)$ и $t_i = i\Delta t$, $i = 0, T/\Delta t$, Δt – удовлетворяющий теореме Котельникова шаг дискретизации, T – продолжительность эксперимента. Точность измерения информативного параметра γ мы оцениваем с помощью неравенства Крамера–Рао (ван Трис и др., 2013). Необходимые для этого ковариационные матрицы C шумового процесса n_i для белого (f^0), фликкер- (f^{-1}) и броуновского (f^{-2}) шума имеют вид

$$C_{ij}^0 = \Delta t^{-1} \delta_{ij},$$

$$C_{ij}^{-1} = 2\pi \sum_{m=1}^i \varphi_m \varphi_{i-j+m}, \quad \varphi_m = \frac{\Gamma(m+1/2)}{m! \Gamma(1/2)}, \quad (14)$$

$$C_{ij}^{-2} = (2\pi)^2 \Delta t \min(i, j),$$

где δ_{ij} — символ Кронекера, Γ — гамма-функция (Литвинов и Пилипенко, 2021).

3. ВЫБОР ОРБИТ СПУТНИКОВ

Выбранные нами параметры орбит спутников представлены в табл. 2. Данные параметры являются оптимальными, т.е. обеспечивают минимальную ошибку оценки γ за выбранное время накопления 5 лет, в достаточно широком классе орбит двух гелиоцентрических спутников, обладающих одинаковыми периодами и перигелиями в интервале от 0.3 до 2.0 а.е. (Достижение минимума было установлено для наиболее высокостабильных из рассматриваемых нами моделей часов JILA SrI* и I-SOC, для остальных часов поиск минимума не производился.) Ограничение данным классом орбит, помимо сокращения времени счета, обосновано тем, что именно такая конфигурация предпочтительна для других возможных в рамках подобной миссии типов экспериментов — проверки ЭПЭ (Литвинов и Пилипенко, 2021), измерения момента импульса Солнца (Пилипенко и др., 2024а) и др.

При поиске данной конфигурации следующие параметры орбиты спутника S_A были зафиксированы (произвольно положены равными 0): наклонение, долгота восходящего узла, аргумент перицентра и средняя аномалия на эпоху. Это не является дополнительным ограничением, т.к. в силу сферической симметрии вкладов (3) влияние на точность измерения может иметь лишь взаимная ориентация орбит и разность средних аномалий спутников. Перигелии и афелии варьировались в диапазоне от 0.3 до 2.0 а.е. Амплитуда полезного сигнала увеличивается при уменьшении перигелиев и увеличении афелиев

Таблица 2. Параметры орбит спутников, обеспечивающие максимальную точность измерения γ в режиме с компенсацией нерелятивистского эффекта Доплера по схеме GP-A. Параметры приведены на произвольно выбранную эпоху 01.01.2030 00:00 UTC

Параметр орбиты	Спутник S_A	Спутник S_B
Наклонение, град	0	165
Перицентр, а.е.	0.3	0.3
Апоцентр, а.е.	2.0	2.0
Период, сут.	450	450
Долг. восх. узла, град	0	25
Арг. перицентра, град	0	25
Ср. аномалия, град	0	177

орбит. Однако, перигелии < 0.3 а.е., по-видимому, не имеет смысла рассматривать из-за тепловых ограничений, а афелии > 2.0 а.е. приводят к слишком большим периодам орбит ($\gtrsim 1.5$ лет) и снижению количества прохождений максимумов сигнала (раздел 4) за единицу времени.

Найденная оптимальная конфигурация отвечает критерию максимизации “расширенных факторов” (раздел 1), что обеспечивается нахождением спутников на определенных участках траекторий приблизительно по разные стороны от Солнца. Тем не менее, она заметно отличается от ad hoc конфигурации, использованной нами ранее в работе Литвинов (2024), и не является оптимальной для измерения γ в рассмотренном там однопутевом режиме (подробнее см. раздел 5). Как и в работе Литвинов (2024), мы предполагаем, что орбиты являются кеплеровыми. Также мы учитываем, что для выбранных конфигураций орбит (незначительную) часть времени спутники находятся в тени Солнца друг относительно друга. Из анализа были исключены сегменты, для которых сигнал проходит на расстоянии ближе $6R_\odot$ от Солнца (Эшби и Бертоtti, 2010).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Вид сигнала s_i , соответствующего движению спутников по орбитам с параметрами из табл. 2, приведен на рис. 3. Расчет сигнала выполнен с помощью (3). Данный сигнал соответствует случаю, когда транспондер расположен на аппарате S_A , а измеритель частоты — на S_B . Наиболее ценными для эксперимента сегментами, обеспечивающими накопление сигнала с амплитудой до $\delta f/f = 2.6 \times 10^{-12}$ (основные максимумы), являются ≈ 2 дня, в течение которых космические аппараты находятся в приблизительно противоположных точках относительно Солнца вблизи своих перигелия (S_B) и афелия (S_A). Такое расположение обеспечивает максимизацию слагаемых с “расширенными факторами” (раздел 1). Наблюдается также вторичный максимум с амплитудой $\delta f/f = 5.6 \times 10^{-14}$, когда S_B находится вблизи афелия, а S_A — перигелия. Оба типа максимумов совпадают с минимумами величины кратчайшего расстояния от траектории сигнала до центра Солнца (рис. 4 и 5). Рассматриваемая конфигурация орбит обеспечивает строгое достижение установленной минимально допустимой величины этого расстояния в $6R_\odot$ (раздел 3). Отметим, что вблизи основного максимума аппараты не заходят в тень Солнца друг для друга, но вблизи вторичных максимумов имеется небольшое затенение длительностью ≈ 30 мин.

Амплитуда вторичного максимума существенно меньше основного. Данная асимметрия обусловлена как выбранной конфигурацией орбит, так и асимметрией схемы измерений — расположением транспондера на S_A , а измерителя частоты на S_B . Максимальный

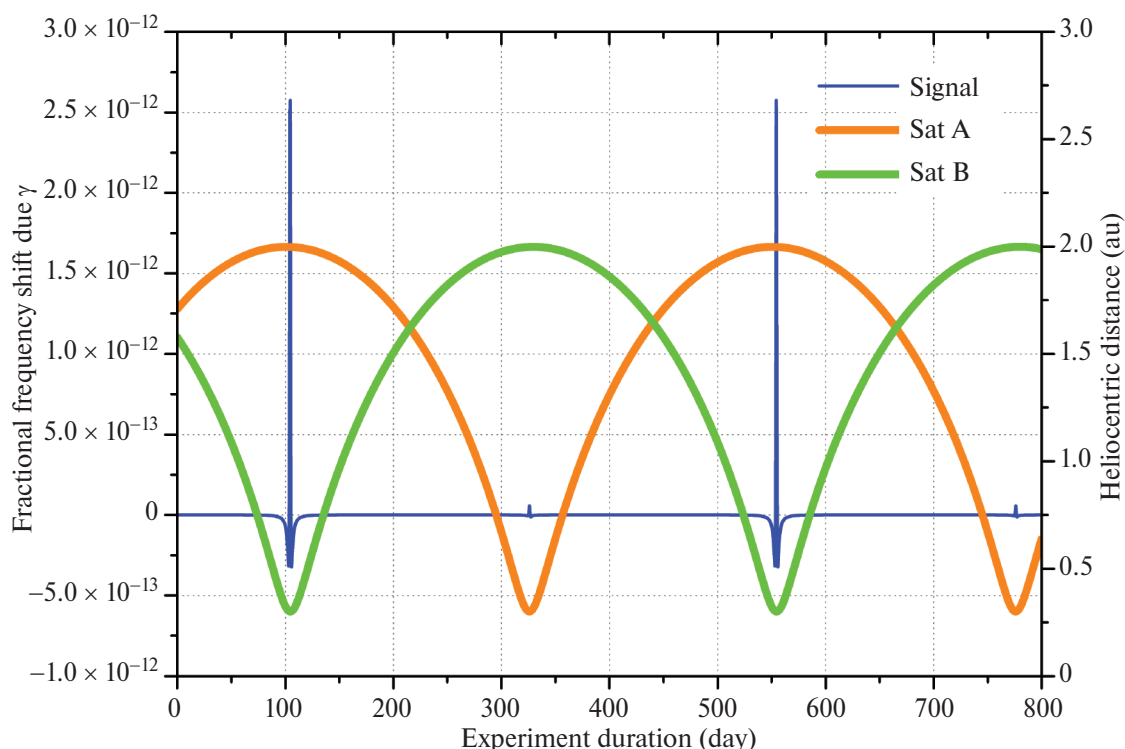


Рис. 3. Вид сигнала в эксперименте по измерению γ с помощью двух космических аппаратов S_A и S_B , движущихся по гелиоцентрическим орбитам с параметрами из табл. 2 и обменивающихся сигналами по схеме с компенсацией нерелятивистского эффекта Доплера типа GP-A. Транспондер находится на аппарате S_A , измеритель частоты — на S_B . Сигнал, представляющий собой зависящую от γ часть гравитационного смещения частоты (3), изображен тонкой синей линией (значения по левой вертикальной шкале). Жирными линиями изображены гелиоцентрические расстояния спутников (значения по правой вертикальной шкале). Положения основных максимумов сигнала близки к (не совпадающим) моментам прохождения аппаратом S_A афелия и S_B — перигелия.

вклад в амплитуду сигнала для данной конфигурации орбит дает слагаемое $\mathbf{v}_B \cdot \delta \mathbf{l}_B$ в (3), а именно, первое слагаемое во вторых квадратных скобках выражения (10) для $\delta \mathbf{l}_B$, которое при умножении на $\mathbf{v}_B$ дает фактор v_B^2 (данное слагаемое, очевидно, будет максимальным при максимальной скорости S_B , т.е. вблизи перигелия). Остальные слагаемые в (10) содержат единичные вектора $\mathbf{n}_B$ или $\mathbf{n}_{BA}$, которые при умножении на $\mathbf{v}_B$ дают малый вклад в (3), т.к. вблизи перигелия $\mathbf{n}_B \cdot \mathbf{v}_B \approx 0$ и $\mathbf{n}_{BA} \cdot \mathbf{v}_B \approx 0$. Аналогичный по структуре вклад от $\delta \mathbf{l}_A \cdot \mathbf{v}_A$ в (3) всегда оказывается существенно меньше вследствие асимметрии выражений (10) и (11), отражающей асимметрию схемы компенсации: вблизи афелия S_A мала скорость $\mathbf{v}_A$, а вблизи перигелия S_A — мала $\mathbf{v}_B$.

Для той же конфигурации орбит, но при расположении транспондера на S_B , а измерителя частоты — на S_A , основной и вторичный пики меняются местами (рис. 6). (При этом 30-минутное затенение, почти не влияющее на точность эксперимента, оказывается вблизи основного максимума.) Очевидно поэтому, что целесообразно располагать транспондеры и измерители частоты на обоих аппаратах. Помимо увеличения точности эксперимента в $\sqrt{2}$ раз при условии

работоспособности всех подсистем на обоих спутниках, такое решение позволяет продолжать измерения при отказе, например, измерителя частоты на одном из них. Использовать полностью идентичное оборудование на обоих спутниках, однако, не удастся из-за отмеченной выше необходимости разделения частот приема-передающих подсистем. В наших оценках достижимой точности измерения γ мы предполагаем, что транспондеры и измерители частоты расположены на обоих аппаратах.

Результаты оценки достижимой точности измерения ППН-параметра γ с помощью двух космических аппаратов, оснащенных высокостабильными атомными часами и системой компенсации нерелятивистского эффекта Доплера типа GP-A приведены на рис. 7. График построен в предположении, что транспондеры и измерители частоты расположены на обоих космических аппаратах. Наилучшая точность измерения, как и ожидалось, обеспечивается часами JILA SrI* и достигает 1.7×10^{-7} для времени накопления 5 лет. Это на 2 порядка превосходит результат эксперимента с зондом Cassini (Бертотти и др., 2003) и на 1 порядок — ожидаемый результат миссии BepiColombo (Империи и др., 2018). В то же время это

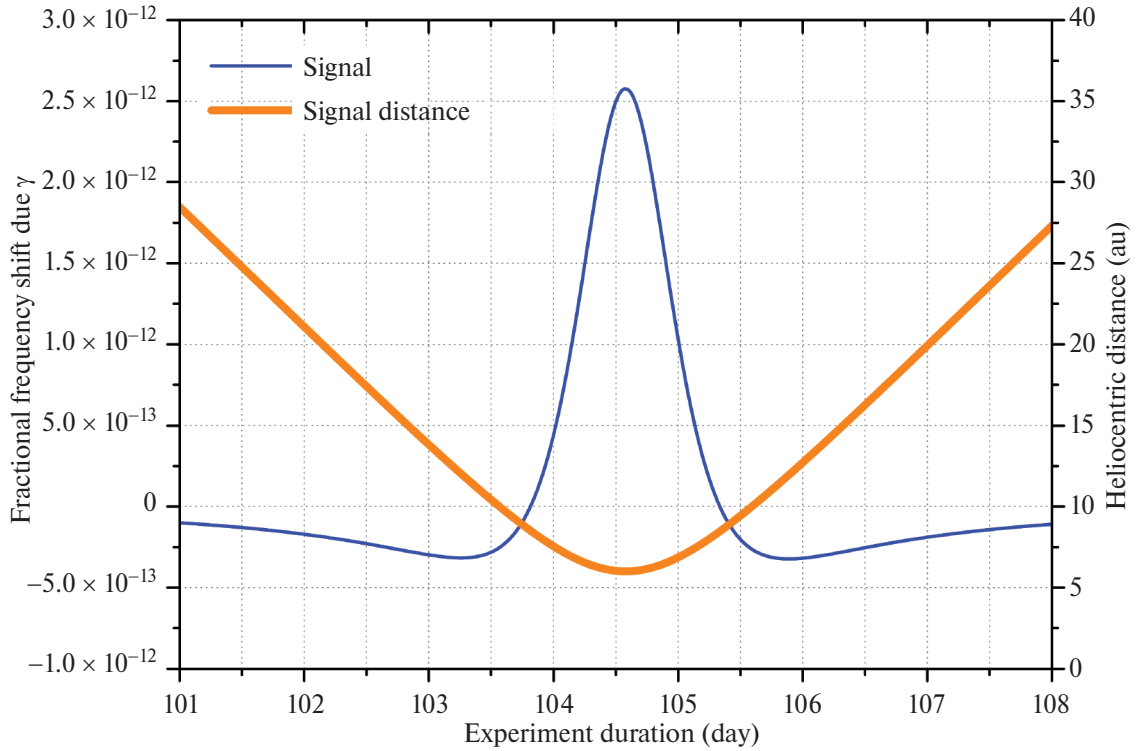


Рис. 4. Вид сигнала рис. 3 вблизи основного максимума (синяя тонкая линия, значения по левой вертикальной шкале). Максимум сигнала достигается одновременно с достижением минимально разрешенного значения $6R_{\odot}$ (раздел 3) величиной кратчайшего расстояния от траектории сигнала до центра Солнца (жирная оранжевая линия, значения по правой вертикальной шкале). Вблизи максимума аппараты все время находятся в прямой видимости.

на 1 порядок хуже оценки точности, полученной нами ранее для эксперимента с двумя спутниками на гелиоцентрической орбите (Литвинов, 2024), не использующими систему компенсации GP-A. Важно отметить при этом, что в работе (Литвинов, 2024) нами использовалась прежняя модель часов JILA SrI (раздел 2) и время накопления 3 года. Для скорректированной модели JILA SrI*, конфигурации орбит из работы Литвинов (2024) и времени накопления 5 лет оценка точности в режиме без Доплер-компенсации составляет 2.3×10^{-9} , т.е. почти на 2 порядка лучше, чем для рассматриваемой здесь схемы GP-A. Эксперимент с часами I-SOC позволяет улучшить результат Cassini на 1 порядок, но лишь повторить ожидаемый результат VeriColombo. Основанные на микроволновых переходах часы (VCH-1010, PHARAO и VCH-2021) не позволяют рассчитывать на улучшение результата Cassini.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Как уже отмечалось нами в работе Литвинов (2024), улучшение точности измерения γ является перспективным способом поиска отклонений от предсказаний ОТО. Лежащая в основе исследуемого в настоящей работе подхода система компенсации нерелятивистского эффекта Доплера типа GP-A является неотъемлемой частью большинства рассматриваемых

и планируемых в настоящее время космических гравитационных экспериментов, основанных на измерении эффекта гравитационного замедления времени. В качестве примеров приведем проверки ЭПЭ (Хесс и др., 2011; Альгшуль и др., 2015; Каччапуоти и Шиллер, 2017; Литвинов и Пилипенко, 2021; Деревянко и др., 2022; Цинь и др., 2024), измерение параметров Солнечной системы (Пилипенко и др., 2024a), детектирование темной материи (Пилипенко и др., 2024b) и исследование гравитационного поля Земли (Джулиани и др., 2024). Поэтому возможность измерения с ее помощью также ППН-параметра γ с точностью 1.7×10^{-7} , достижимой с часами JILA SrI*, представляет существенный интерес. Данная точность уже позволяет проверить ряд теорий, предсказывающих отклонение γ от 1 на уровне $10^{-5} - 10^{-7}$ (Дамур и др., 2002; Периволаропулос, 2010; Леанисбаррутия и др., 2017).

Полученные оценки точности измерения γ , тем не менее, оказались ниже тех, которые можно было бы ожидать благодаря наличию в (3) слагаемых с “дважды расширенными факторами”, т.е. вида $((r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2)^{-2}$ (см. (10) и (11)), которые крайне быстро растут при приближении траектории распространения сигналов к поверхности Солнца. Причина уменьшения вклада данных слагаемых состоит в том, что все они также содержат факторы вида $\mathbf{n}_B \cdot \mathbf{v}_B$, $\mathbf{n}_{BA} \cdot \mathbf{v}_B$, которые, наоборот, оказываются весьма малы

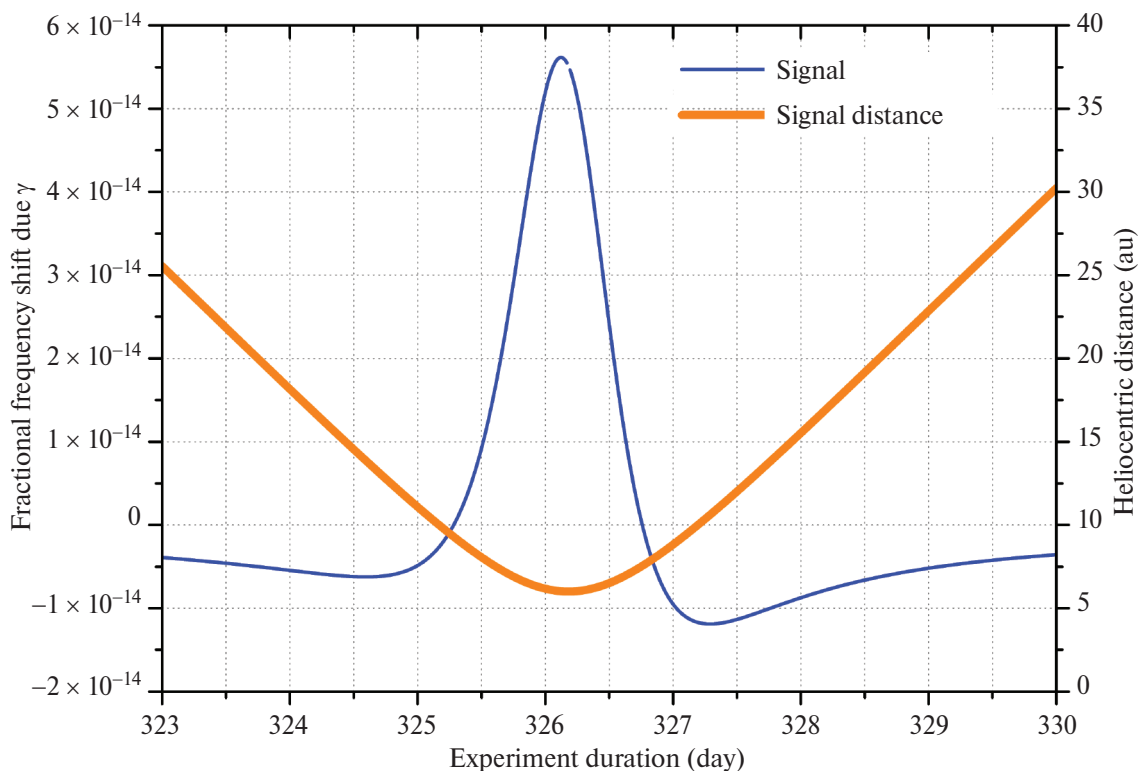


Рис. 5. Вид сигнала рис. 3 вблизи вторичного максимума (синяя тонкая линия, значения по левой вертикальной шкале). Как и основной (рис. 4), вторичный максимум достигается для сигнала, приближающегося к Солнцу на минимально разрешенное расстояние $6R_{\odot}$ (жирная оранжевая линия, значения по правой вертикальной шкале). Разрыв сигнала вблизи вторичного максимума длительностью ~ 30 мин представляет собой участок, на котором аппараты находятся в тени Солнца друг для друга.

для близких к диаметрально противоположным расположениям аппаратов вблизи перигелия и афелия. В результате основной вклад в сигнал дают лишь слабые с обычными “расширенными факторами” вида $((r_A + r_B)^2 - r_{AB}^2)^{-1}$.

Найденная в данной работе конфигурация орбит (табл. 2), являющаяся оптимальной для измерения γ в режиме GP-A, заметно отличается от ad hoc конфигурации из работы Литвинов (2024), использованной нами для оценки точности аналогичного эксперимента в однопутевом режиме. В конфигурации из работы Литвинов (2024) спутники движутся в одной плоскости и обращаются вокруг Солнца в одном направлении. Сигнал вблизи обоих максимумов испытывает разрыв, связанный с уходом спутников в тень. В конфигурации же данной работы наклонения орбит существенно различны (0° и 165°), спутники движутся в противоположных направлениях и затенение либо отсутствует, либо незначительно. Отметим также, что данная конфигурация не является оптимальной для измерения γ в однопутевом режиме, т.к. обеспечивает меньшую точность измерения, чем ad hoc конфигурация работы Литвинов (2024): 2.0×10^{-8} против 1.4×10^{-8} для часов JILA SrI и времени накопления 3 года, 3.4×10^{-9} против 2.3×10^{-9} для часов JILA

SrI* и времени накопления 5 лет. Наконец, найденная здесь конфигурация орбит существенно отличается от оптимальной для измерения момента импульса Солнца (Пилипенко и др., 2024a) и проверки ЭПЭ (Литвинов и Пилипенко, 2021). Поэтому поиск квазиоптимальной конфигурации орбит космических аппаратов проекта, нацеленного на одновременное проведение всех этих фундаментальных исследований, а также детектирование темной материи (Пилипенко и др., 2024b), является нетривиальной задачей. Мы планируем рассмотреть данный вопрос в отдельной работе.

Остановимся на некоторых аспектах технической реализуемости предложенного эксперимента. Помимо высокостабильных бортовых часов для его осуществления необходима крайне высокая точность восстановления орбит космических аппаратов. Как и в работе Литвинов (2024), мы можем заключить, что точность восстановления координат межпланетных аппаратов ~ 450 м, продемонстрированная в рамках проекта VeriColombo (Кастеллини и др., 2020), является достаточной для данного эксперимента, т.к. обеспечивает точность расчета вклада $(U_A - U_B)/c^2$ в (2) не хуже 3×10^{-22} .

Ситуация с вкладами в сдвиг частоты, зависящими от скоростей аппаратов, является менее ясной.

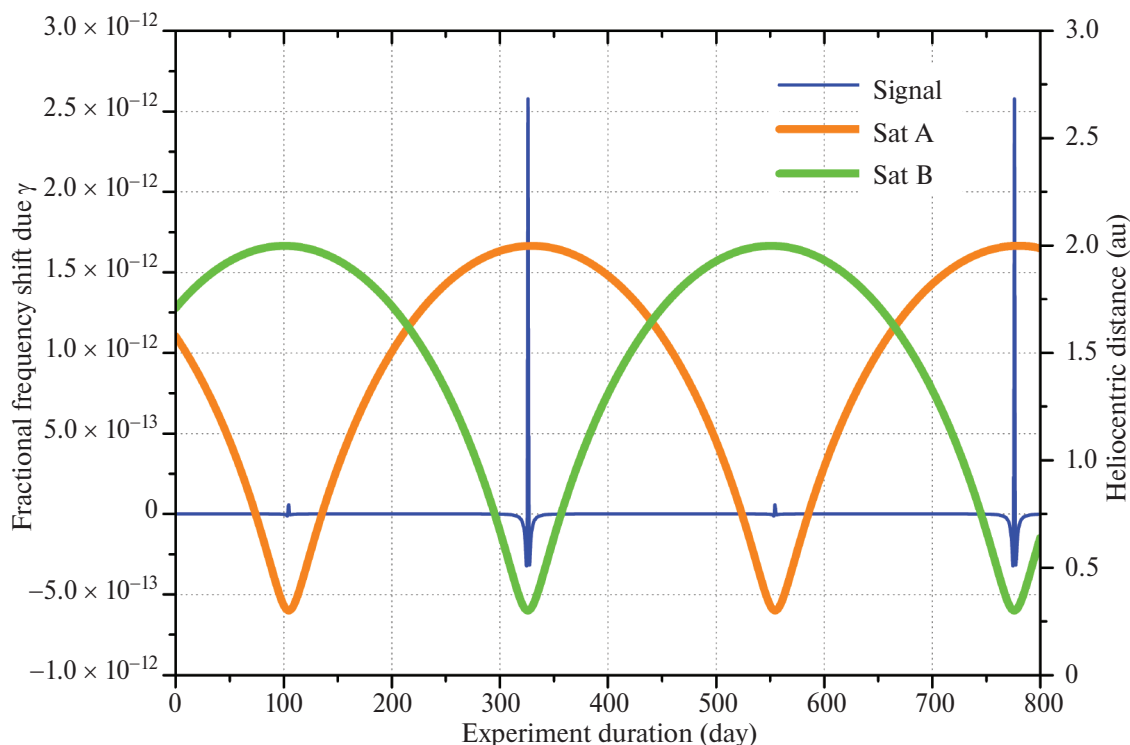


Рис. 6. То же, что на рис. 3, но транспондер находится на аппарате S_B , а измеритель частоты — на S_A . По сравнению с рис. 3 положения основных и вторичных максимумов поменялись местами.

Несмотря на то, что схема GP-A приводит к компенсации наибольшего вклада в сдвиг частоты, связанного с нерелятивистским эффектом Доплера, требуемая точность расчета слагаемых $O(c^{-2})$ все еще крайне высока и не была до настоящего момента продемонстрирована для межпланетных аппаратов. Для часов со стабильностью $\sim 10^{-18}$ и скоростей аппаратов ~ 50 км/с точность восстановления каждой компоненты вектора скорости должна составлять ~ 1 мкм/с. Для радиальной компоненты, вдоль траектории распространения сигнала, данная точность уже достигнута для околоземных спутников. Так, микроволновой интерферометрический дальномер миссии GRACE обеспечивает точность расчета радиальной скорости 0.1 мкм/с на базе 220 км (Кан и др., 2020), а лазерный интерферометрический дальномер миссии GRACE-FO, как ожидается, улучшит это значение в ~ 20 раз (Абих и др., 2019). Ожидается, что данная система будет использована в проекте LISA, где будет обеспечивать аналогичную точность на расстояниях 2.5×10^6 км (Абих и др., 2019). Исследования возможности работы подобных систем на расстояниях ~ 1 а.е. по нашим сведениям пока не проводились.

Также на настоящий момент отсутствуют экспериментальные результаты, демонстрирующие достижение необходимой точности ~ 1 мкм/с для двух других компонент скорости, перпендикулярных направлению спутник—спутник. Традиционные радиотехнические средства контроля орбит межпланетных кос-

мических аппаратов, основанные на одно- и двухпутевых измерениях дальности и радиальной скорости с помощью наземных станций слежения, обеспечивают точность восстановления полного вектора скорости на уровне 1 мм/с (Будник и др., 2012). Радиоинтерферометрическая технология Delta-DOR позволяет достичь точности восстановления компонент вектора скорости, нормальных к направлению аппарат—Земля, также на уровне 1 мм/с для аппаратов на расстояниях ~ 1 а.е. (Хан и др., 2019). Подобные точности, конечно, недостаточны для рассматриваемой нами задачи, однако они соответствуют задаче восстановления орбиты одного аппарата по данным слежения с Земли. Для группировок меппланетных космических аппаратов, осуществляющих межспутниковые измерения дальности и радиальной скорости, пока имеются лишь предварительные теоретические оценки. В работе Ли и Чжэн (2021) рассмотрена группировка из 3 аппаратов в треугольной конфигурации с межспутниковыми расстояниями 3×10^6 км. Для точности восстановления полного вектора скорости была получена оценка 2 мм/с. Это на 3 порядка меньше необходимого, однако, авторы решали задачу для случая, когда проводятся измерения лишь дальности и углов, причем достаточно низкой точности. В работе Чун (2006) рассмотрена проблема высокоточного восстановления орбит аппаратов миссии LISA (для первоначальной версии проекта с межспутниковыми расстояниями 5×10^6 км) в предположении, что про-

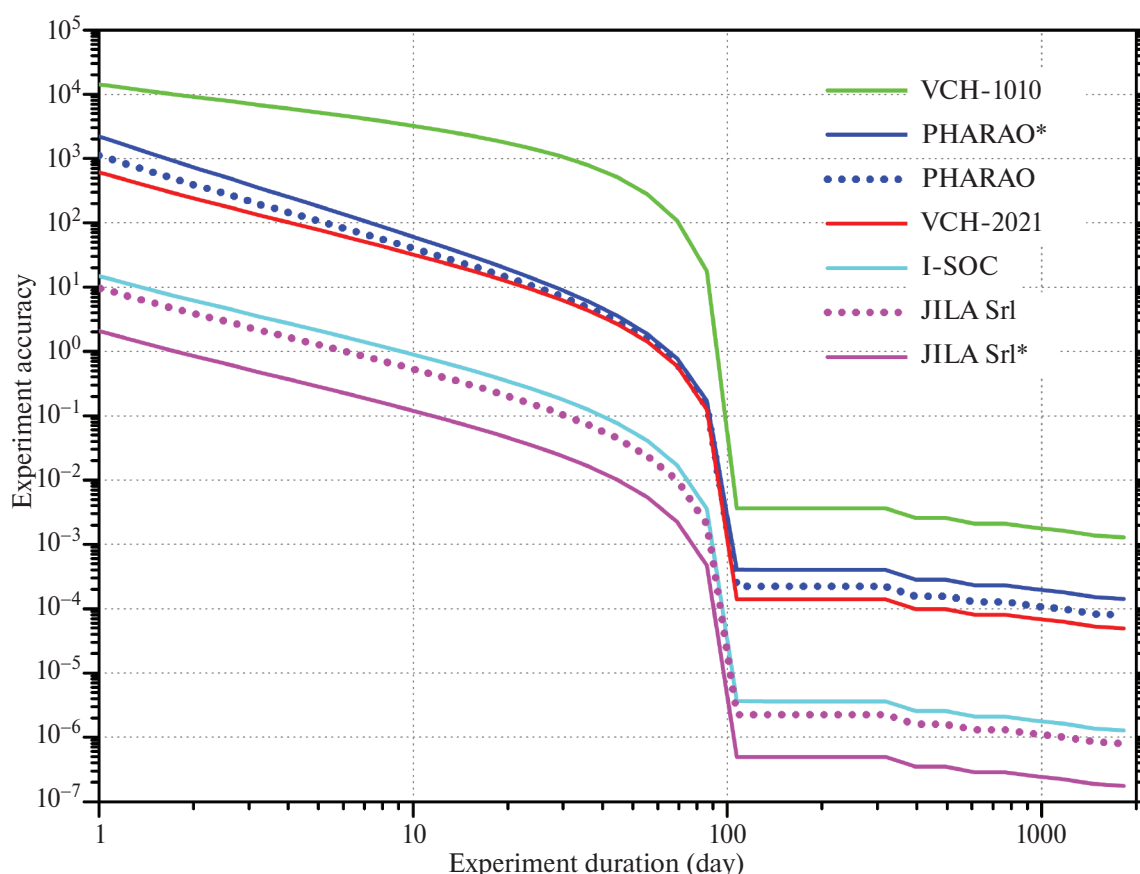


Рис. 7. Точность эксперимента по измерению γ с помощью двух оснащенных часами спутников на гелиоцентрических орбитах в режиме компенсации нерелятивистского эффекта Доплера типа GP-A. Транспондеры и измерители частоты установлены на обоих спутниках. Шумовые характеристики часов указаны в табл. 1, параметры орбит – в табл. 2. Пунктиром изображены кривые, соответствующие использовавшимся нами ранее моделям часов JILA Srl и PHARAO. Специфическая форма кривых отражает свойства сигнала (рис. 3 и 6). Первый пик амплитуды сигнала приходится на 104 день от момента начала накопления данных. В это же время происходит резкое увеличение точности измерения γ . Далее точность эксперимента остается почти постоянной вплоть до следующего пика в сигнале. Спустя несколько периодов орбит ход кривых выходит на ожидаемую зависимость от времени $\sim t^{-1/2}$, и для часов JILA Srl* точность достигает 1.7×10^{-7} после 5 лет накопления.

водятся как межспутниковые измерения дальности, так и радиальной скорости. Точность восстановления полного вектора скорости составила <1 мкм/с на интервалах ~ 1 дня. Данная оценка является многообещающей, но также не может быть непосредственно применена к настоящей задаче, т.к. в рассматриваемом нами случае имеются 2 аппарата, а не 3, конфигурация их орбит существенно иная, и расстояние между спутниками может достигать ~ 1 а.е. Кроме того, при моделировании точности восстановления орбит с перигелиями ~ 0.3 а.е. необходимо учитывать данные измерений акселерометров, используемых для учета негравитационных ускорений, вызываемых световым давлением и солнечным ветром. Изучение данной проблемы является предметом наших дальнейших исследований.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Точность измерения ППН-параметра γ , которая может быть достигнута с помощью двух спутников, движущихся по гелиоцентрическим орбитам и оснащенных высокостабильными атомными часами и системой компенсации нерелятивистского эффекта Доплера типа Gravity Probe A, составляет 1.7×10^{-7} для времени накопления 5 лет. Это на 2 порядка лучше результата, полученного с межпланетным зондом Cassini (Бертотти и др., 2003), и на 1 порядок – ожидаемого по итогам миссии BepiColombo (Империи и др., 2018). Такая точность уже позволяет проверить ряд теорий, которые предсказывают отклонения от значения $\gamma = 1$, соответствующего ОТО, на уровне 10^{-5} – 10^{-7} (Дамур и др., 2002; Периволаропулос, 2010; Леанисбаррутия и др., 2017).

По сравнению с однопутевым режимом измерений (Литвинов, 2024) система компенсации эффек-

та Доплера существенно снижает требования к точности восстановления орбит (а именно, скоростей) спутников и снимает возможную корреляцию между ошибками оценки γ и векторов состояния спутников. В то же время она приводит к сокращению ведущего ($O(c^{-3})$) вклада эффектов, связанных с γ , в сдвиг частоты. Коэффициенты при слагаемых следующего порядка ($O(c^{-4})$) быстро растут при приближении траектории распространения сигнала к Солнцу, однако, не могут полностью компенсировать дополнительный фактор v/c . Поэтому формальная, учитывающая лишь стабильность часов, точность эксперимента с системой Доплер-компенсации оказывается на 1–2 порядка ниже, чем без нее (см. работу Литвинов (2024) и раздел 5).

Для более полного исследования достижимой точности предложенного эксперимента — как с системой Доплер-компенсации, так и без нее — необходимо провести моделирование процедуры восстановления орбит двух спутников, движущихся по гелиоцентрическим орбитам рассмотренных конфигураций и снабженных интерферометрическими средствами измерения межспутниковой дальности и радиальной скорости, а также акселерометрами для измерения негравитационных ускорений, вызываемых световым давлением и солнечным ветром. Данная задача является предметом наших дальнейших исследований. Предложенная конфигурация орбит и бортового оборудования допускает проведение других фундаментальных экспериментов: поиска нарушений принципа эквивалентности (Литвинов и Пилипенко, 2021), измерения спина Солнца (Пилипенко и др., 2024a), детектирования темной материи (Пилипенко и др., 2024b). Оптимальные конфигурации орбит для всех этих экспериментов являются различными. Поэтому в дальнейших работах мы планируем также осуществить поиск квазиоптимальных конфигураций, обеспечивающих близкие к максимальным точности всех этих экспериментов.

Автор выражает благодарность М.В. Захваткину и С.В. Пилипенко за ценные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абих и др. (K. Abich, A. Abramovici, B. Amparan, et al.), *Phys. Rev. Letters* **123**, 031101 (2019).
2. Альтшуль и др. (B. Altschul, Q. G. Bailey, L. Blanchet, et al.), *Adv. Space Res.* **55**, 501 (2015).
3. Бадесса и др. (R. Badessa, R. Kent, J. Nowell, et al.), *Proceedings of the IRE*, vol. 48, no. 4, pp. 758–764 (1960).
4. Бертогги и др. (B. Bertotti, L. Iess, P. Tortora), *Nature* **425**, 374 (2003).
5. Бланше и др. (L. Blanchet, C. Salomon, P. Teyssandier, et al.), *Astron. Astrophys.* **370**, 320 (2001).
6. Ботвелл и др. (T. Bothwell, D. Kedar, E. Oelker, et al.), *Metrologia* **56**, 065004 (2019).

7. Будник и др. (F. Budnik, T. Morley, and M. Croon), *Orbit reconstruction for the GAIA mission (23rd Symposium on Space Flight Dynamics, Pasadena, 2012)*.
8. Вессо и Ливайн (R. F. C. Vessot, M. W. Levine), *Gen. Rel. and Grav.* **10**, 181 (1979).
9. Вессо и др. (R. F. C. Vessot, M. W. Levine, E. M. Mattison, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2081 (1980).
10. Дамур и др. (T. Damour, F. Piazza, G. Veneziano), *Phys. Rev. D* **66**, 046007 (2002).
11. Деревянко и др. (A. Derevianko, K. Gible, L. Hollberg, et al.), *Quantum Sci. and Tech.* **7**, 044002 (2022).
12. Джулиани и др. (S. Giuliani, B. D. Tapley, and J. C. Ries), *Journal of Geodesy* **98**, 50 (2024).
13. Империи и др. (L. Imperi, L. Iess, and M. J. Mariani), *Icarus* **301**, 9 (2018).
14. Кан и др. (Z. Kang, S. Bettadpur, P. Nagel, et al.), *J. of Geodesy* **94**, 1 (2020).
15. Кардашев и др. (Н. С. Кардашев, В. В. Хартов, В. В. Абрамов и др.), *Астрон. журн.* **90**, 179 (2013).
16. Карлип (S. Carlip), *Classical and Quantum Gravity* **25**, 154010 (2008).
17. Кастеллини и др. (F. Castellini, G. Bellei, F. Budnik), *AIAA Scitech 2020 Forum (Orlando, 2020, с. 1701)*.
18. Каччапуоти и Шиллер (L. Cacciapuoti and S. Schiller), *I-SOC scientific requirements (European Space Research and Technology Centre, 2017)*.
19. Леанисбаррутия и др. (I. Leanizbarrutia, F. S. Lobo, D. Saez-Gomez), *Phys. Rev. D* **95**, 084046 (2017).
20. Ли и Чжэн (Z. Li, J. Zheng), *Acta Astronautica* **185**, 170 (2021).
21. Лине и Тейссандье (B. Linet and P. Teyssandier), *Phys. Rev. D* **66**, 024045 (2002).
22. Литвинов и др. (D. A. Litvinov, V. N. Rudenko, A. V. Alakoz, et al.), *Phys. Lett. A* **382**, 2192 (2018).
23. Литвинов и Пилипенко (D. Litvinov and S. Piliipenko), *Classical and Quantum Gravity* **38**, 135010 (2021).
24. Литвинов и др. (D. A. Litvinov, N. V. Nunes, A. I. Filetkin, et al.), *Adv. Space Res.* **68**, 4274 (2021).
25. Литвинов (Д. А. Литвинов), *Письма в Астрон. журн.* **50**, 253 (2024).
26. Орилья и др. (S. Origlia, M. S. Pramod, S. Schiller, et al.), *Phys. Rev. A* **98**, 053443 (2018).
27. Периволаропулос (L. Perivolaropoulos), *Phys. Rev. D* **81**, 047501 (2010).
28. Пилипенко и др. (С. В. Пилипенко, М. В. Захваткин, Д. А. Литвинов, et al.), *Краткие сообщения по физике ФИАН* **3**, 42 (2024a).
29. Пилипенко и др. (С. В. Пилипенко, М. В. Захваткин, Д. А. Литвинов, et al.), *Астрон. журн.* **101**, 43 (2024b).
30. Поляков и др. (V. Polyakov, Y. Timofeev, N. Demidov), *2021 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS), (IEEE, 2021, с. 1)*.
31. Смарт и др. (L. L. Smarr, R. F. C. Vessot, C. A. Lundquist, et al.), *Gen. Rel. and Grav.* **15**, 129 (1983).
32. ван Трис и др. (H. L. van Trees, K. L. Bell, Z. Tian), *Detection, Estimation, and Modulation Theory. Part 1 — Detection, Estimation, and Filtering Theory (Wiley, New York, 2nd ed., 2013)*.

33. Уилл (C. M. Will), Theory and experiment in gravitational physics (Cambridge university press, 2018).
34. Хан и др. (S. Han, A. Nothnagel, Z. Zhang, et al.), Adv. Space Res. **63**, 1754 (2019).
35. Хесс и др. (M. P. Heß, L. Stringhetti, B. Hummelsberger, et al.), Acta Astronautica **69**, 929 (2011).
36. Цинь и др. (C.-G. Qin, T. Liu, X.-Y. Dai, et al.), Classical and Quantum Gravity **41**, 135006 (2024).
37. Чун (L. R. Chung), Orbit determination methods for deep space drag-free controlled laser interferometry missions (University of Maryland, College Park, 2006).
38. Эшби и Бертоцци (N. Ashby and B. Bertotti), Classical and Quantum Gravity **27**, 145013 (2010).

ПАРАМЕТРЫ ВОЗМОЖНОГО СПУТНИКА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В НАПРАВЛЕНИИ ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ G315.4-2.30

© 2024 г. Ю.В. Пахомов^{1*}¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27.09.2024 г.

После доработки 27.09.2024 г.; принята к публикации 27.09.2024 г.

На основе спектров низкого разрешения ($R \approx 3000$) определены параметры звезды Gaia DR3 5877303483506681472 ($G = 19.4$ mag), наиболее близкого объекта к рентгеновскому источнику [GV2003]N в направлении остатка сверхновой G315.4-2.30: эффективная температура $T_{\text{eff}} = 4830$ К, ускорение силы тяжести $\log g = 4.3$, металличность $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.05$. Исследована на переменность ее лучевая скорость, в пределах ошибок ($\sigma V_{\text{rad}} \approx 5$ км/с) изменений не обнаружено. Выявлен избыток содержания элементов Ca, Ti, V, Mn. По интенсивности диффузных межзвездных молекулярных полос оценен избыток цвета звезды $E(B - V) = 0.68 \pm 0.08$. Оценка фотометрического расстояния $d = 2.5 \pm 0.9$ кпк указывает на возможную связь с остатком сверхновой.

Ключевые слова: звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824090028, EDN: LPEJCE

ВВЕДЕНИЕ

Остаток сверхновой G315.4-2.30 (MSH 14-63, RCW 86) (Роджерс и др., 1960) расположен на расстоянии 2.3 ± 0.2 кпк (Соллерман и др., 2003) в плоскости Галактики ($l = 315.42^\circ$, $b = -02.36^\circ$) и имеет угловые размеры $42'$ в радиодиапазоне (Грин, 2014) и около $4'$ в оптическом, что соответствует линейному размеру 2.7 пк. В остатке обнаружено два рентгеновских источника (Гварамадзе, Вихлинин, 2003; Миньяни и др., 2012) [GV2003]S и [GV2003]N. Первый из них идентифицирован со звездой позднего спектрального класса ($G = 15.4$ mag, $\varpi = 1.71 \pm 0.23$ mas при большой неопределенности параметра астрометрического решения $ruwe = 8.293$), по всей вероятности, с активной хромосферой. На месте второго источника отсутствует видимый в оптическом диапазоне объект. Гварамадзе и др. (2017) провели исследование спектров низкого разрешения ($R \approx 3000$) звезды Gaia DR3 5877303483506681472 ($G = 19.4$ mag), наиболее близкой к рентгеновскому источнику [GV2003]N и расположенной на расстоянии $0.3''$ от него. Они оценили эффективную температуру звезды $T_{\text{eff}} = 5200$ К и содержание нескольких элементов, обнаружили повышенную металличность $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.2$ и сильный избыток кальция $[\text{Ca}/\text{H}] \approx 0.81$ в ее атмосфере, а также небольшое изменение лучевой скорости. При этом значение ускорения силы тяжести $\log g = 4.6$ было принято в предположении, что расстояние до звезды равно расстоянию до остатка сверхновой. Избыток

цвета $E(B - V) \approx 0.9$ оценен по фотометрическим наблюдениям в полосах $g'r'i'z'JHK$. Авторы сделали вывод, что рентгеновский источник со светимостью $\sim 10^{32}$ эрг/с не может быть этой звездой и представляет собой нейтронную звезду — невидимый компонент. На тот момент не было данных о расстоянии до системы. Каталог Gaia DR3 (коллаборация Gaia и др., 2023) дает значение параллакса $\varpi = 5.34 \pm 0.88$ mas, что соответствует расстоянию 179_{-22}^{+37} пк, гораздо более близкому, чем остаток сверхновой. С одной стороны, это исключает выводы авторов (Гварамадзе и др., 2017), но, с другой стороны, астрометрическое решение Gaia для этой звезды проблемное, что видно из значений параметров $ruwe = 2.738$ (>1.4), $astrometric_excess_noise_sig = 101.2$ (>2). Более того, при таком расстоянии светимость и радиус звезды должны быть крайне низкими, а ускорение силы тяжести — высоким, что не отражается в ее спектре. В каталоге Gaia DR3 для исследуемой звезды отсутствует информация о цвете $BP - RP$ и избытке цвета.

В 2018 году авторы работы (Гварамадзе и др., 2017) выполнили новые спектральные наблюдения, которые могли бы уточнить параметры звезды и пролить свет на ее природу.

В данной работе на основе спектров 2015 и 2018 годов ставятся задачи уточнения параметров и химического состава звезды Gaia DR3 5877303483506681472, анализа лучевой скорости, определения избытка цвета, оценки расстояния до нее. Для достижения этого необходимо определение параметров звезд и

*Электронный адрес: pakhomov@inasan.ru

межзвездной среды в направлении остатка сверхновой. Статья состоит из описания наблюдений, анализа данных и обсуждения.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Спектральные наблюдения, выполненные на спектрографе FORS2 с длинной щелью ($R \approx 3300$), взяты нами из архива ESO¹: 4 наблюдения в красной части спектра ($\lambda 5870 - 7370 \text{ \AA}$), полученные с 14 апреля по 16 мая 2015 (ProgID 60.A-9203(E) 095.D-0061(A)), использованные авторами (Гварамадзе и др., 2017), и 12 наблюдений в синей части спектра ($\lambda 4625 - 5930 \text{ \AA}$), полученные с 11 февраля по 19 апреля 2018 года (ProgID 0100.D-0060(A)). Отношение сигнала к шуму для разных звезд составило от 10 до 50.

Изображение положения щели спектрографа FORS2 на небесной сфере (рис. 1) получено в режиме прямого изображения в фильтре " $V_{HIGH} + 114$ " (UT 2015-04-14T06:29:55.767) за 30 секунд экспозиции. Фотометрический разрез вдоль щели спектрографа (высота щели около $4'$) во время наблюдений 2015 года показан на рис. 2, на основе которого были выбраны 11 звезд с достаточным отношением сигнала к шуму для дальнейшего анализа. Порядковый номер звезд, их координаты, параллакс ϖ , звездная величина G и параметр *ruwe* астрометрического решения из каталога Gaia DR3, а также отношение сигнала к шуму S/N для суммы всех спектров приведены в табл. 1. Порядковый номер звезд будет нами использован далее в статье. Звезда Gaia DR3 5877303483506681472, наиболее близкая по координатам к рентгеновскому источнику [GV2003]N, получила номер N2.

Архивные спектры были обработаны в комплексе программ MIDAS (The Munich Image Data Analysis System). При предварительной обработке выполнен учет bias, плоского поля и удалены следы космических частиц. По фотометрическому разрезу вдоль щели (рис. 2) были определены положения всех исследуемых звезд на кадре спектра. Спектры каждого объекта были выделены с небольшим участком неба для его учета, и выполнена калибровка по длинам волн с помощью спектра лампы с полым CdHg-катодом, наполненной смесью газов He, Ag и Ne. Для каждой звезды была вычислена ширина профиля изображения звезды вдоль щели и определены границы, в которых суммировался полученный сигнал в спектре. Вне этих границ уровень фона неба был проинтерполирован на положение звезды и вычтен. Таким образом были получены спектры звезд, готовые для анализа.

Уровень непрерывного спектра проводился в несколько этапов, что особенно важно было для синего участка спектра с низким разрешением, где в холодных звездах большое количество атомных и молекулярных линий существенно опускают видимый континуум. На первом этапе проводился

предварительный уровень непрерывного спектра и выполнялась начальная оценка параметров звездной атмосферы (T_{eff} , $\log g$, $[\text{Fe}/\text{H}]$), описанная далее по тексту. Для звезд с $T_{\text{eff}} > 5000 \text{ K}$ блокировка излучения линиями значительно меньше, чем для более холодных звезд, поэтому проведение континуума было наиболее надежным. Спектры этих звезд были использованы для реконструкции функции отклика системы телескоп-спектрограф-ПЗС. Для этого использовались синтетические спектры звезд и предварительная оценка межзвездного поглощения. Усредненная функция отклика позволила преобразовать наблюдаемые спектры из шкалы отчетов ПЗС в шкалу относительных потоков, в которой уровень непрерывного спектра проводился более уверенно.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗД

Параметры атмосфер исследуемых звезд: эффективная температура T_{eff} , ускорение силы тяжести $\log g$, металличность $[\text{Fe}/\text{H}]$, скорость микротурбулентции ξ_t , лучевая скорость V_{rad} , — были определены с помощью метода минимизации отклонений между наблюдаемым спектром и синтетическим. Скорость микротурбулентции ξ_t — один из необходимых параметров, поскольку в спектрах низкого разрешения видны лишь насыщенные линии, которые сильно подвержены его влиянию.

Наблюдаемые в разные ночи спектры для каждой звезды были предварительно очищены от выбросов сигнала медианным усреднением, сдвинуты по шкале длин волн с учетом значения проекции скорости Земли на луч зрения и затем сложены для увеличения отношения сигнала к шуму S/N , значения которого приведены в табл. 1. Значения S/N вычислены по уровню накопленного сигнала с учетом коэффициента GAIN ПЗС матрицы. Несмотря на высокие значения, реальное величина S/N , скорее всего, несколько меньше.

Для вычисления синтетических спектров был составлен список спектральных линий. Для этого из базы данных параметров спектральных линий VALD (Рябчикова и др., 2015) с помощью инструмента SELECT STELLAR были выбраны линии с минимальной глубиной 0.01 относительно континуума, которыми можно смоделировать спектры звезд в интервале температур от 3500 K до 8000 K. Малое значение критерия для глубины линии при расчете спектров с небольшим спектральным разрешением выбрано по той причине, что в холодных звездах большую роль играют многочисленные слабые молекулярные линии, которые существенно понижают видимый континуум. Расчет синтетического спектра выполнялся с помощью программы SynthV (Цымбал, 1996; Цымбал и др., 2003) в приближении локального термодинамического равновесия с использованием интерполяции моделей звездных атмосфер MARCS (Густаф-

¹<https://archive.eso.org/>

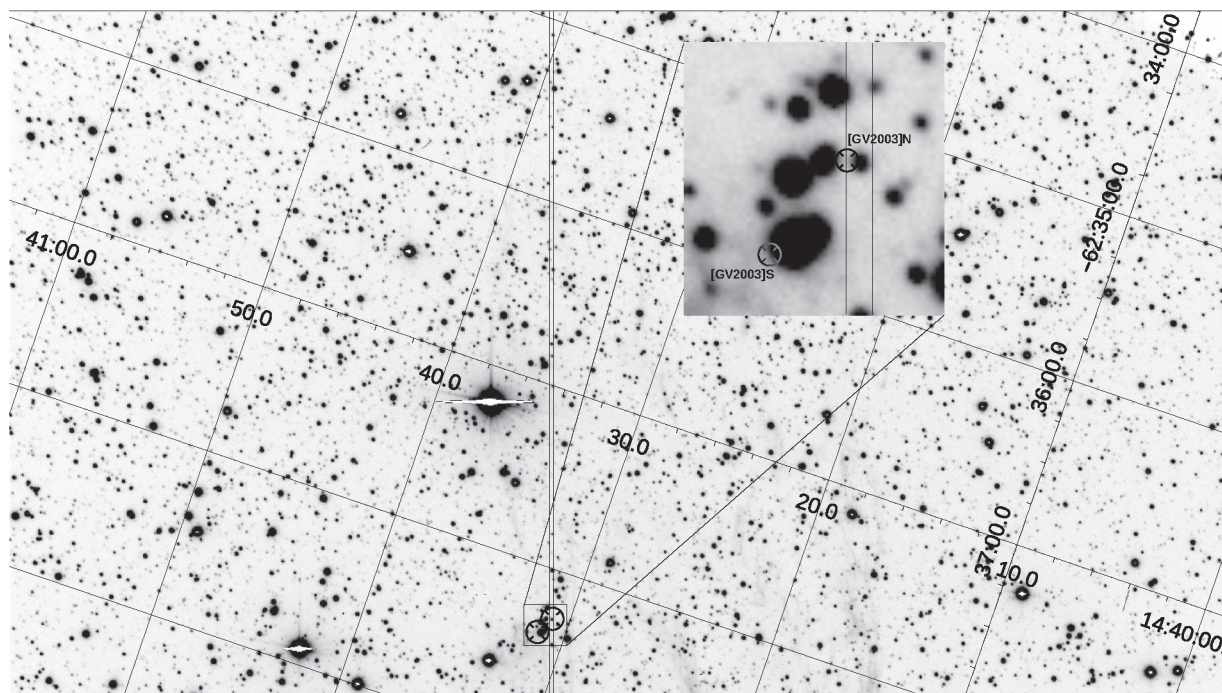


Рис. 1. Положение щели спектрографа на кадре FORS2. Координатная сетка эпохи J2000. Круглыми метками в нижней части щели указаны положения рентгеновских источников [GV2003] N и [GV2003] S, их увеличенная область ($15'' \times 15''$) показана на врезке.

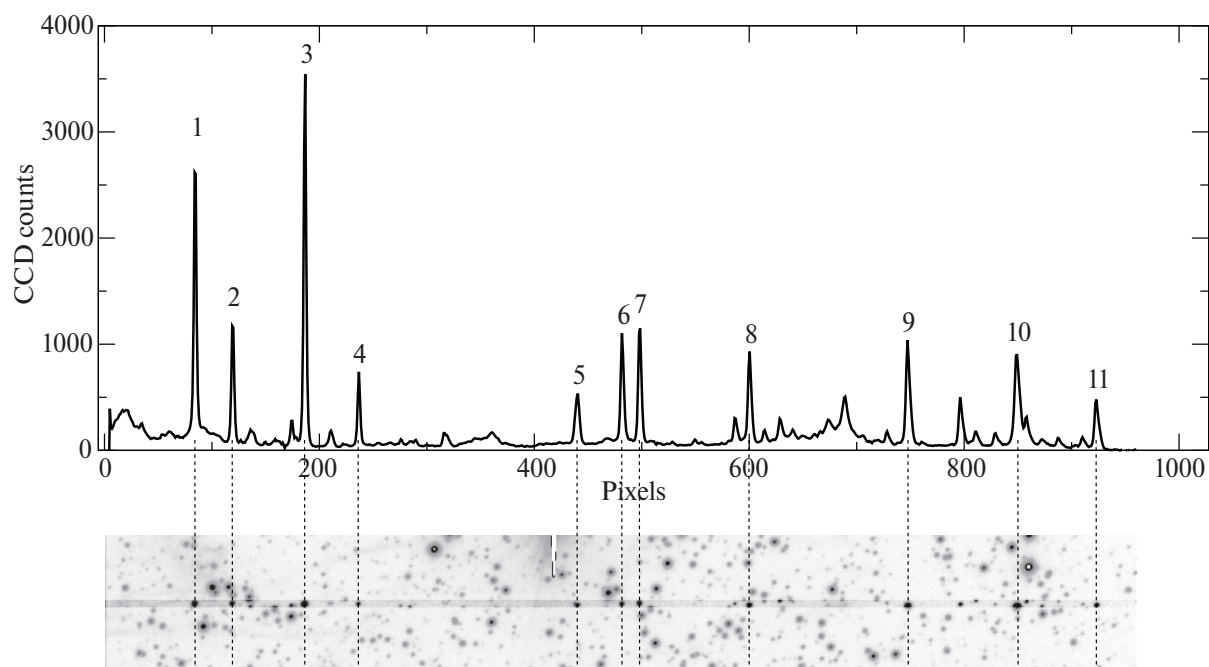


Рис. 2. Фотометрический разрез вдоль щели спектрографа по наблюдениям 2015 г. Цифрами отмечены порядковые номера исследуемых звезд. Внизу показано соответствие положений звезд на щели.

Таблица 1. Список исследуемых звезд

N	Source ID Gaia DR3	RA(2000)	Dec(2000)	ϖ mas	RUWE	G mag	S/N	
							2015	2018
1	5877303376084490496	14:40:30.62	−62:38:25.48	-0.05 ± 0.14	1.009	18.362	158	179
2	5877303483506681472	14:40:31.03	−62:38:17.20	5.34 ± 0.88	2.738	19.431	89	140
3	5877303552226174592	14:40:31.81	−62:38:01.11	0.14 ± 0.13	1.141	18.089	186	254
4	5877303552229489408	14:40:32.41	−62:37:49.18	-0.01 ± 0.36	0.982	19.878	45	93
5	5877303586585994624	14:40:34.78	−62:37:00.53	0.67 ± 0.49	1.212	19.837	53	132
6	5877303586586012672	14:40:35.30	−62:36:50.81	1.29 ± 0.23	1.031	19.132	87	121
7	5877303586586020224	14:40:35.51	−62:36:46.92	-1.17 ± 0.43	1.571	19.372	99	139
8	5877303586586075136	14:40:36.67	−62:36:22.44	0.33 ± 0.20	1.029	18.940	84	179
9	5877304716106151936	14:40:38.38	−62:35:47.31	0.38 ± 0.11	1.020	18.046	109	274
10	5877304720498990848	14:40:39.53	−62:35:23.03	0.18 ± 0.05	0.997	16.608	113	360
11	5877304754817340928	14:40:40.47	−62:35:05.54	0.39 ± 0.24	0.975	19.176	55	147

ссон и др., 2008). После вычисления синтетического спектра проводилась его свертка с инструментальным профилем — гауссианой с переменной шириной, зависящей от длины волны. Спектральное разрешение FORS2 возрастает от $R \approx 2600$ в синей части спектра до $R \approx 3900$ в красной, зависимость $R(\lambda)$ была аппроксимирована по спектру калибровочной лампы. Процедура минимизации реализована на языке Perl Data Language (PDL) с использованием метода Левенберга-Марквардта (Левенберг, 1944; Марквард, 1963). Диапазон используемого спектра составил от 4650 Å до 6700 Å. Более коротковолновая часть в большинстве случаев зашумлена и искажена, а в более длинноволновой части спектра мало звездных линий и много теллурических. Поскольку в исследуемой области неба присутствуют туманности, то небулярные линии были исключены из подгонки наблюдаемого спектра. Кроме того, исключены и части спектра, искаженные теллурическими линиями, линиями межзвездного поглощения (линии Na I D₁, D₂, диффузные межзвездные полосы DIB), космическими частицами и дефектами ПЗС матрицы. Пример маски спектра и конечного синтетического спектра для звезды N1 приведен на рис. 3. Для более быстрой сходимости значение лучевой скорости V_{rad} определялось по сильным линиям, а затем фиксировалось. После определения остальных параметров значение V_{rad} уточнялось.

Полученные параметры для всех звезд приведены в табл. 2. Типичные ошибки определения составили для σT_{eff} около 70–150 K, $\sigma \log g \sim 0.2$ –0.3, $\sigma [\text{Fe}/\text{H}] \sim 0.2$, $\sigma \xi_t \sim 0.3$. Лучевая скорость была определена независимо для каждой из эпох наблюдений. Также в таблице приведены значения $BP - RP$ из каталога Gaia

DR3 и оценки покраснений $E(BP - RP)$, $E(B - V)$, радиусов и масс звезд. Покраснение $E(BP - RP)$ было оценено на основе вычисленного значения нормального цвета $(BP - RP)_0$ по параметрам звезд из соотношений (Мучиарелли и др., 2021). Преобразование $E(BP - RP)$ в $E(B - V)$ выполнено методом Касагранде, ВанденБерг (2018). Массы звезд определялись по эволюционным трекам MESA (Чои и др., 2016) (диаграмма $T_{\text{eff}} - \log g$), рассчитанным для значения $V/V_{\text{crit}} = 0$ с учетом металличности звезды. Радиусы звезд оценены из соотношения $\log g = 4.44 + \log M/M_{\odot} - 2 \log R/R_{\odot}$.

Параметры атмосферы звезды N2 и содержание химических элементов

В отличие от других звезд, для N2 процесс минимизации при определении параметров завершился с большими отклонениями синтетического спектра от наблюдаемого, значительно превышающими шум в спектре. Особенно это проявилось в районе линий триплета магния 5160–5180 Å, где присутствует большое количество молекулярных линий MgH, очень чувствительных к температуре. Также существенное различие показали профили линий Ti, V и Ca. Следовательно, применяемый набор параметров (T_{eff} , $\log g$, ξ_t , $[\text{Fe}/\text{H}]$) не обеспечивает приемлемый результат, что свидетельствует о содержании химических элементов, отличном от солнечного с учетом масштабирования на металличность. Необходимо отдельно определять содержание железа и других элементов, и при определении параметров учитывать не весь диапазон спектра, а только линии железа.

Низкое спектральное разрешение и многочисленность спектральных линий не позволили найти неб-

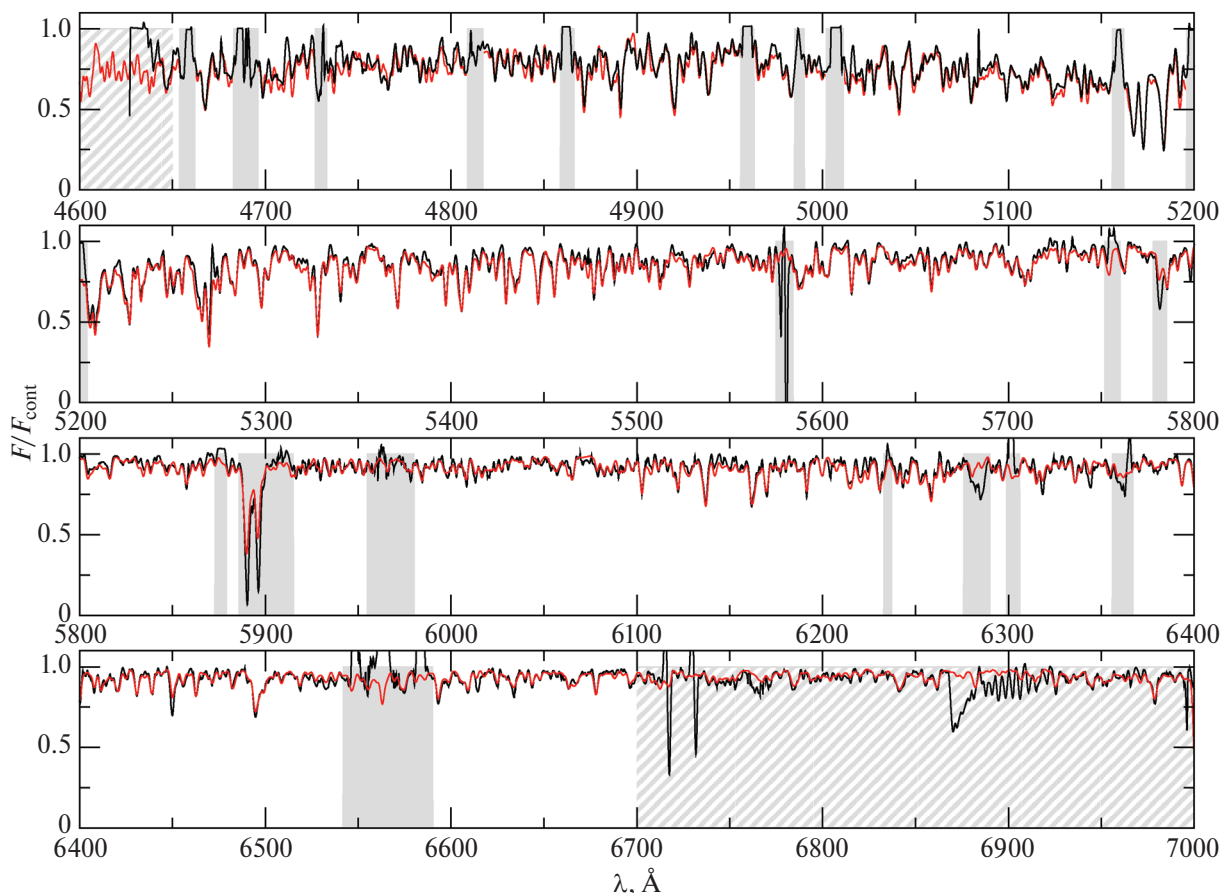


Рис. 3. Наблюдаемый (черная линия) и синтетический (красная линия) спектры звезды N1. Серым цветом отмечены области, исключенные из процедуры минимизации.

Таблица 2. Параметры звезд

N	T_{eff}	$\log g$	[Fe/H]	ξ_t	$V_{\text{rad}}(2015)$	$V_{\text{rad}}(2018)$	$B - R$	$E(B - R)$	$E(B - V)$	$R/R_{\odot}$	$M/M_{\odot}$
1	4550	2.9	0.15	1.5	-66 ± 5	-62 ± 8	2.218	0.884	0.77	5.3 ± 1.7	0.8 ± 0.2
2	4830	4.3	-0.05	1.3	-46 ± 9	-44 ± 7	—	—	0.68	0.9 ± 0.3	0.6 ± 0.1
3	5670	4.0	-0.21	1.3	41 ± 6	39 ± 4	1.681	0.863	0.66	1.5 ± 0.5	0.9 ± 0.2
4	5100	4.5	0.20	1.1	11 ± 11	9 ± 18	1.782	0.722	0.59	0.9 ± 0.3	0.8 ± 0.2
5	5340	4.1	-0.63	1.1	-88 ± 20	-71 ± 15	1.813	0.887	0.70	1.1 ± 0.3	0.6 ± 0.1
6	3800	4.6	-0.80	1.3	-7 ± 9	-10 ± 14	2.200	0.422	0.40	0.5 ± 0.2	0.4 ± 0.1
7	5650	3.5	-0.02	1.3	-92 ± 11	-103 ± 8	2.016	1.184	0.92	3.8 ± 1.2	1.7 ± 0.4
8	5680	4.3	-0.14	1.3	-15 ± 11	-39 ± 4	1.715	0.898	0.69	1.1 ± 0.3	0.9 ± 0.1
9	5960	3.9	-0.27	1.3	8 ± 11	-3 ± 5	1.617	0.893	0.67	1.8 ± 0.5	1.0 ± 0.2
10	4610	2.5	-0.48	1.6	4 ± 17	1 ± 7	2.226	0.944	0.80	6.4 ± 2.7	0.5 ± 0.3
11	4870	4.5	-0.15	1.3	39 ± 10	0 ± 7	1.817	0.668	0.56	0.8 ± 0.2	0.7 ± 0.1

лендированные линии железа. Поэтому были выбраны участки спектра, на которых доминируют линии железа. Для определения этих участков были рассчитаны два спектра: первый $r_1(\lambda)$ — с учетом всех эле-

ментов, второй $r_2(\lambda)$ — с учетом только железа. Отношение $(1 - r_2)/ (1 - r_1)$ показывает относительный вклад железа по всему спектру. Выбраны те участки, для которых это отношение больше 0.75. Полученные

Таблица 3. Содержания химических элементов в атмосфере звезды N2

Ион	N	$\log \epsilon$	$\log \epsilon_{\odot}$	[X/H]
Na 1	1	6.01 ± 0.00	6.27	-0.26
Mg 1	3	7.50 ± 0.10	7.52	-0.02
Ca 1	11	6.50 ± 0.04	6.27	0.23
Ti 1	8	5.28 ± 0.09	4.90	0.38
V 1	6	4.49 ± 0.03	3.95	0.54
Cr 1	3	5.43 ± 0.04	5.63	-0.20
Mn 1	6	5.75 ± 0.10	5.47	0.28
Fe 1	21	7.40 ± 0.11	7.45	-0.05
Ni 1	4	6.25 ± 0.05	6.20	0.05
Ba 2	1	2.32 ± 0.00	2.17	0.15

параметры атмосферы фиксировались, а затем определялись содержания остальных химических элементов на участках с их относительным вкладом больше 0.75 с помощью программы Binmag². Таких элементов нашлось девять.

Подобная процедура была проведена и для участков спектра с относительным вкладом конкретного элемента более 0.50, но большинство из них оказались непригодными для дальнейшего анализа из-за больших ошибок определения содержаний. В этом случае удалось оценить содержание только одного элемента — бария. Его содержание оценено по линии 6141 Å. В спектрах 2018 года есть еще одна линия, 5853 Å с $\log \epsilon = 2.98$, но уровень континуума в этой части спектра проводится неуверенно, и присутствует сильный шум.

Результаты приведены в табл. 3, столбцы которой дают информацию об ионе, количестве N участков спектра, по которым определялось содержание элемента $\log \epsilon = \log(N_{\text{el}}/N_{\text{tot}}) + 12.04$, солнечные значения $\log \epsilon_{\odot}$ из работы (Лоддерс, 2021), и в последнем столбце — их разница [X/H], показанная также на рис. 4. Ошибки содержаний отражают среднеквадратичное отклонение значений содержаний, определенных по разным участкам спектра. Ошибки, вызванные шумом спектра, составляют около 0.2 dex.

Для представления надежности полученных данных внизу на рис. 4 показаны содержания элементов в атмосфере звезды N1, определенные аналогичным методом. Видно, что все элементы имеют содержание, близкое к значению металличности, и отсутствуют какие-либо аномалии. Значит используемый метод определения параметров работает корректно.

Лучевая скорость [GV2003]N

Одной из целей работы является анализ лучевой скорости звезды N2 — возможного компаньона нейтронной звезды. Средние значения V_{rad} двух эпох (-46 ± 9 км/с в 2015 году и -44 ± 7 км/с в 2018 году) не отличаются друг от друга в пределах ошибок. Ошибки измерений V_{rad} соответствуют типичным ошибкам для спектрального разрешения $R = 3000$ и имеющимся значениям отношений сигнала к шуму. Поскольку в течение 2015 и 2018 годов были сделаны серии наблюдений, то для каждого из них были определены лучевые скорости. Так как отдельные спектры имеют низкое значение S/N , то для увеличения точности использовался метод кросс-корреляции отдельных спектров с суммарным. Результат приведен на рис. 5. Как видно из рисунка, в пределах ошибок лучевая скорость звезды N2 постоянна.

2. ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ РАССТОЯНИЯ

Исследуемые звезды очень слабы, и расстояния, вычисленные по параллаксам Gaia DR3, ненадежны из-за их малой величины и большой относительной ошибки. Кроме того, некоторые значения параллакса отрицательные, а для исследуемой звезды N2 параллакс и вовсе отсутствует. Поэтому необходима независимая оценка расстояния, которую можно выполнить фотометрическим методом, используя данные из табл. 2. Для этого по параметрам звездной атмосферы (T_{eff} , $\log g$, [Fe/H]) вычисляем распределение энергии в спектре, используя многомерную интерполяцию по сетке потоков ATLAS9³. Применяем к нему закон покраснения из работы (Матис, 1990) с соответствующим избытком цвета $E(B - V)$, сворачиваем с полосой пропускания фильтра G (Риелло и др., 2021) и, интегрируя, получаем G_{synt} — теоретическую звездную величину 1 см^2 поверхности звезды. Разница с наблюдаемой величиной

$$G - G_{\text{synt}} = -5 \log \frac{\theta [\mu\text{as}]}{2 \times 2.06265 \times 10^{11}},$$

где θ — угловой диаметр звезды, выраженный в μas , который можно использовать для вычисления расстояния

$$d[\text{кпк}] = \frac{R[R_{\odot}]}{\theta[\mu\text{as}] \times 1.075 \times 10^{-4}}$$

Такая оценка расстояний для далеких звезд более надежна, и ошибки определяются неопределенностью параметров звезды и избытка цвета. Сравнение фотометрических и тригонометрических расстояний приведено в табл. 4 и на рис. 6. Вычисление расстояний на основе параллакса Gaia DR3 проводилось после коррекции параллакса на нуль-пункт, согласно Линдгрен и др. (2021), как максимум функции распределения вероятностей по расстояниям (метод описан в

²<https://www.astro.uu.se/oleg/binmag.html>

³<https://wwwuser.oats.inaf.it/fiorella.castelli/grids.html>

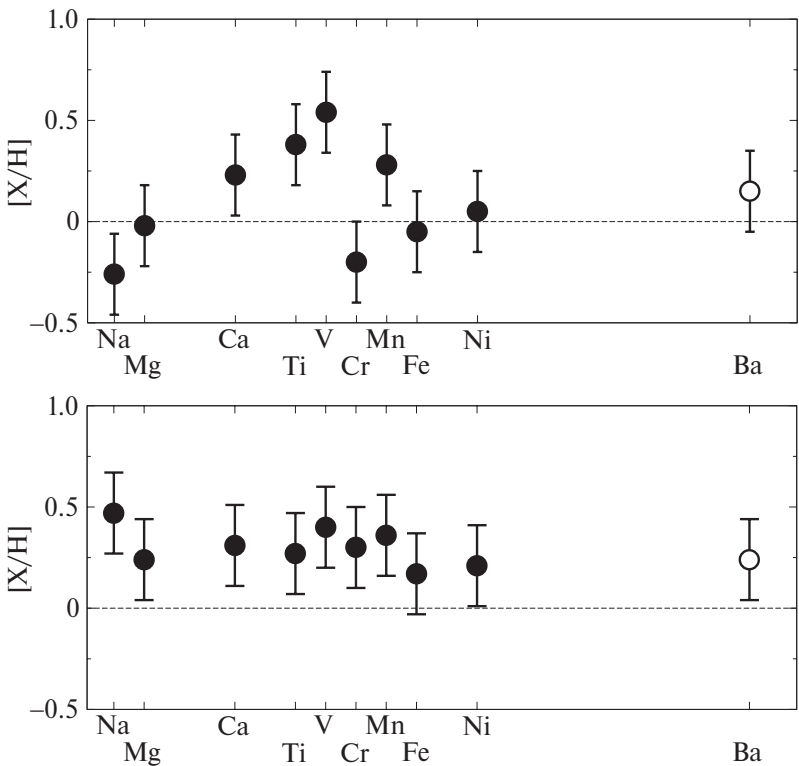


Рис. 4. Содержание химических элементов в атмосфере звезды N2 (вверху) и N1 (внизу). Заполненные кружки — нейтральные атомы, открытые — единожды ионизованные.

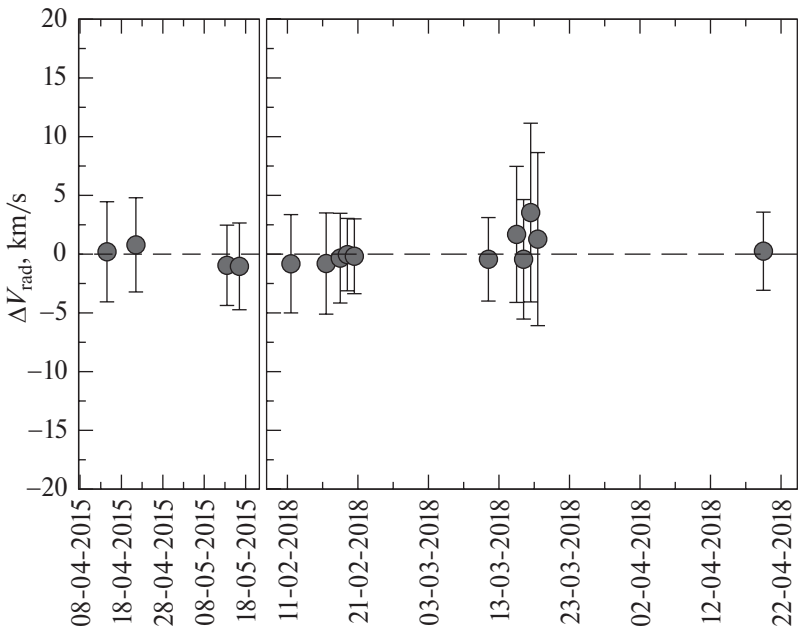


Рис. 5. Изменение лучевой скорости [GV2003]N относительно эпох 2015 и 2018 гг.

Таблица 4. Расстояния до звезд, определенные по параллаксам Gaia DR3 и фотометрическим методом

N	Расстояние, кпк	
	Gaia	Фотометрия
1	—	7.1 ± 2.2
2	$0.18^{+0.04}_{-0.02}$	2.5 ± 0.9
3	$4.5^{+7.4}_{-1.3}$	3.2 ± 1.1
4	—	3.8 ± 1.3
5	$1.0^{+1.2}_{-0.2}$	4.5 ± 1.2
6	$0.8^{+0.2}_{-0.1}$	0.9 ± 0.3
7	—	11.2 ± 3.5
8	$2.2^{+2.5}_{-0.5}$	3.4 ± 0.9
9	$2.5^{+1.2}_{-0.4}$	4.1 ± 1.1
10	$5.9^{+3.6}_{-1.2}$	3.8 ± 1.6
11	$1.8^{+2.1}_{-0.4}$	2.3 ± 0.6

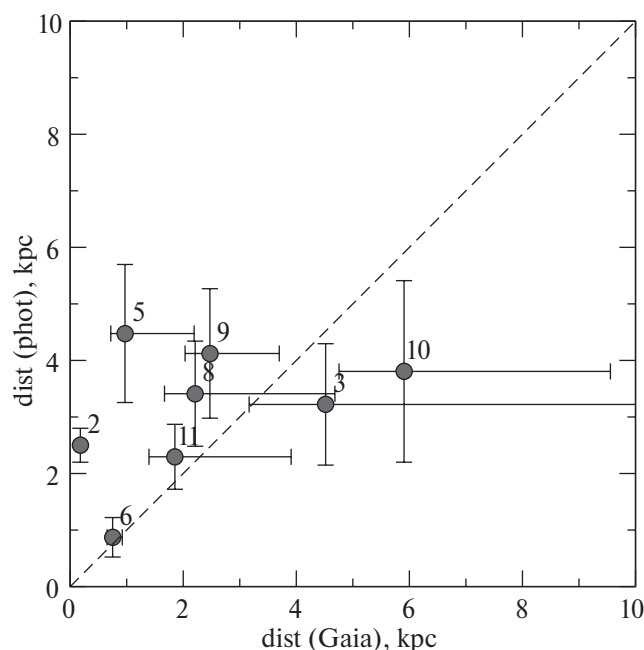


Рис. 6. Сравнение фотометрических и тригонометрических расстояний.

работе (Байлер-Джонс, 2015)). Из рис. 6 видно, что, несмотря на существенные расхождения средних значений, в пределах ошибок значения расстояний для всех звезд, определенные двумя методами, близки, кроме звезд N2 и N5. У звезды N2, как было сказано во Введении, ненадежное астрометрическое решение для параллакса Gaia DR3. Ошибка параллакса звезды N5 сравнима с самой величиной. Две из трех звезд с отрицательными значениями параллакса оказались

самыми далекими по фотометрическим оценкам.

Данный подход применим для всех звезд, кроме исследуемой звезды N2, для которой в каталоге Gaia DR3 нет значения избытка цвета $E(BP - RP)$, и для оценки межзвездного поглощения в этом случае были исследованы интенсивности диффузных межзвездных молекулярных полос (DIB).

2.1. Оценка межзвездного поглощения в направлении звезды N2

В спектрах всех звезд присутствуют диффузные молекулярные полосы, наиболее интенсивные из них — $5780 \text{ \AA}$, $5797 \text{ \AA}$, $6204 \text{ \AA}$, $6284 \text{ \AA}$ и $6614 \text{ \AA}$. Их интенсивность зависит от величины межзвездного покраснения, что дает нам возможность независимой оценки $E(B - V)$ для звезды N2. Для этого из каждого наблюдаемого спектра был выделен спектр межзвездного поглощения путем деления на синтетический спектр звезды. Затем были измерены эквивалентные ширины полос и сопоставлены с величинами покраснения $E(B - V)$, определенными описанным выше методом. Полученные зависимости приведены на рис. 7, которые были использованы для оценки покраснения звезды N2 по измеренным эквивалентным ширинам соответствующих полос. Наиболее четкие зависимости получились для DIB $5780 \text{ \AA}$ и $6614 \text{ \AA}$, хотя в них видны отскакивающие значения для одной-двух звезд. Остальные зависимости выражены не так четко. Большинство DIB блендированы звездными линиями, учет которых может быть не точным, поскольку содержания отдельных химических элементов не определялись. DIB $5797 \text{ \AA}$ и $6204 \text{ \AA}$ довольно слабы и расположены в шумной части спектра. DIB $6284 \text{ \AA}$ состоит из нескольких широких полос и блендирована сильными звездными линиями, что затрудняет измерение интенсивности поглощения. В этом случае мы усреднили значения $E(B - V)$ для звезд N1, N8 и N10, в спектрах которых DIB $6284 \text{ \AA}$ имеет близкое значение интенсивности к измеренному в спектре звезды N2. Все зависимости дают близкие значения покраснения, среднее взвешенное значение $E(B - V) = 0.68 \pm 0.08$, весом служила средняя ошибка аппроксимации зависимостей.

2.2. Оценка расстояния до звезды N2 — компаньона рентгеновского источника [GV2003]N

Зная параметры звездной атмосферы ($T_{\text{eff}} = 4830 \text{ K}$, $\log g = 4.3$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.05$), покраснение $E(B - V) = 0.68$ и звездную величину $G = 19.43$, можно оценить расстояние до звезды N2 с помощью описанного выше метода. Масса звезды оценена $M = 0.6 \pm 0.1 M_{\odot}$, угловой диаметр $\theta = 3.35 \mu\text{as}$, радиус $R = 0.91 \pm 0.27 R_{\odot}$, расстояние $d = 2.5 \pm 0.9 \text{ кпк}$, которое соответствует расстоянию до остатка сверхновой $2.3 \pm 0.2 \text{ кпк}$.

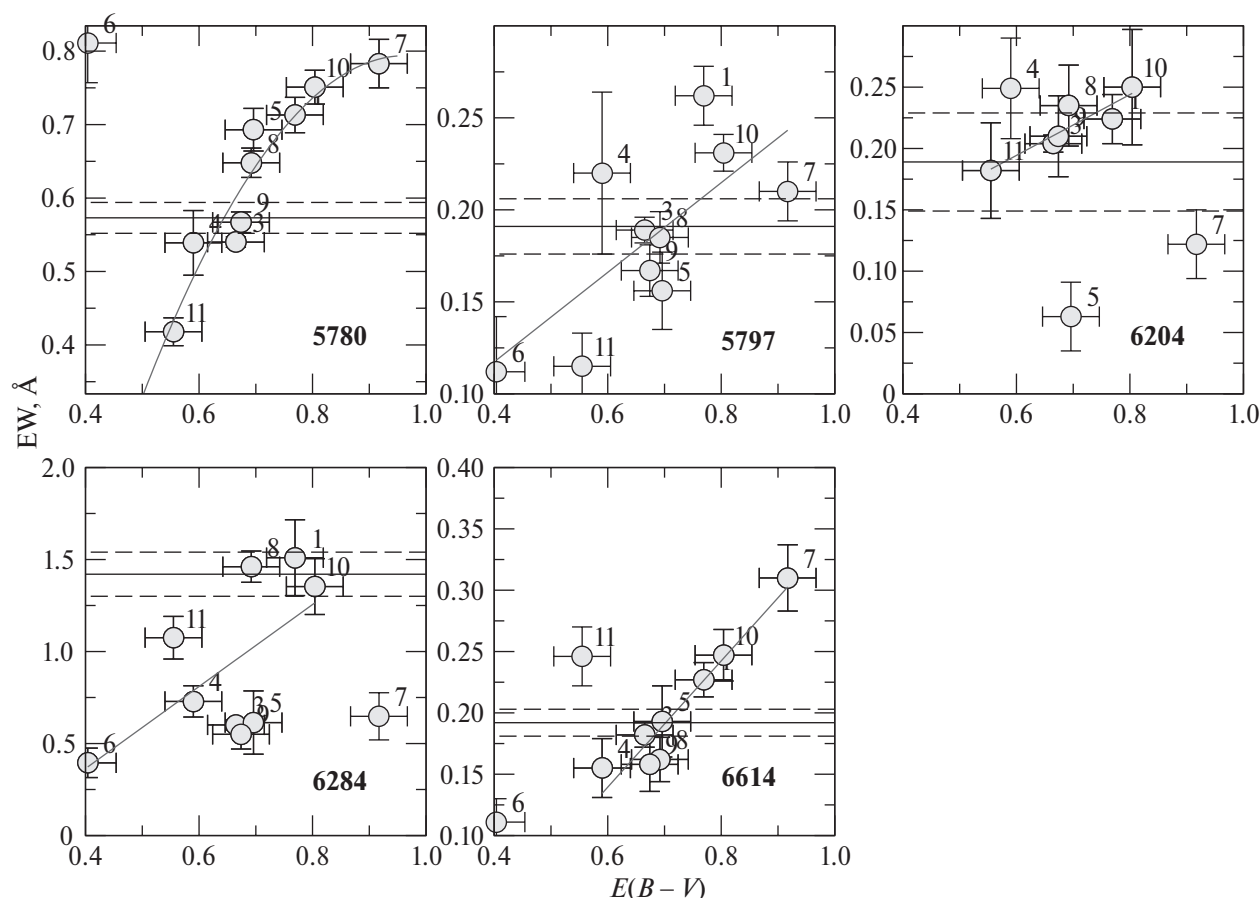


Рис. 7. Зависимости эквивалентной ширины DIB от величины покраснения $E(B - V)$. Сплошной наклонной линией показана аппроксимация зависимостей. Горизонтальные сплошная и прерывистые линии — эквивалентная ширина и ее ошибка соответствующего DIB в спектре звезды N2.

ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные результаты по звезде N2 подтверждают, что она с большой вероятностью находится в районе остатка сверхновой G315.4–2.30. Переменность лучевой скорости не подтверждена в пределах ошибок ее определения. Калибровка по длинам волн выполнена с точностью около 0.01 Å или $\sim 0.5 \text{ км/с}$ по шкале скоростей. Типичная неопределенность значения лучевой скорости звезды составляет $1/10$ – $1/20$ от ширины профиля рассеяния точки, то есть $\sim (0.05\text{--}0.1)c/R$ или около 5 – 10 км/с . В работе Гварамадзе и др. (2017) использовали метод LSD (least-squares deconvolution) для уменьшения ошибки. Однако метод требует наличия набора неблендированных линий, которые отсутствуют в спектре холодной звезды с довольно низким разрешением $R \approx 3000$, при котором ширина профиля элемента разрешения составляет около 100 км/с . Кроме того, отдельные спектры имеют небольшое отношение сигнала к шуму. В данной работе мы применили метод кросс-корреляции для увеличения точности определения лучевой скорости, но не обнаружили ее переменности в пределах 4 – 5 км/с ни в 2015 году, ни в 2018 году, ни между этими двумя эпохами. Если

лучевая скорость звезды изменяется, то ее амплитуда должна быть меньше.

Работа (Гварамадзе и др., 2017) выполнена по спектральному диапазону $\lambda 5870$ – 7370 Å , в котором мало звездных спектральных линий. Анализ синей части спектра позволил значительно уточнить как параметры атмосферы, так и содержания химических элементов. Авторы оценили параметры звезды ($T_{\text{eff}} = 5200 \pm 200 \text{ K}$, $\log g = 4.6 \pm 0.1$) и избыток цвета $E(B - V) \approx 0.9$ по фотометрическим наблюдениям в полосах $g'r'i'z'JHK$. Такой подход дает хорошие результаты лишь при высокой точности фотометрии, лучше 0.01^m , и наличии данных в синих полосах (Пахомов, 2024) в силу высокой корреляции между T_{eff} и $E(B - V)$. В нашей работе мы выполнили независимую оценку покраснения, основанную на интенсивности межзвездных молекулярных полос, которые дали согласованное значение $E(B - V) = 0.68 \pm 0.08$. Точность значения $E(B - V)$ важна для оценки звездных параметров. Меньшее значение покраснения приведет к меньшему значению эффективной температуры, что и получено в нашей работе независимым методом аппроксимации наблюдаемого

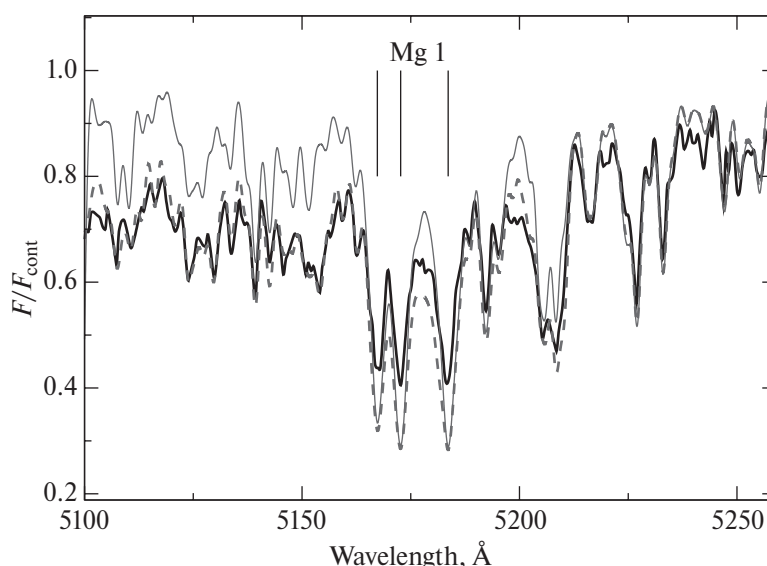


Рис. 8. Участок спектра звезды N2 в районе триплета магния (сплошная линия) по сравнению с синтетическим спектром (пунктирная линия). Тонкой линией показан синтетический спектр без учета молекулярных линий MgH.

спектра синтетическим. Это, в свою очередь, приведет к уменьшению содержаний химических элементов, поскольку почти все линии в спектре принадлежат нейтральным атомам. Поэтому и избыток ряда элементов в нашей работе не столь значительный по сравнению с работой Гварамдзе и др. (2017), где авторы получили высокое значение $[\text{Ca}/\text{H}] = 0.81$ (в настоящей работе нами получено значение $[\text{Ca}/\text{H}] = 0.23$, немного больше солнечного). Сравнить содержание кремния не удалось, так как в спектре отсутствуют участки со вкладом кремния > 0.75 . Есть участок около $51948 \text{ \AA}$ со вкладом > 0.5 , но он расположен на краю спектра с высоким уровнем шума, что делает его непригодным для определения содержания кремния.

Содержание магния не было определено ранее, так как его наблюдаемые линии присутствуют именно в синей части спектра. Это и триплет магния, и молекулярные полосы MgH, сильно чувствительные к изменению температуры и содержанию магния. Остается необъяснимой низкая интенсивность линий триплета магния по сравнению с синтетическим спектром (рис. 8). При этом находящиеся в том же диапазоне молекулярные линии MgH прекрасно описывают общее понижение континуума и отдельные линии в спектре. Проблема триплета магния, возможно, кроется в локальном фоне неба, яркость которого сравнима с яркостью звезды 19^m . Спектр рассеянного света неба повторяет солнечный спектр со своим триплетом магния, сдвинутым эффектом Доплера относительно звездного на сумму лучевой скорости звезды и скоростей обращения и вращения Земли. В процессе обработки ПЗС кадра фон неба был учтен путем линейной интерполяции между областями под и над звездой. Фон неба обладает собствен-

ным шумом, который может повлиять на процесс обработки. Для уменьшения шума вдоль щели были выбраны участки, свободные от звезд и частей остатка сверхновой, в которых усреднялся спектр фона неба. Вычитание этого спектра фона из спектра звезды не привело к существенным изменениям профилей линий триплета магния. Кроме того, в списке звезд в табл. 1 содержатся еще четыре звезды, сравнимые по яркости или слабее, чем звезда N2. Триплет магния в спектрах этих звезд хорошо описывается синтетическим спектром с полученными параметрами. В архиве EOS/FORS2 есть спектры звезды N2, обработанные с помощью автоматических процедур (pipeline), которые показывают такое же поведение триплета магния. Эти линии были исключены при определении содержания Mg. В спектре звезды N2 есть еще два участка со вкладом магния > 0.75 (линия $5528 \text{ \AA}$ с содержанием $\log \epsilon = 7.36$ и полосы MgH в районе триплета магния с $\log \epsilon = 7.63$) и один со вкладом > 0.5 — линия $5153 \text{ \AA}$ с $\log \epsilon = 7.68$. С учетом весов (0.5, 0.3, 0.2) получаем $\log \epsilon = 7.50 \pm 0.10$, значение, близкое к солнечному, то есть избыток магния отсутствует.

Наблюдаются избытки элементов Ti, V, Mn, которые подтверждаются по всем выбранным участкам спектра для каждого элемента. Содержание бария в пределах ошибок нормальное. К сожалению, низкое спектральное разрешение не позволяет оценить содержание остальных элементов, отличных от приведенных в табл. 3, и сделать конкретные выводы о природе этих химических аномалий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе определены параметры звезды Gaia DR3 5877303483506681472, возможно, яв-

ляющей компаньоном рентгеновского источника [GV2003]N, на что указывает полученная в работе оценка расстояния, близкая к расстоянию до остатка сверхновой G315.4-2.30. Обнаружены избытки ряда химических элементов в ее атмосфере. Низкое спектральное разрешение и низкое отношение сигнала к шуму отдельных спектров не позволили выявить переменность лучевой скорости. Для более детального анализа необходимо получить спектр с разрешением не менее 10 000.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Байлер-Джонс (C. Bailer-Jones), *PASP* **127**, 994 (2015).
2. Гварамадзе и др. (V. Gvaramadze, N. Langer, L. Fossati, et al.), *Nature Astron.* **1**, 0116 (2017).
3. Гварамадзе, Вихлинин (V. Gvaramadze and A. Vikhlinin), *Astron. Astrophys.* **401**, 625 (2003).
4. Грин (D. Green), *Bull. Astron. Soc. India* **42**, 47 (2014).
5. Густафссон и др. (B. Gustafsson, B. Edvardsson, K. Eriksson, et al.), *Astron. Astrophys.* **486**, 951 (2008).
6. Касагранде, ВанденБерг (L. Casagrande and Don A. VandenBerg), *MNRAS* **479**, L102 (2018).
7. Левенберг (K. Levenberg), *Quarterly of Applied Mathematics* **2**, 164 (1944).
8. Линдегрэн и др. (L. Lindegren, U. Bastian, M. Biermann, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, A4 (2021).
9. Лоддерс (K. Lodders), *Space Sci. Rev.* **217**, 44 (2021).
10. Марквард (D. Marquardt), *J. Soc. Industrial and Appl. Math.* **11**, 431 (1963).
11. Матис (J. Mathis), *Ann. Rev. of Astron. and Astrophys.* **28**, 37 (1990).
12. Миньяни и др. (R. Mignani, A. Tiengo, and A. de Luca), *MNRAS* **425**, 2309 (2012).
13. Мучиарелли и др. (A. Mucciarelli, M. Bellazzini, and D. Massari), *Astron. Astrophys.* **653**, A90 (2021).
14. Пахомов Ю.В., Письма в Астрон. журн. **50**, 51 (2024) [Y. Pakhomov, *Astron. Lett.* **50**, 34 (2024)].
15. Риелло и др. (M. Riello, F. De Angeli, D.W. Evans, et al.), *Astron. Astrophys.* **649**, A3 (2021).
16. Роджерс и др. (A. Rodgers, C. Campbell, and J. Whiteoak), *MNRAS* **121**, 103 (1960).
17. Рябчикова и др. (T. Ryabchikova, N. Piskunov, R.L. Kurucz, et al.), *Physica Scripta* **90**, 054005 (2015).
18. Соллерман и др. (J. Sollerman, P. Ghavamian, P. Lundqvist, et al.), *Astron. Astrophys.* **407**, 249 (2003).
19. Цымбал (V. Tsymbal), *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **108**, 198 (1996).
20. Цымбал и др. (V. Tsymbal, D. Lyashko, and W.W. Weiss), *Modelling of Stellar Atmospheres, IAU Symp. 210* (Ed. N. Piskunov, W. Weiss, D. Gray, Cambridge University Press, 2003), E49.
21. Чои и др. (J. Choi, A. Dotter, C. Conroy, et al.), *Astrophys. J.* **823**, 102 (2016).
22. коллаборация Gaia и др. (Gaia Collaboration and A. Vallenari, A.G.A. Brown, et al.), *Astron. Astrophys.* **674**, A1 (2023).

МОДЕЛИ МИРИД БОЛЬШОГО МАГЕЛЛАНОВА ОБЛАКА

© 2024 г. Ю. А. Фадеев^{1*}¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 23.09.2024 г.

После доработки 24.10.2024 г.; принята к публикации 24.10.2024 г.

Проведены согласованные расчеты эволюции и нелинейных радиальных пульсаций моделей звезд асимптотической ветви гигантов с начальной массой $1.5M_{\odot} \leq M_{\text{ZAMS}} \leq 3M_{\odot}$ и начальным содержанием металлов $Z = 0.006$. Показано, что пульсации рассмотренных моделей звезд связаны с неустойчивостью первого обертона или фундаментальной моды. Нижний предел значений периода колебаний в первом обертоном возрастает с массой мириды от $\Pi_{1,\text{min}} \approx 80$ сут при $M = 1.3M_{\odot}$ до $\Pi_{1,\text{min}} \approx 120$ сут при $M = 2.6M_{\odot}$. Верхний предел периода первого обертона и нижний предел периода фундаментальной моды определяются физическими условиями при переключении моды колебаний и составляют от $\Pi_{1,\text{max}} = 130$ сут и $\Pi_{0,\text{min}} = 190$ сут при $M = 0.96M_{\odot}$ до $\Pi_{1,\text{max}} = 210$ сут и $\Pi_{0,\text{min}} = 430$ сут при $M = 2.2M_{\odot}$. Наклон теоретической зависимости период–светимость мирид заметно возрастает с уменьшением Z . В Фурье-спектрах кинетической энергии двенадцати гидродинамических моделей обнаружено расщепление частоты фундаментальной моды на несколько равноудаленных компонент. Интервалы частотного расщепления в разных моделях составляют $0.03 \leq \Delta\nu/\nu_0 \leq 0.1$. Суперпозиция колебаний с расщепленной частотой основной моды является причиной возникновения долговременных циклических изменений амплитуды пульсаций на шкале времени в 10–30 раз превосходящей период фундаментальной моды. Происхождение частотного расщепления фундаментальной моды требует дальнейшего исследования.

Ключевые слова: звездная эволюция; пульсации звезд; звезды — переменные и пекулярные.

DOI: 10.31857/S0320010824090035, EDN: LPDNBY

ВВЕДЕНИЕ

Зависимость период–светимость мирид, обнаруженная Гласом и Ллойд Ивансом (1981) на основе инфракрасных наблюдений долгопериодических пульсирующих переменных Большого Магелланова Облака (БМО), является в настоящее время надежным средством определения межзвездных расстояний (Гласс, Фист, 1982; Фист, 1984; Вайтлок и др., 2000; 2008; Иванек и др., 2021). Более того, наблюдения долгопериодических переменных в соседних галактиках (Моулд и др., 2004; Вайтлок и др., 2013; Хуанг и др., 2018; Юань и др., 2018) позволили расширить пределы использования мирид как индикатора расстояний до масштабов Местной группы галактик. Вместе с тем, несмотря на значительный прогресс в наблюдениях мирид, понимание физической природы этих пульсирующих переменных звезд остается на невысоком уровне. Прежде всего это обусловлено рядом неопределенностей в теории поздних стадий звездной эволюции, так как мириды являются звездами асимптотической ветви гигантов (AGB), находящимися на стадии тепловой неустойчивости гелиевого слоевого источника TP–AGB (Ибен, Ренцини, 1983; Хервиг, 2005). Дополнительное препятствие, возникающее при изучении мирид, связано с большой амплитудой колебаний, что исключает возможность коррект-

ного применения линейной теории звездных пульсаций. Периодические ударные волны, возникающие вследствие большого радиального смещения внешних слоев звезды, становятся причиной значительного перераспределения плотности газа в звездной атмосфере и в возникновения благоприятных условий для конденсации пылевых частиц (Вильсон, 2000). Моделирование нелинейных пульсаций красных гигантов методами радиационной гидродинамики также сталкивается со значительными трудностями, поскольку нередко приводит к решению со скоростью течения газа внешних слоев, которая превосходит локальную скорость ускользания (Вуд, 1974; Тухман и др., 1978; Оливье, Вуд, 2005).

Среди немногих работ, посвященных исследованию нелинейных колебаний красных гигантов, необходимо выделить статью Трабукчи и др. (2021), в которой результаты расчетов большого числа гидродинамических моделей успешно сравниваются с наблюдениями мирид БМО в широком диапазоне значений массы, радиуса и светимости звезды. Однако существенный недостаток этого исследования заключается в том, что начальные условия, необходимые для решения уравнений гидродинамики, определялись не из расчетов звездной эволюции, а с помощью соотношений масса углеродного ядра — светимость (Трабукчи и др., 2019). Применение такого подхода исключает, например, возможность вывода теоретической

*Электронный адрес: fadeyev@inasan.ru

зависимости период—светимость ($\Pi - L$).

Теоретические оценки многих характеристик мирид, включая соотношение $\Pi - L$, могут быть определены только на основе согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций, когда начальные условия, необходимые для решения уравнений гидродинамики, описывающих звездные пульсации, определяются с помощью заранее рассчитанных моделей эволюционной последовательности. Ранее этот метод был использован автором данной статьи (Фадеев, 2023) для определения теоретических зависимостей период—радиус и период—светимость мирид с солнечным содержанием металлов $Z = 0.014$.

Ниже приводятся результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных радиальных пульсаций моделей мирид с начальным содержанием металлов $Z = 0.006$, которое по современным оценкам соответствует металличности звезд БМО (Рольстон и др., 2002; Коль и др., 2005). Цель настоящей работы заключается в решении следующих задач.

- Определение этапов эволюции, когда в красном гиганте возникают радиальные пульсации в той или иной моде колебаний.
- Оценка предельных значений периода пульсаций в каждой из мод колебаний.
- Определение теоретического соотношения $\Pi - L$ для мирид с содержанием металлов $Z = 0.006$ и сравнение с полученным автором ранее (Фадеев, 2023) соотношением для $Z = 0.014$.

Забегая вперед, заметим, что в ходе работы в некоторых гидродинамических моделях было обнаружено расщепление частоты основной моды колебаний, которое приводит к циклическим изменениям амплитуды пульсаций на шкале времени, более чем на порядок превосходящей период пульсаций. В завершении статьи мы приводим основные особенности этого эффекта и обсуждаем возможное объяснение долговременной вторичной периодичности (long secondary periodicity – LSP в англоязычной литературе), обнаруженной в пульсирующих красных гигантах БМО более двух десятилетий назад (Вуд и др. 1999; Вуд, 2000), но до сих пор не нашедшей приемлемого объяснения.

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЗВЕЗД AGB

Вычисление звездной эволюции от начальной главной последовательности до финальной стадии AGB проводилось с помощью программы MESA версии r15140 (Пакстон и др., 2019). Детали расчетов и используемые значения параметров обсуждаются в предшествующей статье автора (Фадеев, 2023). В общей сложности в данной работе были проведены расчеты 9 эволюционных последовательностей звезд с массой на главной последовательности $1.5M_{\odot} \leq$

$\leq M_{ZAMS} \leq 3M_{\odot}$ при начальных содержаниях гелия и более тяжелых элементов $Y = 0.28$ и $Z = 0.006$.

Главная особенность эволюционной стадии TP–AGB заключается в циклическом возрастании энерговыделения в слое термоядерного горения гелия и сопутствующих изменениях светимости и радиуса звезды, вследствие которых происходят наблюдаемые вековые изменения периода пульсаций мирид (Вуд, Зарро, 1981). Типичный график изменений светимости красного гиганта на стадии TP–AGB продолжительностью $\approx 2.3 \times 10^6$ лет приведен на рис. 1 для эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$.

Соотношение масса углеродного ядра – светимость для эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$, определенное методом наименьших квадратов с весовыми коэффициентами пропорциональными времени эволюции, имеет вид

$$L/L_{\odot} = 4.255 \times 10^4 (M_C - 0.426) \quad (1)$$

и показано на рис. 1 пунктирной линией, отклонения которой от прямой обусловлены наравномерной скоростью роста углеродного ядра. Как видно на рис. 1, после каждой тепловой вспышки в гелиевом слоевом источнике светимость звезды L изменяется в несколько раз, поэтому использование соотношения (1) для вычисления начальных условий в расчетах звездных пульсаций безусловно приведет к неверным результатам.

Таким образом, для вычисления начальных условий и последующего решения уравнений гидродинамики описывающих звездные пульсации мы использовали отдельные модели эволюционных последовательностей на стадии TP–AGB. Необходимо однако иметь в виду, что не каждая модель эволюционной последовательности пригодна для расчета начальных условий, поскольку применимость теории звездных пульсаций ограничивается условиями гидростатического и теплового равновесия, в которых должна находиться звезда. Первое из этих условий выполняется всегда, так как является искомым решением уравнений внутреннего строения звезды. Вместе с тем, на некоторых этапах эволюции в звездной оболочке может возникать тепловой дисбаланс, обусловленный выделением или поглощением энергии вследствие сжатия или расширения звезды. В частности, такие изменения происходят в красных гигантах на стадии TP–AGB в результате тепловой вспышки в гелиевом слоевом источнике. Продолжительность теплового дисбаланса в миридах не превосходит нескольких процентов интервала времени между двумя последовательными тепловыми вспышками (Фадеев, 2023) и на графике светимости на рис. 1 этот отрезок времени находится в окрестности кратковременного пика светимости L . В данной работе расчеты начальных условий были ограничены моделями эволюционных последовательностей, которые находятся на стадии монотонного возрастания светимости (см. рис. 1), когда

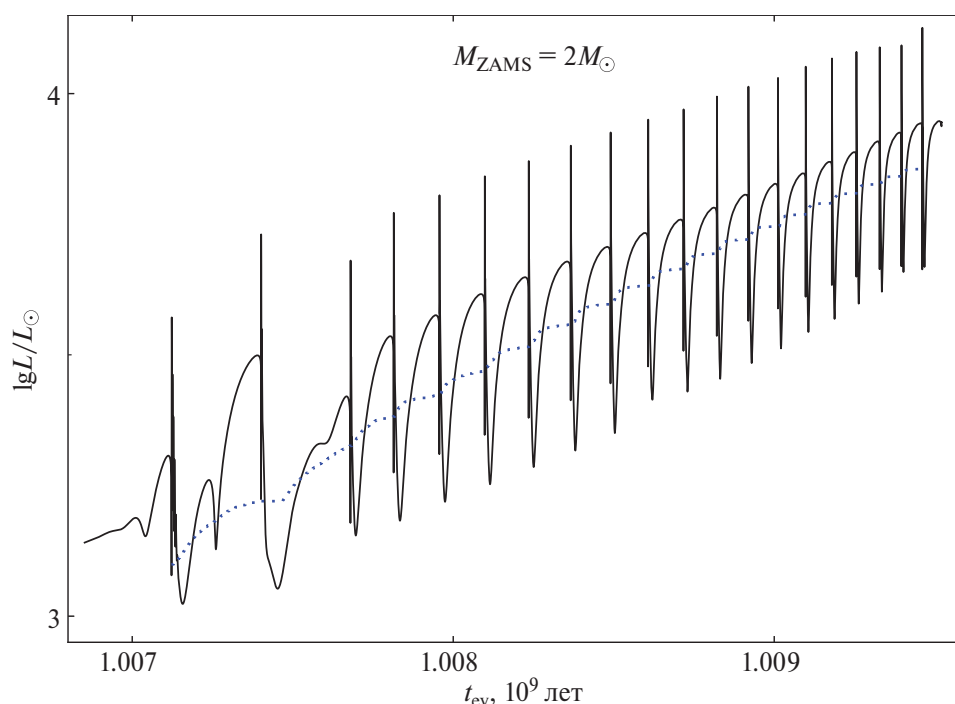


Рис. 1. Изменения светимости звезды с начальной массой $M_{\text{ZAMS}} = 2M_{\odot}$ на эволюционной стадии TP–AGB. Пунктирной линией показано соотношение масса углеродного ядра – светимость (1).

условие теплового равновесия выполняется в оболочке звезды с высокой точностью.

Следует заметить, что согласованность начальных условий с результатами расчетов звездной эволюции обеспечивается не только распределениями радиуса, светимости и других переменных по лагранжевой массовой координате, но также и по содержаниям химических элементов звездной оболочки. Для звезд на стадии TP–AGB выполнение этого условия необходимо из-за изменений химического состава внешних слоев звезды вследствие конвективного вычерпывания из слоев термоядерного горения гелия и водорода (3rd dredge-up в англоязычной литературе).

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ МИРИД

Основные уравнения радиационной гидродинамики и нестационарной конвекции, которые использовались при расчетах радиальных пульсаций мирид, обсуждаются в одной из предшествующих статей автора (Фадеев, 2013). Решение задачи Коши для нелинейных пульсаций моделей мирид приводит к двум видам решения. Первое из них описывает рост амплитуды с последующим переходом к колебаниям с неизменной во времени амплитудой. Решения второго вида описывают затухающие колебания, которые свидетельствуют об устойчивости звезды относительно радиальных пульсаций. Для обоих видов решения мы рассчитывали период колебаний с помощью дискретного преобразования Фурье кинетической энергии пульсационных движений. Для неустойчивых мо-

делей отрезок времени, в пределах которого рассчитывался период, выбирался на стадии установившихся колебаний после прекращения роста амплитуды, тогда как период затухающих колебаний вычислялся на всем отрезке решения уравнений гидродинамики. Относительная погрешность определения периода пульсаций Π не превосходила $\approx 1\%$.

На рис. 2 иллюстрируются результаты согласованных расчетов звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций для эволюционной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 2M_{\odot}$. Для удобства графического представления приведенные графики соответствуют тепловым вспышкам с четными номерами $12 \leq i_{\text{TP}} \leq 20$, а время эволюции t_{ev} отсчитывается от максимума светимости гелиевого слоевого источника. Треугольниками и кружками отмечены гидродинамические модели, пульсирующие в первом оберitone и фундаментальной моде, а незаполненные символы соответствуют моделям с затухающими колебаниями.

Как видно на рис. 2, на начальной стадии TP–AGB (т.е. при $i_{\text{TP}} < 12$) модели эволюционной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 2M_{\odot}$ устойчивы относительно радиальных колебаний. С возрастанием светимости звезды увеличивается протяженность зон ионизации водорода и гелия, где происходит возбуждение колебаний. В случае эволюционной последовательности, показанной на рис. 2, пульсации начинаются при $i_{\text{TP}} = 12$.

Сначала пульсации возникают в первом оберitone, поскольку внутренняя граница зон ионизации

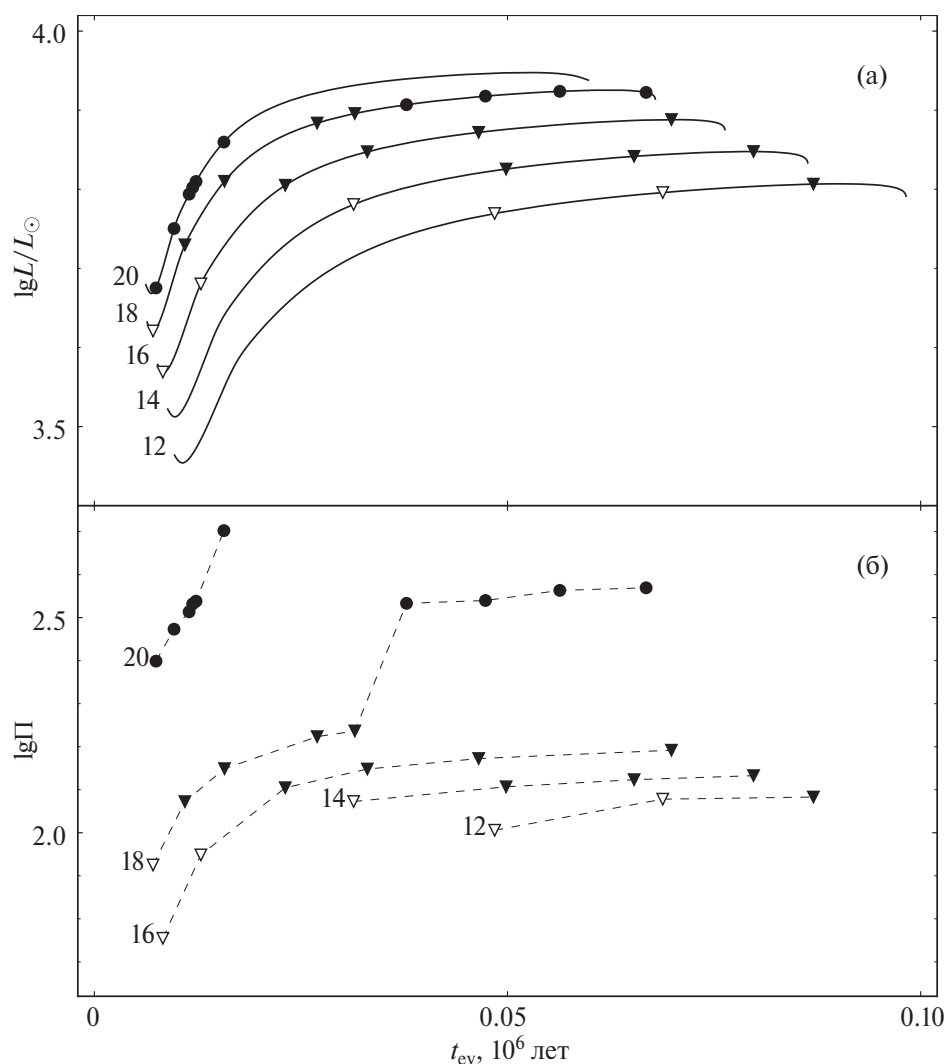


Рис. 2. Изменения светимости (а) и периода радиальных колебаний (б) на стадии возрастания светимости после гелиевой вспышки для моделей эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 2M_{\odot}$. Числами около кривых указаны порядковые номера тепловых вспышек i_{TP} . Время эволюции отсчитывается от пика энерговыделения гелиевого слоевого источника. Кружками и треугольниками отмечены гидродинамические модели, пульсирующие в фундаментальной моде и первом обероне. Заполненные символы соответствуют моделям пульсирующих звезд, незаполненные символы — моделям с затухающими колебаниями.

водорода и гелия находится выше узла первого обертона с радиусом $r_n \approx 0.77R$, где R — радиус внешней границы эволюционной модели. Продолжительность эволюционной стадии, когда звезда пульсирует, увеличивается с каждым циклом тепловой неустойчивости вследствие возрастающей светимости звезды и большей протяженности зон ионизации. Как видно на рис. 2а, при $12 \leq i_{TP} \leq 16$ звездные пульсации связаны с неустойчивостью первого обертона. При $i_{TP} = 18$ увеличение светимости сопровождается переключением колебаний из первого обертона в фундаментальную моду, поскольку внутренняя граница зон ионизации погружается глубже узла первого обертона. Тепловая вспышка $i_{TP} = 20$ является последней в этой эволюционной последовательности.

Малая масса звезды $M \leq 1.26M_{\odot}$ и возрастающая светимость являются главной причиной увеличения амплитуды пульсаций, которые в ходе дальнейшей эволюции становятся менее регулярными.

Как видно на рис. 2б, приближение к заключительному этапу эволюции на стадии TP–AGB сопровождается возрастанием пределов изменения периода пульсаций мириды в течение одного цикла тепловой неустойчивости. Например, при $i_{TP} = 18$ период колебаний возрастает от ≈ 120 сут (колебания в первом обероне) до ≈ 610 сут (колебания в фундаментальной моде).

Период пульсаций монотонно увеличивается в течение каждого цикла тепловой неустойчивости, поэтому появляется возможность получить приближен-

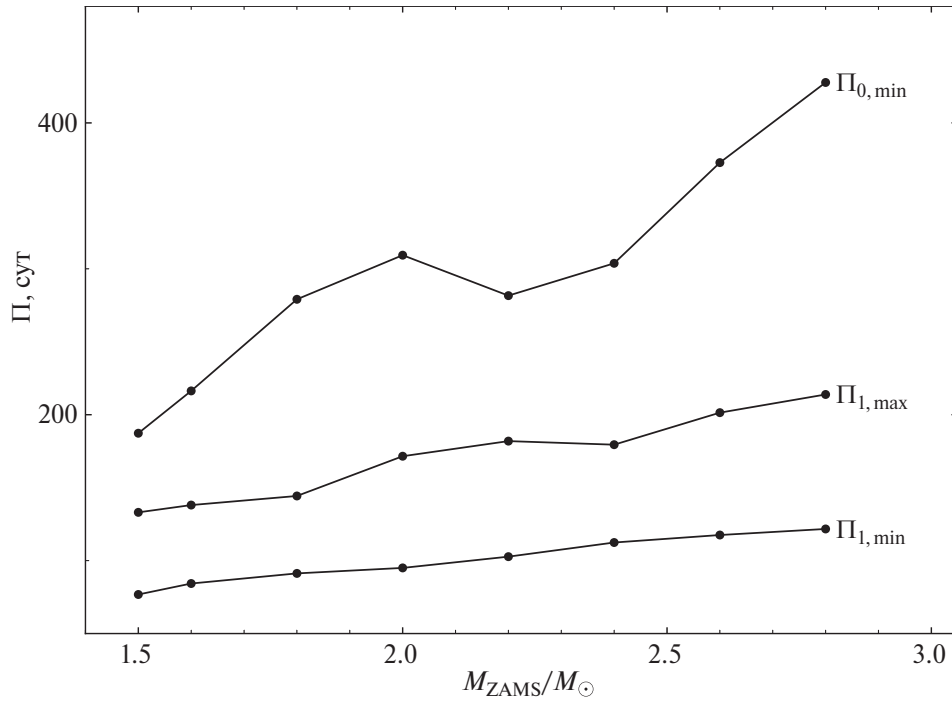


Рис. 3. Минимальный и максимальный значения периода первого обертона $\Pi_{1,min}$ и $\Pi_{1,max}$ и минимальное значение периода фундаментальной моды $\Pi_{0,min}$ в зависимости от начальной массы звезды M_{ZAMS} .

ные оценки минимальных и максимальных значений периода пульсаций в первом оберitone и фундаментальной моде для каждой цикла тепловой неустойчивости, а в конечном счете определить предельные значения периодов для всей эволюционной последовательности с заданным значением M_{ZAMS} . В частности, период первого обертона на границе пульсационной неустойчивости можно вычислить как среднее арифметическое периодов колебаний двух соседних моделей, у одной из которых амплитуда колебаний возрастает, а у другой затухает. Верхняя граница значений периода первого обертона и нижняя граница значений периода фундаментальной моды определяются в окрестности переключения моды колебаний (см., например, график $i_{TP} = 18$ на рис. 26):

$$\Pi_{1,max} = \frac{1}{2}(\Pi_1 + \frac{1}{2}\Pi_0), \quad (2)$$

$$\Pi_{0,min} = \frac{1}{2}(2\Pi_1 + \Pi_0), \quad (3)$$

где Π_1 и Π_0 — колебания двух соседних моделей, пульсирующих в первом оберitone и фундаментальной моде. В формулах (2) и (3) мы использовали свойство моделей мирид около точки переключения моды колебаний, которое заключается в том, что периоды первого обертона и фундаментальной моды соотносятся как $\Pi_1/\Pi_0 = 1/2$.

Приближенные оценки предельных значений периода колебаний мирид показаны на рис. 3 в зависимости от начальной массы эволюционной последова-

тельности M_{ZAMS} . Следует заметить, что немонотонное возрастание $\Pi_{1,max}$ и $\Pi_{0,min}$ связано скорее всего с ошибками вычисления этих величин вследствие недостаточно плотной сетки гидродинамических моделей при $2M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 2.4M_{\odot}$.

ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОД–СВЕТИМОСТЬ

Как показано выше, пределы изменения периода пульсаций в течение одного цикла тепловой вспышки достаточно велики, так что пульсации с одним и тем же периодом могут происходить при различных значениях i_{TP} . Однако вследствие монотонного увеличения массы вырожденного углеродного ядра светимость звезд, пульсирующих с одинаковыми значениями периода оказывается тем выше, чем больше проэволюционировала звезда. Таким образом, для моделей звезд одной эволюционной последовательности возникает дисперсия зависимости $\Pi-L$. Эта особенность иллюстрируется на рис. 4, где приведена диаграмма период–светимость для гидродинамических моделей мирид эволюционной последовательности $M_{ZAMS} = 1.5M_{\odot}$, пульсирующих в первом оберitone ($6 \leq i_{TP} \leq 9$) и фундаментальной моде ($8 \leq i_{TP} \leq 10$). Как следует из приведенных графиков, в пределах каждого теплового цикла значения $\lg \Pi$ и $\lg L$ с хорошей точностью описываются линейной зависимостью, которая с увеличением номера тепловой вспышки смещается вправо вдоль горизонтальной оси. Колебания в фундаментальной моде происходят в условиях быстро возрастающей скорости

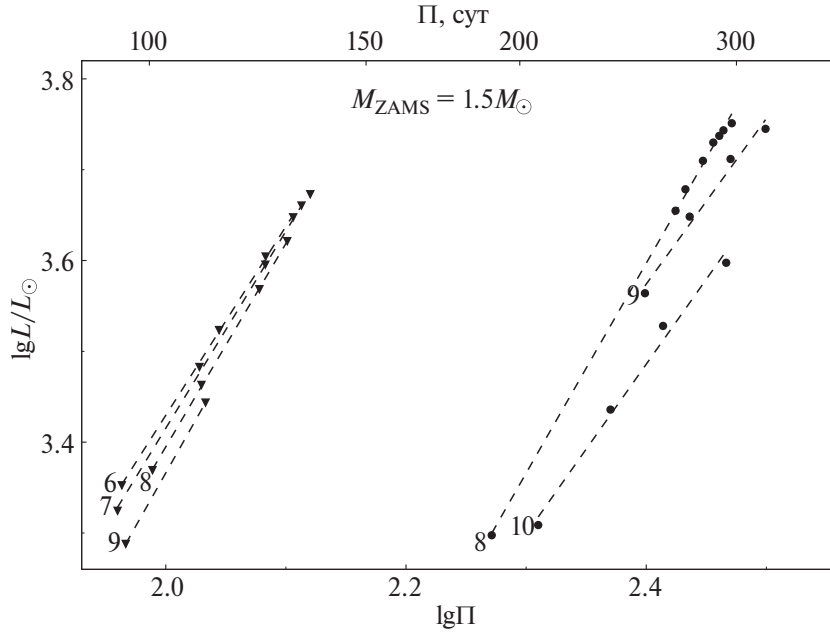


Рис. 4. Гидродинамические модели эволюционной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 1.5 M_{\odot}$ на диаграмме период–светимость. Кругами и треугольниками показаны модели, пульсирующие в фундаментальной моде и в первом обероне. Модели каждого цикла тепловой вспышки соединены штриховой линией. Числами указаны номера тепловых вспышек i_{TP} .

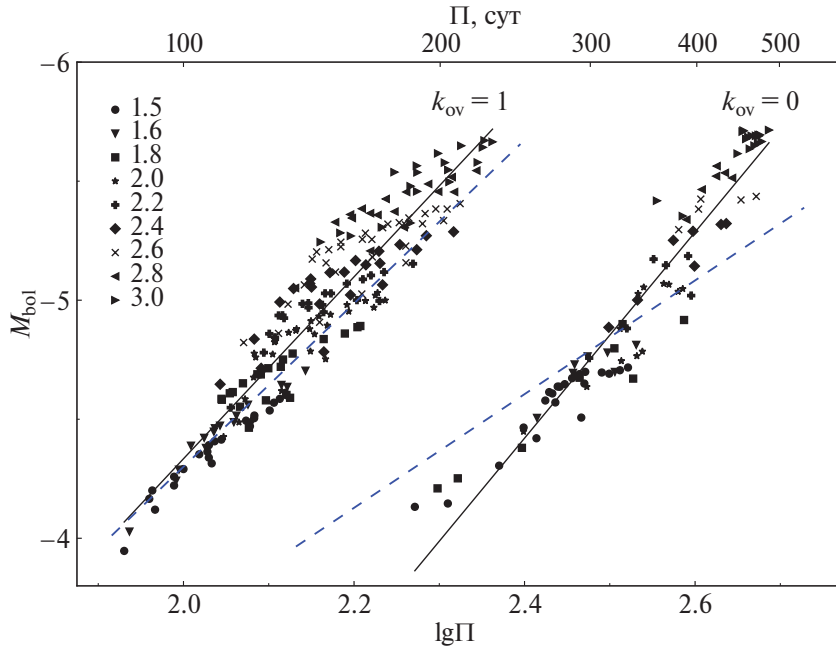


Рис. 5. Зависимости период–светимость мирид, пульсирующих в фундаментальной моде ($k_{\text{ov}} = 0$) и первом обероне ($k_{\text{ov}} = 1$) при содержании металлов $Z = 0.006$. Различные символы соответствуют моделям эволюционных последовательностей $1.5 M_{\odot} \leq M_{\text{ZAMS}} \leq 3 M_{\odot}$. Сплошными линиями показаны соотношения (4) и (5), штриховыми линиями – приближенные соотношения Π – L , основанные на расчетах моделей мирид с содержанием металлов $Z = 0.014$ (Фадеев, 2023).

потери массы, что в конечном счете приводит к заметным отклонениям от линейной зависимости между $\lg \Pi$ и $\lg L$.

В данной работе для девяти эволюционных последовательностей $1.5 M_{\odot} \leq M_{\text{ZAMS}} \leq 3 M_{\odot}$ с содержанием металлов $Z = 0.006$ было рассчитано

195 гидродинамических моделей мирид, пульсирующих в первом обероне, и 90 моделей, пульсирующих в фундаментальной моде. Теоретические зависимости Π – L , соответствующие колебаниям в фундаментальной моде и в первом обероне, показаны на рис. 5, где для обозначения гидродинамических моделей раз-

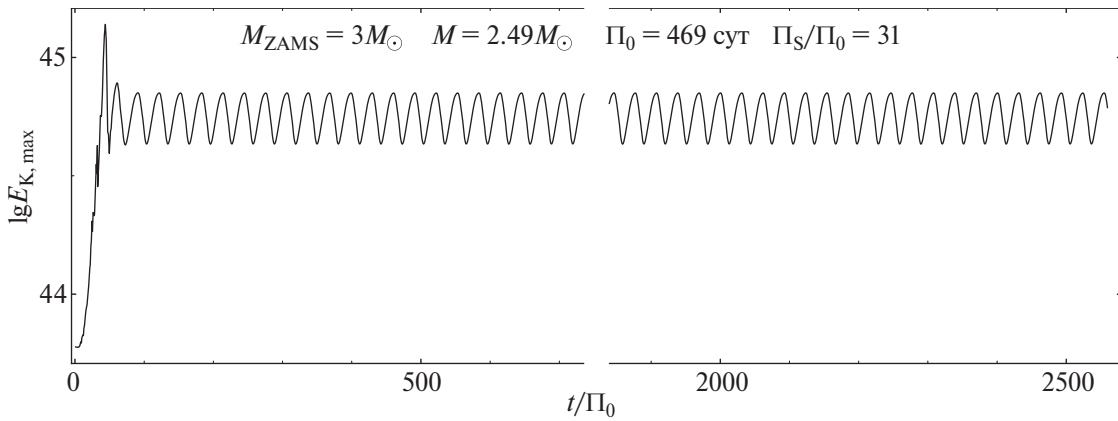


Рис. 6. Изменения максимальных значений кинетической энергии пульсационных движений модели мириды с массой $M = 2.49 M_{\odot}$ и периодом $\Pi = 469$ сут (эволюционная последовательность $M_{\text{ZAMS}} = 3 M_{\odot}$).

личных эволюционных последовательностей используются различные символы. Объяснение этих символов представлено в левом верхнем углу рис. 5.

Сплошными линиями на рис. 5 показаны приближенные соотношения, полученные методом наименьших квадратов для пар значений $(\lg L, \lg \Pi_0)$ и $(\lg L, \lg \Pi_1)$:

$$M_{\text{bol}} = -4.328 \lg \Pi_0 + 5.967, \quad (4)$$

$$M_{\text{bol}} = -3.820 \lg \Pi_1 + 3.306. \quad (5)$$

Заметный разброс точек на рис. 5 около прямых (4) и (5) связан с различными значениями массы углеродного ядра гидродинамических моделей.

Диаграмма на рис. 5, как и соотношения (4) и (5), получены для абсолютного болометрического блеска M_{bol} , тогда как все эмпирические зависимости период — светимость мирид БМО приводятся для фотометрических полос с ближнем ИК. Например, по наблюдениям 53 мирид БМО с периодами от 116 до 413 сут коэффициент наклона зависимости период — светимость в полосе К составляет $\rho = -3.69$ (Вайтлок и др., 2008). По оценкам Жосслен и др. (2000) корреляция между болометрической звездной величиной и блеском в полосе К звезд AGB приближенно описывается линейной зависимостью, так что

$$m_{\text{bol}} \simeq m_K - 3. \quad (6)$$

Для объяснения расхождения между значением наклона теоретической зависимости (4), которое составляет -4.33 , и эмпирической оценкой -3.69 , полученной Вайтлок и др. (2008), существует две возможности. В первом случае мы должны предположить отсутствие постоянной болометрической поправки, связывающей величины m_{bol} и m_K . Во втором случае лучшее согласие с наблюдениями может быть получено при несколько большем содержании металлов Z . На рис. 5 штриховыми линиями показаны теоретические соотношения период — светимость, соответствующие моделям мирид с содержанием металлов $Z =$

$= 0.014$ (Фадеев, 2023) и наклон этих зависимостей при $Z = 0.014$ оказывается менее крутым (-2.39 для мирид, пульсирующих в фундаментальной моде). Таким образом, незначительное увеличение содержания металлов по отношению к использованному значению $Z = 0.006$ возможно приведет к лучшему согласию с наблюдениями.

МОДЕЛИ МИРИД С ВТОРИЧНОЙ ПЕРИОДИЧНОСТЬЮ

Среди приблизительно трех сотен гидродинамических моделей мирид, рассмотренных в данной работе, в двенадцати моделях было обнаружено присутствие долговременной вторичной периодичности, которая наблюдалась после установления колебаний предельной амплитуды. Пример радиальных пульсаций с вторичной периодичностью показан на рис. 6, где приведен график изменения максимальных значений кинетической энергии пульсаций $E_{K,\text{max}}$ модели мириды с массой $M = 2.49 M_{\odot}$ и периодом $\Pi = 469$ сут. При отсутствии вторичной периодичности максимум кинетической энергии не зависит от времени и остается неизменным после достижения предельной амплитуды колебаний, тогда как модель на рис. 6 демонстрирует циклические изменения амплитуды колебаний с длиной цикла, которая приблизительно в 30 раз превосходит период основной моды радиальных пульсаций ($\Pi_s/\Pi_0 = 31$). Расчеты нелинейных пульсаций модели на рис. 6 были проведены на достаточно протяженном отрезке времени ($t \sim 2.5 \times 10^3 \Pi_0$), однако обнаружить какие-либо признаки вековых изменений, связанных с затуханием или ростом амплитуды вторичной периодичности, не удалось.

Чтобы исключить подозрения, что долговременные циклические изменения амплитуды являются вычислительным артефактом и возникают вследствие дискретной природы гидродинамической модели, нами были проведены расчеты нелинейных пульсаций той же модели мириды с увеличенным вдвое числом

Таблица 1. Основные характеристики гидродинамических моделей с вторичной периодичностью

$M_{\text{ZAMS}}/M_{\odot}$	$M/M_{\odot}$	i_{TP}	Π , сут	Π_s/Π	$\Delta v/v_0$
3.0	2.490	8	469.2	30.8	0.0323
3.0	2.423	9	461.5	28.9	0.0350
3.0	2.476	8	472.5	28.3	0.0351
3.0	2.461	8	474.4	27.0	0.0372
3.0	2.452	8	472.4	27.0	0.0374
3.0	2.420	9	467.4	26.8	0.0374
3.0	2.417	9	471.9	25.7	0.0390
2.8	2.181	12	431.6	22.8	0.0441
2.6	1.969	14	401.9	19.2	0.0521
3.0	2.010	11	385.1	15.7	0.0641
2.8	2.055	13	405.4	14.3	0.0709
3.0	2.234	10	476.6	10.0	0.1000

лагранжевых массовых зон. Результаты расчетов показаны на рис. 7, где приведены спектры мощности кинетической энергии двух моделей, одна из которых рассчитывалась, как все гидродинамические модели в этой работе при числе зон $N = 600$, тогда как другая — при $N = 1200$. Интервал времени, на котором рассчитывались приведенные спектры, составляет $t/\Pi_0 \approx 1.3 \times 10^3$. Незначительные различия между Фурье-спектрами позволяют заключить, что циклические изменения амплитуды пульсаций не являются вычислительным артефактом, так как незначительно зависят от числа массовых зон N гидродинамической модели.

Важной особенностью графиков на рис. 7 является расщепление основной частоты колебаний и появление равноудаленных частот, суперпозиция которых становится причиной возникновения долговременных циклических изменений амплитуды колебаний. От амплитуды пиков и относительного частотного интервала между пиками $\Delta v/v_0$ зависит отношение Π_s/Π_0 . Эта зависимость хорошо прослеживается по графикам спектров трех гидродинамических моделей на рис. 8 с отношениями $\Pi_s/\Pi_0 = 10, 19$ и 29 .

Основные характеристики гидродинамических моделей с вторичной периодичностью приведены в табл. 1 в порядке возрастания интервала частотного расщепления $\Delta v/v_0$, который, как видно из таблицы, соответствует убыванию отношения длины долговременного цикла к периоду пульсаций Π_s/Π . Все модели, перечисленные в табл. 1, пульсируют в фундаментальной моде.

В начале вторичная периодичность была обнаружена случайно у нескольких гидродинамических мо-

делей. Чтобы выяснить связь между этим явлением и эволюционными изменениями строения звезды были проведены дополнительные вычисления еще нескольких гидродинамических моделей эволюционной последовательности $M_{\text{ZAMS}} = 3M_{\odot}$. Таким образом, четыре модели на стадии восьмой тепловой вспышки и три модели на стадии девятой тепловой вспышки представляют собой последовательности звездных моделей с продолжающимся эффектом вторичной периодичности. При $i_{\text{TP}} = 8$ продолжительность стадии вторичной периодичности наблюдается в течение $t_{\text{sp}} \approx 5.6 \times 10^3$ лет, а при $i_{\text{TP}} = 9$ $t_{\text{sp}} \approx 1.1 \times 10^3$ лет. Интервал времени между тепловыми вспышками составляет $\Delta t_{\text{TP}} \approx 2.2 \times 10^4$ лет, так что продолжительность стадии вторичной периодичности составляет 25% и 5% соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласованные вычисления звездной эволюции и нелинейных звездных пульсаций, проведенные в данной работе, позволили внести ясность в ряд вопросов, связанных с природой пульсирующих переменных типа Миры Кита. Ниже мы их перечислим.

На начальной стадии TP–AGB (т.е. в течение нескольких первых тепловых вспышек) красный гигант остается устойчивым относительно радиальных пульсаций. Эволюционное возрастание светимости красного гиганта сопровождается увеличением протяженности зон ионизации водорода и гелия, где происходит возбуждение пульсационной неустойчивости. Сначала возникают колебания в первом обертоме, поскольку внутренняя граница зон ионизации находится выше узла первого обертона ($r_n \approx 0.77R$). Радиальные пульсации в обертонах более высокого порядка обнаружены не были. Достаточно плотная сетка гидродинамических моделей позволила определить нижний предел периода первого обертона $\Pi_{1,\text{min}}$, который возрастает с массой звезды от $\Pi_{1,\text{min}} \approx 80$ сут (масса звезды $M = 1.27M_{\odot}$, эволюционная последовательность $M_{\text{ZAMS}} = 1.5M_{\odot}$) до $\Pi_{1,\text{min}} \approx 120$ сут ($M = 2.60M_{\odot}$, $M_{\text{ZAMS}} = 2.8M_{\odot}$).

Существование верхнего предела периода колебаний в первом обертоме $\Pi_{1,\text{max}}$ связано с переключением колебаний в фундаментальную моду. В миридах переключение моды колебаний происходит в течение $\sim 10^2$ циклов колебаний (Фадеев, 2022) и на шкале времени, связанной с эволюцией звезды, может рассматриваться как скачкообразный переход. Более того, в окрестности переключения моды колебаний периоды первого обертона и фундаментальной моды соотносятся как $\Pi_1/\Pi_0 = 1/2$, поэтому одновременно с оценкой верхнего предела периода первого обертона мы получаем оценку нижнего предела периода фундаментальной моды. Для моделей эволюционных последовательностей $1.5M_{\odot} \leq M_{\text{ZAMS}} \leq 2.8M_{\odot}$ эти величины возрастают от $\Pi_{1,\text{max}} = 130$ сут

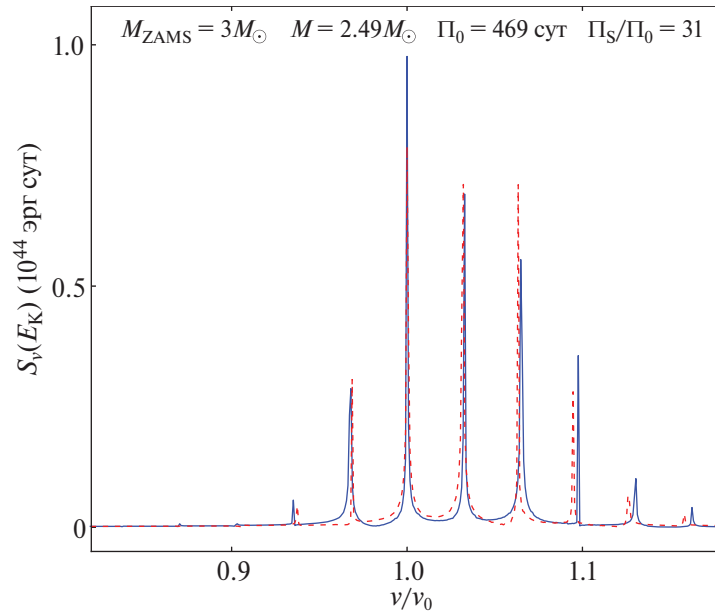


Рис. 7. Спектр мощности кинетической энергии $S_v(E_K)$ в окрестности частоты фундаментальной моды $\nu_0 = 1/\Pi_0$ гидродинамической модели представленной на рис. 6 (сплошная линия). Штриховой линией показан спектр модели с увеличенным вдвое числом лагранжевых массовых зон ($N = 1200$).

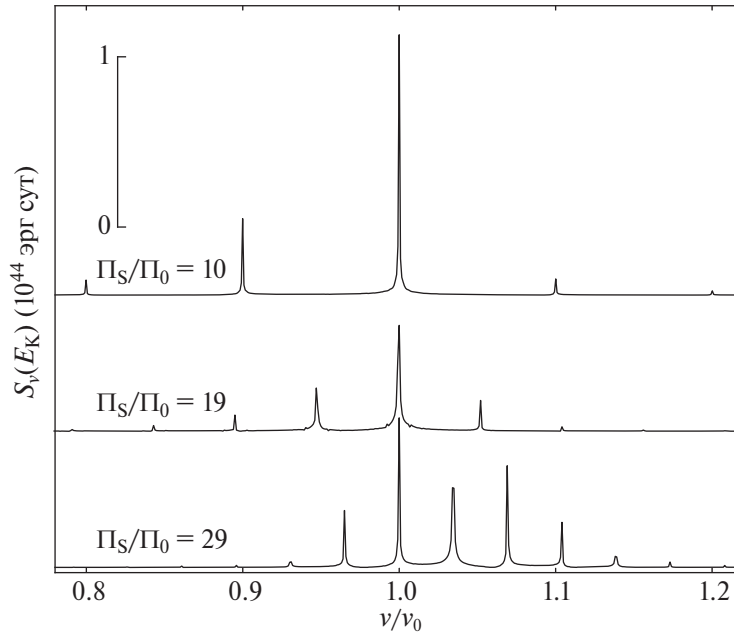


Рис. 8. Спектры мощности кинетической энергии $S_v(E_K)$ в окрестности частоты колебаний основной моды $\nu_0 = 1/\Pi_0$ трех гидродинамических моделей с отношениями $\Pi_s/\Pi_0 = 10, 19$ и 29 .

и $\Pi_{0,\min} = 190$ сут при массе звезды $M = 0.96M_\odot$ до $\Pi_{1,\max} = 210$ сут и $\Pi_{0,\min} = 430$ сут при $M = 2.2M_\odot$.

Сравнение результатов данной работы с результатами расчетов моделей мирид при $Z = 0.014$ (Фадеев, 2023) показывает, что наклон теоретической зависимости период—светимость заметно возрастает с уменьшением Z . Недавно были получены наблюдательные указания на различный вид зависимостей период — светимость галактических мирид и мирид

БМО (Шиббез и др., 2020).

Наклон теоретической зависимости период — светимость, определенной в данной работе, соответствует болометрическому блеску и превосходит по своему значению (-4.33) наблюдательную оценку $\rho = -3.69$, соответствующую фотометрической полосе К (Вайтлок и др., 2008). Вероятной причиной этого различия может быть непостоянное значение болометрической поправки, которая остается неизвестной

величиной. С другой стороны, меньший наклон теоретической зависимости может быть получен, например, при $Z = 0.008$, однако для этого необходимо провести дополнительные расчеты как звездной эволюции, так и нелинейных пульсаций.

Среди приблизительно трех сотен гидродинамических моделей мирид, рассмотренных в данной работе, было обнаружено двенадцать моделей, в которых кинетическая энергия фундаментальной моды колебаний описывается спектром мощности расщепленным на несколько компонент. У каждой из этих моделей частотный интервал между компонентами является постоянной величиной и находится в пределах $0.03 \leq \Delta\nu/\nu_0 \leq 0.10$, где ν_0 — частота центральной компоненты. Суперпозиция таких колебаний приводит к долговременным циклическим изменениям амплитуды пульсаций при отношении длины цикла Π_s к периоду фундаментальной моды Π с отношением от $\Pi_s/\Pi = 10$ при $\Delta\nu/\nu_0 = 0.10$ до $\Pi_s/\Pi = 31$ при $\Delta\nu/\nu_0 = 0.03$. Физическую природу этого частотного расщепления установить, к сожалению, не удалось. Представляется перспективным проведение дальнейших более детальных исследований гидродинамических моделей мирид с целью выяснения причин возникновения расщепления частот пульсаций в сферически-симметричных моделях звезд. Возможно это позволит объяснить природу долговременной вторичной периодичности мирид БМО.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Вайтлок и др. (P.A. Whitelock, F. Marang, and M.W. Feast), *MNRAS* **319**, 728 (2000).
- Вайтлок и др. (P.A. Whitelock, M.W. Feast and F. Van Leeuwen), *MNRAS* **386**, 313 (2008).
- Вайтлок и др. (P.A. Whitelock, J.W. Menzies, M.W. Feast F. Nsengiyumva, and N. Matsunaga), *MNRAS* **428**, 2216 (2013).
- Вильсон (L.A. Willson), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **38**, 573 (2000).
- Вуд (P.R. Wood), *Astrophys. J.* **190**, 609 (1974).
- Вуд, Зарро (P.R. Wood and D.M. Zarro), *Astrophys. J.* **247**, 247 (1981).
- Гласс, Ллойд Иванс (I.S. Glass and T. Lloyd Evans), *Nature* **291**, 303 (1981).
- Гласс, Фист (I.S. Glass and M.W. Feast), *MNRAS* **199**, 245 (1982).
- Жоссен и др. (E. Josselin, J.A.D.L. Blommaert, M.A.T. Groenewegen, A. Omont, and F.L. Li), *Astron. Astrophys.* **357**, 225 (2000).
- Ибен, Ренцини (I. Iben and A. Renzini), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **21**, 271 (1983).
- Иванек и др. (P. Iwanek, I. Soszynski, and S. Kozłowski), *Astrophys. J.* **919**, 99 (2021).
- Коль и др. (A.A. Cole, E. Tolstoy, J.S. Gallagher, T.A. Smecker-Hane), *Astron. J.* **129**, 1465 (2005).
- Моулд и др. (J. Mould, A. Saha, and S. Hughes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **154**, 623 (2004).
- Оливье, Вуд (E.A. Olivier and P.R. Wood), *MNRAS* **362**, 1396 (2005).
- Пакстон и др. (B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab, A. Gautschi, L. Bildsten, M. Cantiello, A. Dotter, R. Farmer, J.A. Goldberg, A.S. Jermyn, S.M. Kanbur, P. Marchant, A. Thoul, R.H.D. Townsend, W.M. Wolf, M. Zhang, and F.X. Timmes), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 10 (2019).
- Рольстон и др. (W.R.J. Rolleston, C. Trundle, and P.L. Dufton), *Astron. Astrophys.* **396**, 53 (2002).
- Трабукки и др. (M. Trabucchi, P.R. Wood., J. Montalbán, P. Marigo, G. Pastorelli, L. Girardi), *MNRAS* **482**, 929 (2019).
- Трабукки и др. (M. Trabucchi, P.R. Wood, N. Mowlavi, G. Pastorelli, P. Marigo, L. Girardi and T. Lebzelter), *MNRAS* **500**, 1575 (2021).
- Тухман и др. (Y. Tuchman, N. Sack, and Z. Barkat), *Astrophys. J.* **219**, 183 (1978).
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **39**, 342 (2013) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **39**, 306 (2013)].
- Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **49**, 796 (2023) [Yu.A. Fadeyev, *Astron. Lett.* **49**, 722 (2023)].
- Фист (M.W. Feast), *MNRAS* **211**, 51 (1984).
- Хервиг (F. Herwig), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **43**, 435 (2005).
- Хуанг и др. (C.D. Huang, A.G. Riess, S.L. Hoffmann, C. Klein, J. Bloom, W. Yuan, L.M. Macri, D.O. Jones, P.A. Whitelock, S. Casertano, and R.I. Anderson), *Astrophys. J.* **857**, 67 (2018).
- Юань и др. (W. Yuan, L.M. Macri, A. Javadi, Z. Lin, and J.Z. Huang), *Astron. J.* **156**, 112 (2018).

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ УЗКИХ КОМПОНЕНТОВ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

© 2024 г. В. А. Кирюхина^{1*}, А. В. Додин¹

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.09.2024 г.

После доработки 17.10.2024 г.; принята к публикации 17.10.2024 г.

Изучена вращательная модуляция лучевых скоростей узких эмиссионных линий у четырех классических звезд типа Т Тельца. Найдено, что декларируемое ранее смещение средней скорости линий нейтрального и ионизованного гелия относительно средней лучевой скорости звезды не связано с втеканием аккрецируемого газа в пятно, поскольку кривые лучевых скоростей для линий с различными смещениями по скорости должны испытывать фазовые сдвиги друг относительно друга, в то время как наблюдаемые фазовые сдвиги отсутствуют в пределах ошибок и не соответствуют наблюдаемым сдвигам линий по скорости. Это означает, что сдвиги линий не вызваны реальным движением газа. В случае линий нейтрального гелия смещения можно объяснить большой оптической толщиной линий и эффектом Штарка при параметрах плазмы, которые соответствуют ожидаемым в основании аккреционной колонки звезд типа Т Тельца.

Ключевые слова: аккреция — ударные волны — звезды: переменные: Т Тельца.

DOI: 10.31857/S0320010824090045, EDN: LOWSHV

ВВЕДЕНИЕ

Активность звезд типа Т Тельца объясняется магнитосферной аккрецией вещества из протопланетного диска (Хартманн и др., 2016). Проникая внутрь магнитосферы, газ движется вдоль силовых линий магнитного поля и тормозится на фронте ударной волны в звездной атмосфере. Нагретый на фронте ударной волны газ охлаждается и оседает в глубоких слоях атмосферы, постепенно смешиваясь с веществом звезды. Излучение горячего газа за фронтом ударной волны облучает и нагревает более холодные области зоны оседания, причем роль этого нагрева возрастает по мере остывания газа до установления баланса между охлаждением и нагревом. Область, где устанавливается тепловой баланс, условно называют горячим пятном. (Додин, 2018).

Горячее пятно проявляется в первую очередь в виде дополнительного континуума, который делает линии поглощения менее контрастными (эффект вуалирования), а также в виде узких эмиссионных линий He I, He II, нейтральных и однократно ионизованных металлов. Многочисленные измерения лучевой скорости этих линий показывают синусоидальные изменения, вызванные движением горячего пятна при осевом вращении звезды. В такой модели амплитуда кривой лучевой скорости определяется скоростью вращения звезды $v \sin i$ и расположением пятна на её по-

верхности, что позволяет оценивать широту аккреционной зоны (МакГиннис и др., 2020). Вместе с тем в работе (МакГиннис и др., 2020) и в других многочисленных работах (Петров и др., 2001; Поулли и др., 2021; Нелиссен и др., 2023; Поулли и др., 2024 и др.) было найдено, что колебания лучевой скорости эмиссионных линий происходят не вокруг лучевой скорости звезды V_r , а вокруг значения, которое смещено относительно V_r на несколько км/с в красную сторону, что интерпретируется как остаточное оседание газа в звездной атмосфере. Наличие такого оседания со скоростью в несколько км/с противоречит представлением о структуре ударной волны. В случае стационарной ударной волны из уравнений неразрывности и сохранения импульса:

$$\begin{cases} \rho_{\text{in}} V_{\text{in}} = \rho V, \\ \rho_{\text{in}} V_{\text{in}}^2 + P_{\text{in}} = \rho V^2 + P, \end{cases} \quad (1)$$

для идеального газа при $P_{\text{in}} \ll \rho_{\text{in}} V_{\text{in}}^2$ температура T и скорость V связаны соотношением:

$$T = \frac{(V_{\text{in}} - V) \mu m_p V}{k}, \quad (2)$$

здесь ρ_{in} , V_{in} , P_{in} — плотность, скорость и давление падающего газа перед фронтом ударной волны, а ρ , V , P — соответствующие величины в произвольной точке за фронтом ударной волны, $\mu = 0.6$ — средний молекулярный вес ионизованного газа, $m_p = 1.67 \times$

*Электронный адрес: valeriya@sai.msu.ru

$\times 10^{-24} \text{ эрг/К}$, $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ эрг/К}$. Для типичной скорости падения $V_{\text{in}} = 300 \text{ км/с}$ измеряемая скорость линий гелия $V \sim 10 \text{ км/с}$ будет соответствовать температуре $\sim 2 \times 10^5 \text{ К}$. Однако при такой температуре нейтральный гелий не может существовать, а при температуре образования нейтрального гелия линия He I не может быть смещена, поскольку, согласно (2), температуре $2 \times 10^4 \text{ К}$ соответствует скорость $v \simeq 1 \text{ км/с}$. Более детальные расчеты (Додин, 2018) показывают, что область формирования линии смещается в еще более глубокие и медленные слои горячего пятна из-за эффектов запаздывающей рекомбинации и наличия ионизирующего излучения вышележащих слоев. Таким образом, существующие на сегодняшний день измерения лучевых скоростей узких компонентов линий гелия противоречат предсказаниям стационарной модели ударной волны. Являются ли наблюдаемые смещения линий признаком нестационарности ударной волны (о нестационарных моделях см. Коломбо и др. 2016), которая должна возникать вследствие тепловой неустойчивости — вопрос нетривиальный, поскольку оба фактора: фотоионизация и запаздывающая рекомбинация — будут иметь место и в нестационарном случае, смещая область формирования линий гелия из области оседания газа, где развивается тепловая неустойчивость, в область горячего пятна, где газ уже потерял свою скорость ($V < 1 \text{ км/с}$), достиг лучистого равновесия, и где формирование линии происходит вследствие облучения излучением вышележащих слоев. Тем не менее детальные расчеты формирования линий гелия для неустойчивой ударной волны не производились, и нельзя исключить, что наблюдаемые смещения не являются проявлением этой неустойчивости. В противном случае придется признать, что мы не понимаем, где формируются эти линии и почему они смещены в красную сторону.

С другой стороны, возникает сомнение в том, насколько надежны измерения лучевых скоростей линий гелия. Выводы о смещении узких компонентов линий сделаны по линиям He I 5876, He II 4686 Å. Это многокомпонентные линии, и неизвестно, что авторы берут в качестве центральной длины волны. Скорость однокомпонентной линии He I 6678 Å никем не измерялась, вероятно, из-за наложения на нее линии поглощения звезды. Помимо многокомпонентности, линии формируются в плотном газе, и эффект Штарка может также сдвигать линии нейтрального гелия как в красную, так и в голубую сторону спектра. Все эти сложности и неопределенности мотивировали нас провести собственное исследование лучевых скоростей узких эмиссионных компонентов по данным наиболее продолжительных спектральных мониторингов, доступных в архивах. Помимо узкого компонента, профили интересующих нас линий содержат широкий компонент, который не связан с горячим пятном. Для уменьшения влияния этого компонента на результаты мы ограничили наше исследова-

ние четырьмя звездами: BP Tau, DK Tau, EX Lup и TW Hya, в которых узкие компоненты доминируют в профилях хотя бы нескольких линий.

НАБЛЮДЕНИЯ

Данные спектральных мониторингов четырех исследуемых звезд получены из архивов обсерваторий CFHT¹ и ESO². Количество спектров, даты наблюдений и использованные спектрографы приведены в табл. 1 для каждой звезды. Помимо исследуемых звезд нам потребуется спектр сравнения, в качестве которого взят спектр звезды типа Т Тельца со слабыми линиями TAP 45. Ниже приведены основные характеристики задействованных спектрографов и сведения о дополнительной обработке спектров.

1. ESPaDOnS (CFHT). Спектральное разрешение $\sim 68\,000$ в диапазоне 3700–10480 Å. Все спектры получены из архива данных в калиброванном одномерном виде для каждого спектрального порядка. В области перекрытия порядков профили спектральных линий совпадают в пределах шумов, поэтому для удобства анализа мы объединили данные всех порядков в один массив и отсортировали его по длинам волн. Таким образом, в области пересечения спектральных порядков есть наложение двух сеток длин волн. Мы не приводили спектр к одной сетке, чтобы сохранить статистические свойства оригинальных шумов. Вместе с тем все спектры были нормированы на континуум. Данные имеют различное отношение сигнала к шуму (SNR) в диапазоне от 11 и до 75.
2. FEROS (MPG/ESO). Спектральное разрешение $\sim 48\,000$, рабочий диапазон 3500–9200 Å. SNR от 14 до 55.

Мы не учитывали спектры с низким $\text{SNR} < 20$, а также спектры с большим количеством выбросов, связанных с космическими частицами. Таким образом, в нашем наборе оказалось 32 спектра, снятые в 22 ночи. Спектры, снятые последовательно в одну ночь, не показывают изменений и поэтому были усреднены.

ИЗМЕРЕНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ АБСОРБЦИОННЫХ ЛИНИЙ

Чтобы измерить скорость линий гелия в системе отсчета звезды, необходимо знать ее лучевую скорость, которую можно вычислить по линиям поглощения. Однако в случае холодных звезд линии часто налагаются друг на друга, и даже небольшое наложение может привести к заметному сдвигу центра линии.

¹www.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca

²<https://archive.eso.org/scienceportal/home>

Таблица 1. Наблюдения

Спектрограф	Кол-во спектров	Даты
BP Tau		
ESPaDOnS	9	01.11.11–15.11.11
	13	04.01.12–17.01.12
	11	08.01.14–21.01.14
DK Tau		
ESPaDOnS	7	15.12.10–30.12.10
	9	25.11.12–23.12.12
	5	04.02.17–16.02.17
EX Lup		
FEROS	9	03.07.12–13.07.12
	6	15.07.13–27.07.13
	3	11.09.13–15.09.13
	14	16.02.14–21.02.14
ESPaDOnS	11	09.06.16–24.06.16
	6	31.05.19–12.06.19
TW Hya		
ESPaDOnS	13	15.03.08–28.03.08
	13	23.02.10–08.03.10
	13	31.01.12–13.02.12
	15	17.02.16–02.03.16
TAP 45		
ESPaDOnS	13	

Для уменьшения этого эффекта можно использовать теоретический спектр, который максимально близко описывает наблюдения. Вместо теоретического спектра также может быть использован качественный наблюдаемый спектр похожей по параметрам неаккрецирующей звезды. Оказалось, что последний подход дает наиболее точные результаты, если использовать в качестве спектра сравнения звезду TAP 45. Эту звезду использовали Нелиссен и др. (2023) для измерения вуалирования у DK Tau. Поскольку DK Tau и BP Tau имеют близкие параметры, мы использовали TAP 45 для обеих звезд в качестве спектра сравнения как для измерения переменности лучевых скоростей, так и для измерения вуалирования.

Нелиссен и др. (2023) указали для TAP 45 $v \sin i = 11.5$ км/с, однако наш расчет с pySME³ (the Python

version of Spectroscopy Made Easy) (Верхан и др., 2023; Пискунов и др., 2017; Валенти и др., 1996) показал, что при такой скорости теоретические профили оказываются немного шире наблюдаемых. Для наилучшего совпадения профилей мы рассчитали спектры с различными значениями $v \sin i$ и нашли, что наилучшее совпадение в диапазоне 5500–9000 Å достигается при $v \sin i = 7$ км/с с одновременным уширением гауссовским профилем с $\sigma = 2.5$ км/с.

Чтобы в дальнейшем использовать спектр TAP 45 в качестве шаблона абсорбционного спектра, мы должны привести ширины линий к одному значению. У DK Tau и BP Tau значения $v \sin i$ больше, чем у TAP 45, поэтому мы должны уширить спектр TAP 45. Вообще говоря, уширение должно производиться путем свертки спектра с вращательным профилем, однако на практике оказалось, что профили достаточно хорошо воспроизводятся при свертке с гауссовским профилем с $\sigma = 6.7$ км/с для DK Tau и с $\sigma = 3.4$ км/с для BP Tau.

EX Lup и TW Hya имеют скорости вращения меньше, чем у TAP 45 (табл. 2), поэтому лучевые скорости EX Lup и TW Hya мы рассчитали относительно теоретической модели, расчеты которой были выполнены с помощью программы для подбора спектров звезд pySME. Поскольку для расчетов необходимо задать параметры модели, мы приняли значение эффективной температуры $T_{\text{eff}} = 3750$ К для EX Lup, $T_{\text{eff}} = 3810$ К для TW Hya (Коспал и др. 2014, Герцег и др. 2023), логарифма ускорения свободного падения $\lg g = 4.0$ и солнечной металличности для обеих звезд. Список линий взят из базы данных VALD (Рябчикова и др., 2015).

Для вычисления лучевых скоростей звезд мы отбираем интервалы, содержащие одиночные линии поглощения с незначительным блендированием, и подгоняем теоретический спектр f_T к наблюдаемому f_C :

$$\left\| f_C - C_i \frac{f_T[\lambda(1 + \frac{v_i}{c})] + r_i}{(1 + r_i)} \right\| \rightarrow \min, \quad (3)$$

где неизвестные параметры v_i , r_i и C_i – скорость, вуалирование и множитель, корректирующий уровень континуума, на i -том интервале длин волн – определяются с помощью метода наименьших квадратов.

Таким образом, в каждом отдельном спектре всех исследуемых звезд были получены средневзвешенные значения лучевых скоростей $v(t_i)$. В случае BP Tau мы наблюдаем непериодическую переменность $v(t)$, поэтому мы вычислили медианное значение лучевой скорости по всем наблюдениям $v_r = 15.8 \pm 0.3$ км/с. В случае DK Tau, EX Lup и TW Hya средневзвешенные значения лучевых скоростей $v(t_i)$ представляют собой периодическую зависимость, которая может быть аппроксимирована синусоидой:

$$v_i = A \cos \frac{2\pi(t_i - t_0)}{P} + \bar{v}, \quad (4)$$

³<https://pysme-astro.readthedocs.io/en/latest/>

Таблица 2. Параметры звезд

Звезда	Спектральный класс	v_r , км/с	$v \sin i$, км/с	Период, д.	i , °
BP Tau	M0.5 ^a	15.8 ± 0.3	9 ^a	—	38 ^b
DK Tau	K7 ^c	16.1 ± 0.3	13 ^c	9.390	58 ^c
EX Lup	M0 ^d	-0.38 ± 0.06	4.4 ^d	7.417	32 ^e
TW Hya	M0.5 ^f	12.67 ± 0.02	4 ^g	3.568	15 ^g
TAP 45	K6 ^f	18.42 ± 0.02	7	—	—

Примечание. ^aДонати и др. (2008), ^b Лонг и др. (2019), ^cНелиссен и др. (2023), ^dСицилия-Агулар и др. (2015), ^eСингх и др. (2024), ^fГерцег и др. (2014), ^gДонати и др. (2011).

где v_i — средневзвешенное значение скорости i -го спектра, t_i — юлианская дата, когда он был получен, P — период в днях, $\bar{v}$ — среднее значение скорости. Определение параметров производится методом наименьших квадратов с весами обратно пропорциональными ошибке v_i : $w_i = \sigma_i^{-2}$. Полученные средние лучевые скорости звезд собраны в табл. 2

ИЗМЕРЕНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

He I, He II

Для того чтобы измерить скорости линий нейтрального и ионизованного гелия, в первую очередь мы должны определить центральные длины волн исследуемых линий. Несмотря на кажущуюся тривиальность этого вопроса, различные авторы могут использовать разные длины волн, обычно не указывая с достаточной точностью использованное значение. Например, в работе Сингх и др. (2024) используют лабораторное значение из NIST для линии He I 5876: 5875.621 Å, в то время как среднее по gf теоретическое значение для этой линии равно 5875.66 Å, то есть отличается на 2 км/с. В нашей работе мы будем принимать за центральную длину волны многокомпонентных линий длину волны, усредненную с весом силы осциллятора gf каждого из компонентов:

$$\lambda_0 = \frac{\sum \lambda_i (gf)_i}{\sum (gf)_i}, \quad (5)$$

что справедливо в случае оптически тонкой линии в пределе низкой плотности. Сдвиг линии, вызванный невыполнением этих условий, мы будем рассматривать относительно этой λ_0 . Длины волн и силы осциллятора каждого компонента линий взяты из базы данных NIST.

Вторая проблема при измерении лучевых скоростей эмиссионных линий — их блендирование с линиями поглощения. В частности, перед измерением скорости линии He I 6678 Å необходимо устранить линию поглощения Fe I 6677.9 Å, которая накладывается с голубой стороны профиля He I. На профиль линии

ионизованного гелия He II 4686 Å также накладывается сразу несколько линий поглощения (наиболее сильные из них — Ca I 4685.3, Ni I 4686.2 Å).

Строго говоря, спектр звезды с аккреционным пятном не является простой суммой спектра звезды и спектра пятна, а получается в результате интегрирования интенсивностей по поверхности звезды. Разделение спектров звезды и пятна является сложной и до сих пор не решенной задачей. Поэтому для целей ослабления влияния абсорбционных линий на получаемые результаты мы будем приближать абсорбционный спектр звезды спектром TAP 45 (для DK Tau и BP Tau) или синтетическим спектром (для EX Lup и TW Hya) с необходимыми параметрами вуалирования. Значение вуалирования подбиралось по окрестностям исследуемых линий (He I 6678 Å, He II 4686 Å). Для линии He I 6678 Å мы также требовали, чтобы профиль широкого компонента после вычитания абсорбционного спектра был подобен профилю широкого компонента линии He I 5876 Å. Примеры исходных профилей и результатов вычитания показаны на рис. 1.

Линии нейтрального гелия состоят из узкого и широкого компонентов, которые формируются в разных пространственных областях с различными физическими условиями, вследствие чего соотношение между компонентами для разных линий может быть разным. Однако форма этих компонентов и их смещения, связанные с движением газа, должны быть одинаковыми. Эти две составляющие линии можно аппроксимировать суммой двух гауссиан со своим набором параметров. Описание профилей линий He I 5876 Å и He I 6678 Å может быть выполнено совместно методом наименьших квадратов. Функция, описывающая два компонента для двух линий, может быть представлена в виде суммы четырех гауссиан:

$$y = a_1 g(v_1, \sigma_1) + a_2 g(v_2, \sigma_2) + a_3 g(v_3, \sigma_3) + a_4 g(v_4, \sigma_4) + c, \quad (6)$$

где $g(v, \sigma)$ — функция Гаусса, c — уровень континуума, v_1, v_3 — скорость узких компонентов линий He I

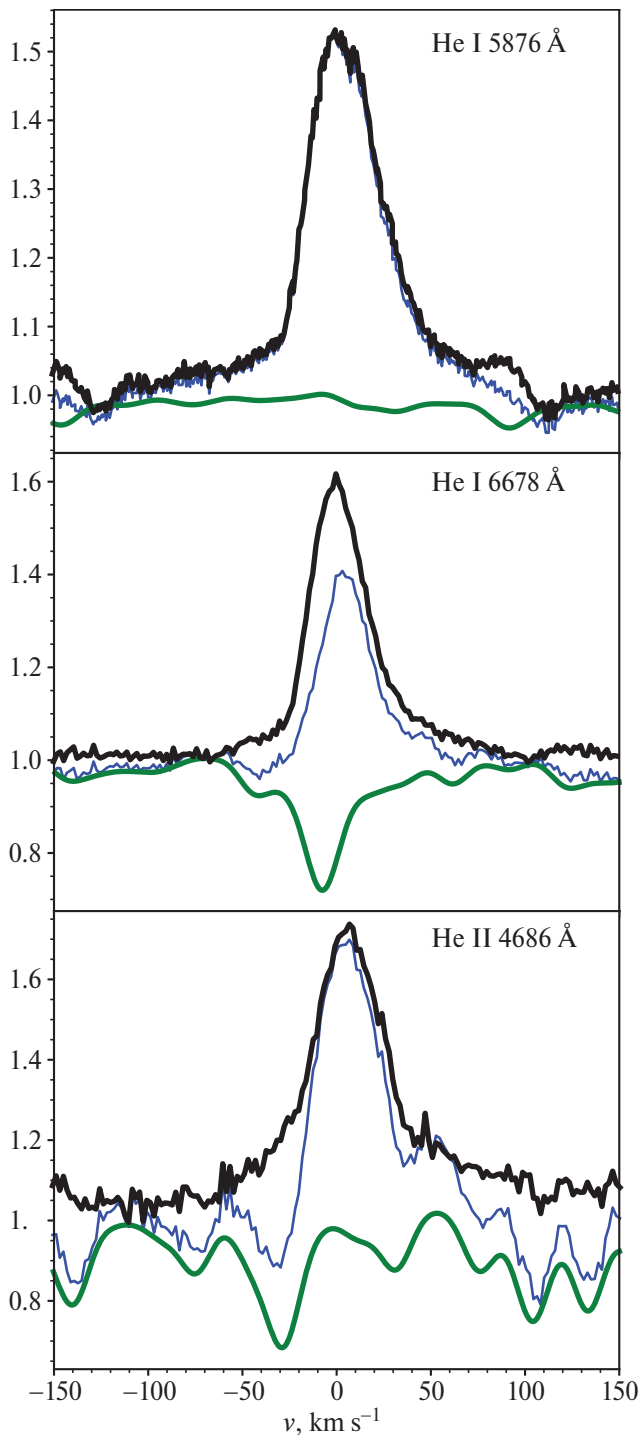


Рис. 1. Учет абсорбционных линий звезды для DK Tau. Синие линии — наблюдаемые линии He I 6678 Å и He II 4686 Å; зеленые линии — спектр TAP 45, масштабированный в соответствии с эффектом вуалирования; черные линии — исправленные He I 6678 Å и He II 4686 Å без линий поглощения, для He I 5876 Å — наблюдаемый профиль. Дата наблюдения MJD = 56262.443.

5876 Å и He I 6678 Å, которые мы оставляем разными, поскольку на положение линий влияет эффект Штарка и многокомпонентность линии He I 5876 Å, а скорость и ширину широких компонентов предполагаем одинаковой: $v_2 = v_4, \sigma_2 = \sigma_4$ — чтобы добиться более устойчивого решения в случае более слабой линии He I 6678 Å. Таким образом были вычислены скорости нейтрального гелия звезд DK Tau и TW Hya. В спектрах EX Lup широкий компонент линий He I слабо выражен, поэтому описание профилей линий нейтрального гелия было выполнено отдельно путем подбора параметров одной функции Гаусса для каждой линии.

Чтобы вычислить скорость линии He II 4686 Å в скорректированных за линии поглощения спектрах всех исследуемых звезд, мы описали профиль линии суммой двух гауссиан и за центр линии He II приняли центр функции Гаусса, описывающей узкий компонент.

В спектрах BP Tau функция Гаусса не описывает форму профилей линий гелия. Поэтому, чтобы измерить скорость узких компонентов линий, мы вычислили их центр масс по формуле

$$\lambda_c = \frac{\int (1 - f_C) \lambda d\lambda}{EW}, \quad (7)$$

где EW — эквивалентная ширина линии, f_C — нормированный на континуум спектр. Чтобы минимизировать вклад широких компонентов, мы рассматривали только верхние 60% профиля.

Для оценки ошибки, которую вносит неточность вычитания абсорбционного спектра звезды в измеряемые скорости He I 6678 Å и He II 4686 Å, мы помимо измерений для оптимального значения вуалирования (r) провели измерения центра линии при допустимых верхних (r_{max}) и нижних (r_{min}) пределах на вуалирование. Расхождения между значениями скоростей, полученными при разных значениях вуалирования, учтены в ошибке измерения. Итоговые результаты измерения скоростей нейтрального и ионизованного гелия в спектрах исследуемых звезд собраны в табл. 3. Полученные скорости отличаются от нуля и могут свидетельствовать о наличии движения газа в атмосфере.

Лучевые скорости линий металлов

Эмиссионные линии металлов формируются в областях более глубоких, чем линии гелия (Додин, 2018), поэтому их ожидаемая скорость относительно поверхности звезды должна быть близка к нулю. Для проверки этого факта и для контроля наших методов мы измерили шесть наиболее сильных узких эмиссионных линий металлов (Fe II 4924 Å, Fe II 5018 Å, Fe II 5170 Å, Fe II 5234 Å, Mg I 5172 Å, Mg I 5183 Å) в спектрах исследуемых звезд и усреднили по формуле сред-

Таблица 3. Скорости линий He I, He II и средняя скорость линий металлов

Звезда	Линия	$\bar{v}$, км/с
BP Tau	He I 5876	4.0 ± 0.1
	He I 6678	1.9 ± 0.3
	He II 4686	7.6 ± 0.1
	Металлы	-0.6 ± 0.8
DK Tau	He I 5876	4.3 ± 0.3
	He I 6678	2.4 ± 0.5
	He II 4686	6.9 ± 0.6
	Металлы	-1.0 ± 0.5
EX Lup	He I 5876	3.5 ± 0.2
	He I 6678	2.1 ± 0.4
	He II 4686	6.9 ± 0.4
	Металлы	0.5 ± 0.2
TW Hya	He I 5876	4.1 ± 0.1
	He I 6678	4.2 ± 0.2
	He II 4686	6.5 ± 0.2
	Металлы	0.3 ± 0.1

невзвешенного для каждого спектра:

$$\bar{v}_t = \frac{\sum v_i w_i}{\sum w_i}, \quad w_i = \frac{1}{\sigma_i^2}. \quad (8)$$

Результаты представлены в табл. 3.

Периодичность лучевых скоростей

Основная причина вариаций лучевых скоростей узких эмиссионных линий — изменение лучевой скорости горячего пятна вследствие вращения звезды. Периоды вращения звезд TW Hya и EX Lup могут быть измерены по синусоидальным изменениям лучевой скорости абсорбционных линий. Полученные таким образом периоды равны 3.568 д. для TW Hya и 7.417 д. для EX Lup, что согласуется с предыдущими работами (Герцег и др. 2023, Коспал и др. 2014).

Точки на кривых лучевых скоростей DK Tau и BP Tau испытывают большие отклонения от ожидаемой синусоидальной зависимости. Более того, даже в одном спектре разные линии имеют разные смещения. Эти отклонения не связаны с ошибками измерений, а имеют естественное происхождение, связанное с эффектом вуалирования. Из-за вращения звезды любое отклонение от осевой симметрии приводит к появлению переменных искажений профиля, которые приводят к кажущейся переменности лучевых скоростей. В фотометрической кривой строгая периодичность

также не выявляется из-за наложения других факторов переменности (переменность аккреции, пылевые затмения).

Периодичности в переменности эмиссионных линий изучались методом Барнинга (Теребиж, 1992) одновременно по всем измеряемым эмиссионным линиям в интервале от 3 до 15 дней. Периодограмма не показывает явно выраженного периода, максимальный пик для DK Tau достигается при $P = 9.3902$ дней. Однако приводимые в литературе периоды в диапазоне $\sim 8.2\text{--}8.4$ (Нелиссен и др., 2023; Бовье и др., 1993; Перси и др., 2010) также не могут быть отвергнуты, например, выделяется пик на периоде $P = 8.1887$ дней.

В случае BP Tau строгая периодическая переменность отсутствует и в эмиссионных линиях. Регулярные изменения лучевой скорости происходят на небольших временных интервалах, по которым можно заключить, что период вращения BP Tau ~ 8 дней, то есть находится в интервале, типичном для звезд типа T Тельца.

Кроме того, интересной особенностью BP Tau является то, что изменение скорости эмиссионных линий (V_e), в отличие от всех остальных звезд, происходит в фазе с изменениями скорости абсорбционных линий (V_a), что невозможно, если причиной обоих изменений является изменение лучевой скорости горячего пятна вследствие вращения звезды (Петров и др., 2001). Совпадение фаз V_e и V_a будет наблюдаться, если вещество втекает в горячее пятно по касательной к поверхности, однако это не согласуется с общепринятой картиной формирования узких компонентов эмиссионных линий. Искажения лучевой скорости абсорбционных линий звезды могут быть вызваны неоднородными затмениями видимого диска звезды, то есть в следствие эффекта Росситера-Маклафлина (Додин и др., 2021). Если такие затмения происходят с периодом вращения, то это может привести к сдвигу фазы лучевой скорости на произвольную величину. Причиной таких затмений может быть искривление внутренней границы аккреционного диска (Бовье и др., 1999), который начинает периодически затмевать звезду.

КРИВАЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ПРИ НАЛИЧИИ РАДИАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ГАЗА

Наблюдаемые периодические изменения лучевой скорости линий гелия связаны с вращением звезды. Для точки, покоящейся относительно поверхности звезды, изменение лучевой скорости будет описываться формулой:

$$V_r^{\text{rot}} = v \sin i \sin \varphi \sin \theta, \quad (9)$$

где v — линейная скорость вращения звезды на экваторе, угол φ — долгота, θ — угол между осью вращения и направлением на пятно, i — угол между осью вращения и лучом зрения (см. рис. 2). Такую модель

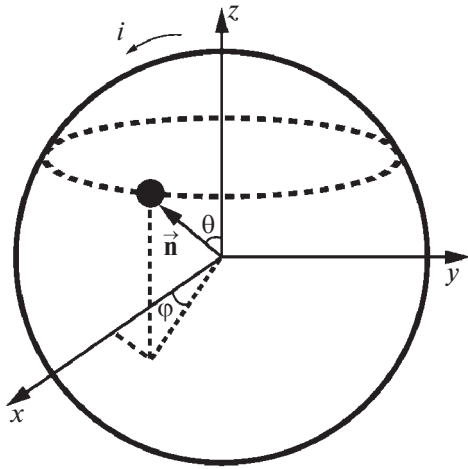


Рис. 2. Схематическое изображение звезды с пятном.

переменности рассматривали в работе МакГиннис и др. (2020) для определения широты аккреционной зоны θ .

Однако если газ движется относительно поверхности, формула (9) должна быть дополнена еще одним слагаемым. Для случая радиального движения это слагаемое записывается как:

$$V_r^{\text{in}} = v_{\text{in}}(\cos \varphi \sin \theta \sin i + \cos \theta \cos i), \quad (10)$$

где v_{in} — скорость втекания газа. Общий случай рассмотрен в приложении.

Таким образом, в случае радиального движения изменение скорости является суммой двух периодических функций:

$$V_r^{\text{rot}} + V_r^{\text{in}} = A \sin \varphi + B \cos \varphi + C = \sqrt{A^2 + B^2} \sin(\varphi + \Delta\varphi) + C, \quad (11)$$

где $A = v \sin i \sin \theta$, $B = v_{\text{in}} \sin \theta \sin i$, $C = v_{\text{in}} \cos \theta \cos i$ — наблюдаемая средняя скорость линии, $\Delta\varphi$ — фазовый сдвиг относительно линий с $v_{\text{in}} = 0$:

$$\cos \Delta\varphi = \frac{v \sin i}{\sqrt{(v \sin i)^2 + \left(\frac{C \operatorname{tg} i}{\cos \theta}\right)^2}}. \quad (12)$$

В качестве “покоящихся” линий можно выбрать эмиссионные линии металлов, которые должны формироваться в наиболее глубоких слоях горячего пятна, что подтверждается нашими измерениями (табл. 3).

На рис. 3 красными точками показаны фазовые сдвиги $\Delta\varphi$ кривой лучевых скоростей He II для параметров звезд i , $v \sin i$ из табл. 2 и широты пятна θ , вычисленной по формуле 11 с учетом втекания газа. Широта пятна определяется амплитудой изменения скорости. Формулы 9 и 11 записаны для точечного пятна,

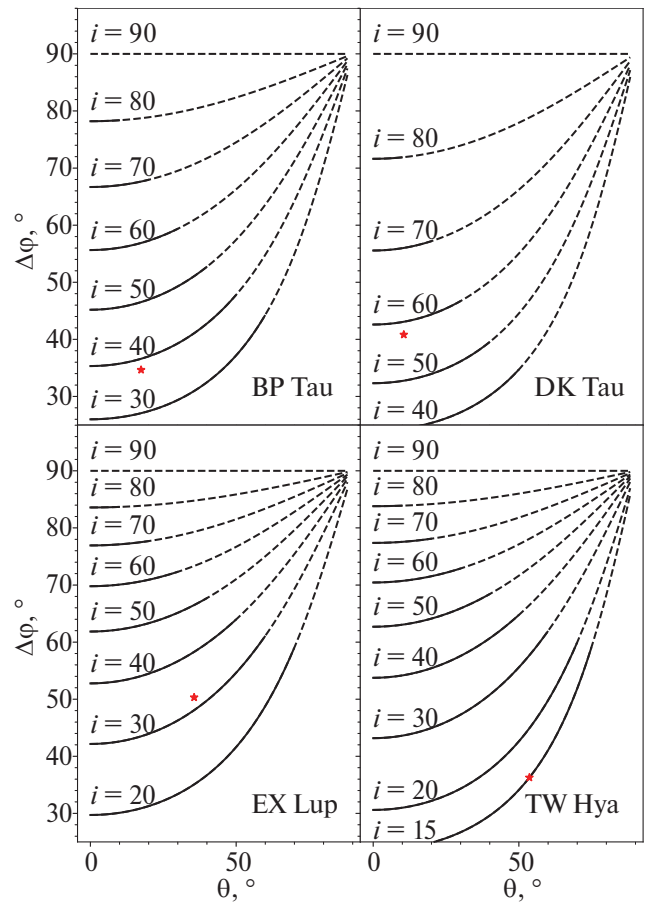


Рис. 3. Возможные значения фазовых сдвигов линии He II 4686 Å для всех исследуемых звезд. Штриховыми линиями нанесены области, при которых пятно не видно при заданном наклоне оси вращения звезды к лучу зрения i . Красными точками отмечены фазовые сдвиги при параметрах звезд i , $v \sin i$ (табл. 2) и широте θ , вычисленной по формуле 11.

однако протяженность пятна по долготе может уменьшать амплитуду скорости, тем самым уменьшая θ . Параметр i так же может быть определен ненадежно, поэтому мы приводим на рисунках фазовые сдвиги, которые должны наблюдаться при любых значениях i и θ для наблюдаемых $v \sin i$ и C у линии He II 4686 (12). Аналогичные графики можно рассчитать для линий He I. Из этих графиков следует, что при фиксированном i , фазовый сдвиг не может быть меньше некоторого предела, который достигается при $\theta = 0^\circ$. Для всех линий эти предельные значения при i из табл. 2 приведены в табл. 4.

Наблюдаемые фазовые сдвиги

На рис. 4 и 5 показаны кривые лучевых скоростей линий гелия в сравнении с линиями металлов для DK Tau и EX Lup. Аппроксимирующие синусоиды найдены методом наименьших квадратов. В табл. 5 приведены соответствующие значения наблюдаемых фазовых сдвигов относительно линий металлов. Видно, что в пределах ошибок фазовые сдвиги равны 0. Для

Таблица 4. Нижние пределы смещений по фазе для наблюдаемых скоростей линий гелия

Линия	BP Tau	DK Tau	EX Lup	TW Hya
He I 5876	19°	28°	26°	15°
He I 6678	9°	17°	17°	15°
He II 4686	33°	40°	44°	24°

Таблица 5. Наблюдаемые фазовые сдвиги эмиссионных линий относительно линий металлов

Звезда	Линия	$\Delta\varphi$, °
DK Tau	He I 5876	4.4 ± 6.8
	He I 6678	-2.9 ± 8.9
	He II 4686	-2.6 ± 10.5
	Металлы	0 ± 7.7
EX Lup	He I 5876	9.9 ± 8.8
	He I 6678	12.9 ± 7.8
	He II 4686	-3.3 ± 16.8
	Металлы	0 ± 9.9
TW Hya	He I 5876	9.8 ± 18.0
	He I 6678	5.7 ± 10.2
	Металлы	0 ± 10.8

DK Tau такой же результат получается и при других возможных значениях периода, например, для $P = 8.1887$ дней. Это связано с тем, что если значения двух величин изменяются синфазно, то они коррелируют, а если они коррелируют, то эта корреляция сохранится для любого значения периода.

На рис. 6 показаны фазовые кривые лучевых скоростей линий нейтрального гелия в сравнении с линиями металлов для TW Hya. Так же, как и в случае DK Tau и EX Lup, наблюдаемые фазовые сдвиги между эмиссионными линиями у TW Hya равны 0, соответствующие значения записаны в табл. 5. Измерения скорости линии He II 4686 Å у TW Hya не показывают периодической переменности. Возможно, это связано с наличием сильного широкого компонента линии, вследствие чего невозможно измерить точно положение центра узкого компонента.

В случае BP Tau измерения скорости линий металлов оказались недостаточно точными для определения фазовых сдвигов, поэтому на рис. 7 показано сравнение кривых лучевых скоростей линий He II 4686 Å и He I 5876 Å при периоде $P = 8.6681$ дней в третий наблюдательный сезон (табл. 1), поскольку только там прослеживается периодическая переменность линий. Фазовый сдвиг между кривыми $\Delta\varphi = -8^\circ \pm$

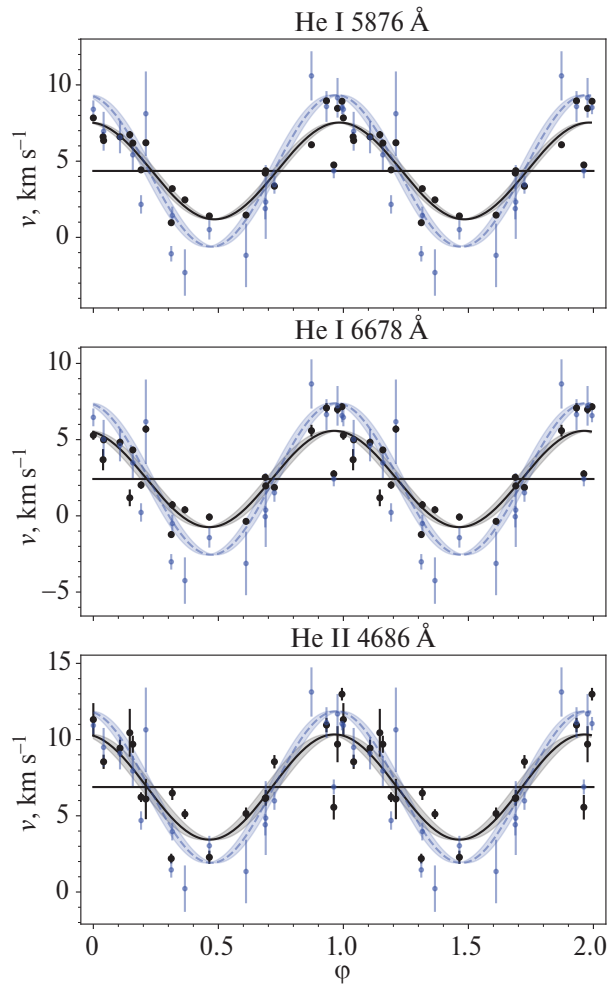


Рис. 4. Фазовые кривые лучевых скоростей линий гелия (черные кривые и точки) для DK Tau при значении периода $P = 9.3902$ дней в сравнении с кривыми для линий металлов (синие штриховые кривые и точки). Для удобства сравнения средняя скорость металлов смещена на среднюю скорость соответствующих линий.

$\pm 14^\circ$, то есть ионизованный гелий меняется в фазе с нейтральным гелием в пределах ошибок. Заметим, что узкий компонент линии He II 4686 Å имеет амплитуду больше, чем у других эмиссионных линий BP Tau. Возможно, это объясняется тем, что область формирования узкого компонента He I имеет большую протяженность по долготе, чем область формирования He II (см. рис. 6 в работе Сингх и др. 2024).

Используя формулу 12, мы показали на рис. 3, какие фазовые сдвиги должны наблюдаться, если принять наблюдаемые смещения линий за доплеровские смещения, вызванные втеканием газа. Используя эту же формулу, можно ответить на вопрос, какие скорости втекания соответствуют наблюдаемым сдвигам. Эти скорости зависят от широты пятна, и так же, как и в случае с фазовыми сдвигами, для них можно установить верхний предел, который показан в табл. 6 для разных линий. Поскольку в случае BP

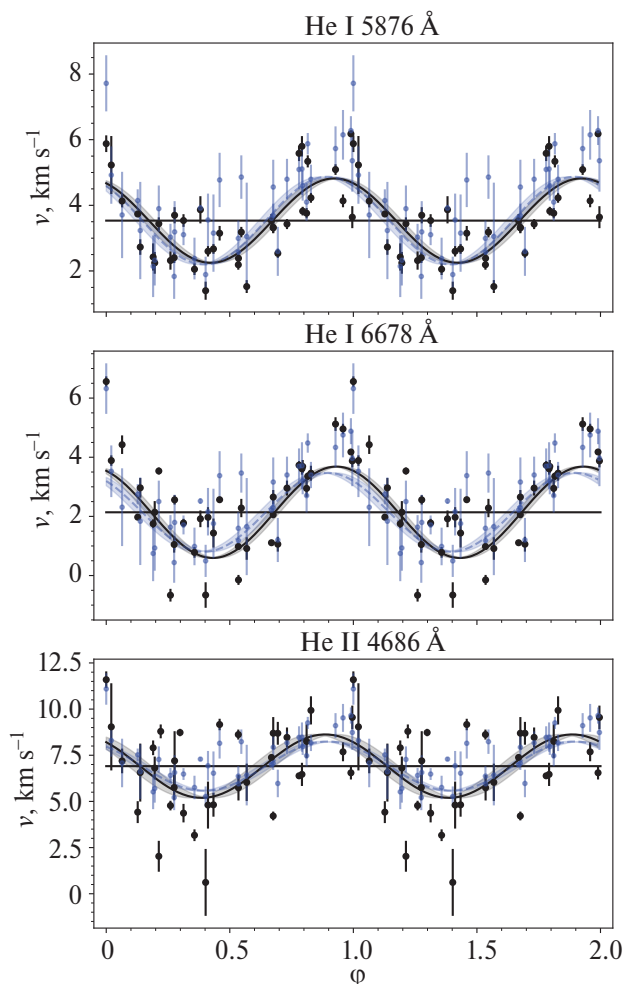


Рис. 5. Фазовые кривые лучевых скоростей линий гелия (черные кривые и точки) для EX Lup в сравнении с кривыми для линий металлов (синие штриховые кривые и точки). Для удобства сравнения средняя скорость металлов смещена на среднюю скорость соответствующих линий.

Тау линии металлов не показывают периодической переменности, мы вычислили максимально возможную скорость линии He II относительно He I, которая составила $v_{\text{He II}} - v_{\text{He I}} = 1.7$ км/с.

Таким образом, в пределах ошибок измерений $\sim 10^\circ$ все эмиссионные линии меняются без фазовых сдвигов, которые должны были бы возникать, если газ в области их формирования имеет скорость относительно поверхности звезды. Вместе с тем верхний предел смещения скорости вследствие движения газа при наблюдаемых фазовых сдвигах много меньше наблюдаемых смещений скорости линий гелия.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАЕМЫХ СМЕЩЕНИЙ ЛИНИЙ

Наши измерения подтверждают наличие смещения эмиссионных линий гелия на 2 – 7 км/с относительно средней скорости абсорбционных линий, что сравни-

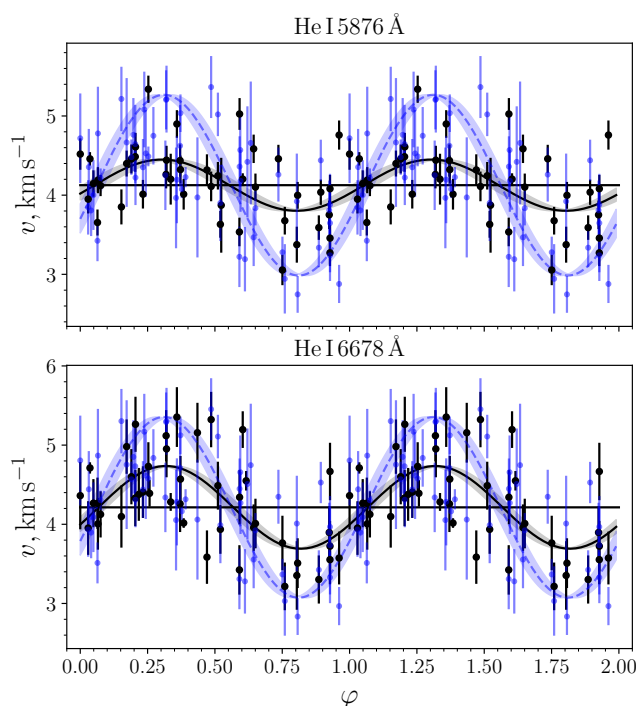


Рис. 6. Фазовые кривые лучевых скоростей линий He I 5876 Å и He I 6678 Å (черные кривые и точки) TW Hy в сравнении с кривыми для линий металлов (синие штриховые кривые и точки). Для удобства сравнения средняя скорость металлов смещена на среднюю скорость соответствующих линий.

мо со значением $v \sin i$ звезд. Если эти смещения вызваны падением газа на звезду, то между кривыми лучевых скоростей различных линий должны возникать заметные фазовые сдвиги. Тем не менее все эмиссионные линии меняются синфазно в пределах точности измерения $\sim 10^\circ$, что указывает на отсутствие движения газа относительно поверхности звезды. Ниже мы обсудим возможные причины сдвига линий, которые не связаны с эффектом Доплера.

He I

Узкий компонент нейтрального гелия формируется в основании аккреционной колонки, где плотность достигает значений $\sim 10^{15}$ см $^{-3}$ (Додин, 2018). При таких плотностях линия может испытывать сдвиг из-за эффекта Штарка. Зависимость величины этого сдвига от электронной концентрации взята из таблиц Дмитриевич и др. (1990). Для линии He I 6678 Å при плотности $N = 10^{14}$ см $^{-3}$ смещение в красную сторону, равное 4.91×10^{-3} Å, соответствует скорости $v = 0.2204$ км/с. Наблюдаемому значению скорости He I 6678 Å ~ 2 км/с в приближении линейной зависимости соответствует плотность $\sim 10^{15}$ см $^{-3}$ для всех звезд, то есть полностью соответствует модельным значениям в области формирования узких компонентов линий нейтрального гелия. Таким образом, смещение He I 6678 Å можно полностью объяснить

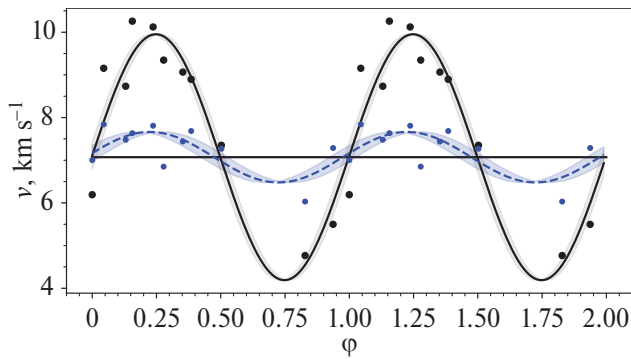


Рис. 7. Кривая лучевых скоростей He II 4686 Å (черная кривая) и He I 5876 Å (синяя штриховая кривая) звезды BP Tau на эпоху MJD₀ = 56667.41252.

Таблица 6. Верхние пределы смещения линий C для наблюдаемых фазовых сдвигов

Линия	DK Tau	EX Lup	TW Hya
		v , км/с	
He I 5876	0.6	1.2	2.6
He I 6678	0.4	1.6	1.5
He II 4686	0.4	0.4	—

эффектом Штарка, а не втеканием газа в пятно.

Таким же образом объяснить смещение для линии He I 5876 Å нельзя, потому что для этой линии смещение из-за эффекта Штарка равно -9.86×10^{-4} Å, то есть в голубую сторону. Однако линия He I 5876 Å содержит несколько компонентов тонкой структуры, которые последовательно насыщаются, и, следовательно, положение центра линии зависит от оптической толщины, поскольку профиль суммарной линии можно записать как

$$f_{\lambda} \sim 1 - e^{-\tau_{\lambda}},$$

где

$$\tau_{\lambda} = \tau \frac{\sum_i (gf)_i e^{-\frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{2\sigma^2}}}{\sum_i (gf)_i}.$$

Здесь λ_i и $(gf)_i$ — центральные длины волн и силы осциллятора каждого компонента линии He I 5876 Å, $\sigma \approx 0.1$ Å определяет ширину компонент.

На рис. 8 показано, как будет меняться положение центра линии He I 5876 Å в зависимости от оптической толщины. Графики рассчитаны с учетом эффекта Штарка при температурах $10^4 - 2 \times 10^4$ К и плотностях, соответствующих наблюдаемой скорости линии He I 6678 Å относительно средней по gf длины волны компонент линии He I 5876 Å. Область пересечения наблюдаемой скорости He I 5876 Å с рассчитанной скоростью смещения вследствие многокомпонентности с учетом эффекта Штарка достигается при $\tau \gg 1$.

Таким образом, смещение линии He I 5876 Å можно объяснить, если эта линия образуется в газе с плотностью 10^{15} см⁻³ при температуре $10^4 - 2 \times 10^4$ К и имеет большую оптическую толщину, что полностью соответствует моделям горячего пятна.

He II

Приведенное объяснение смещений для линий нейтрального гелия не подходит для ионизованного гелия. В случае, если бы линия He II 4686 Å была оптически толстой, то сдвиг из-за многокомпонентности был бы ~ -5 км/с, то есть в голубую, а не красную сторону спектра. Однако модели предсказывают, что эта линия оптически тонкая, следовательно эффект многокомпонентности вообще не играет роли. Эффект Штарка также не сдвигает центральную длину волны водородоподобных ионов. Мы не можем указать конкретную причину смещения скоростей линий He II, однако отсутствие фазовых сдвигов между всеми линиями говорит о том, что эти смещения не связаны с течением газа в аккреционной колонке. Отсутствие фазовых сдвигов может наблюдаться при касательном (тороидальная скорость $v_{\phi} \neq 0$, см. Приложение) падении газа на звезду, однако такое падение не приводит к смещению центра линии. Смещение центра из-за движения газа возможно только при ненулевой радиальной (v_r) и/или полоидальной компоненты (v_{θ}) скорости втекания газа в пятно, однако в этом случае возникают фазовые сдвиги. Смещения скорости могут быть связаны с искажением профиля линии из-за наличия эмиссионного компонента, который смещен в красную сторону на несколько км/с, но не испытывает вращательной модуляции, либо из-за наличия абсорбционного компонента с голубой стороны профиля, также не испытывающего вращательной модуляции. Такие компоненты не обязательно связаны с плазмой, которая излучает или поглощает в линии He II, а могут быть артефактом вычитания линий поглощения звезды, поскольку наша процедура предполагает совпадение относительных глубин абсорбционных линий у звезды и у спектра сравнения, а также постоянство вуалирования в окрестности линии He II. Нельзя исключить, что аналогичные эффекты значительно влияют и на результаты измерения скорости линий He I, однако в этом случае соответствие плотности и оптической толщины линий He I теоретическим ожиданиям выглядит удивительным совпадением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были измерены скорости эмиссионных линий нейтрального и ионизованного гелия, а также скорости эмиссионных линий металлов в спектрах звезд типа Т Тельца. Измерения были основаны на спектральном мониторинге четырех звезд: BP Tau, DK Tau, EX Lup и TW Hya.

В случае DK Tau, EX Lup и TW Hya спектральная переменность оказалась регулярной на всем интерва-

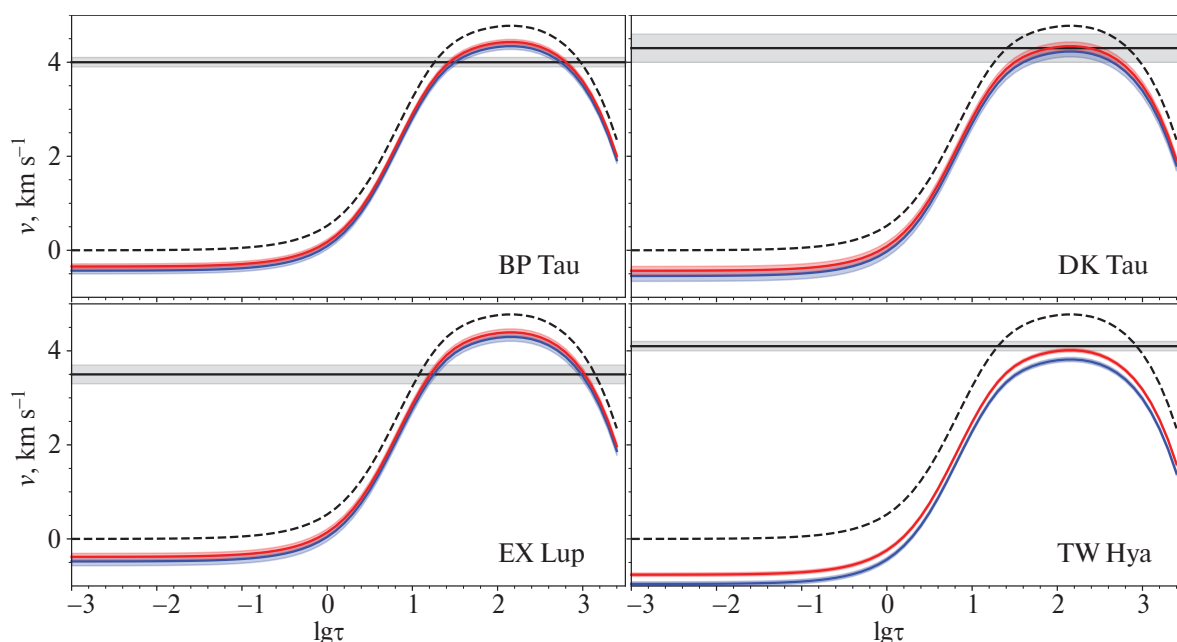


Рис. 8. Зависимость смещения в км/с линии He I 5876 Å от логарифма оптической толщины $\lg \tau$. Красные линии для температуры 20000 K, синие — 10000 K. Кривые рассчитаны для наблюдаемых плотностей, вычисленных по линии He I 6678 Å. Штриховой линией показана зависимость скорости He I 5876 Å без учета смещения вследствие эффекта Штарка. Горизонтальная линия — наблюдаемая скорость линии He I 5876 Å.

ле наблюдений. Это означает, что за это время положение и геометрия аккреционного пятна не менялась существенно. Другую картину переменности показывает BP Tau: регулярная переменность наблюдалась только в третьем сезоне наблюдений (2014 год).

Полученные средние скорости линий He I и He II рассматриваемых звезд отличны от нуля (табл. 3) и могут свидетельствовать о наличии движения газа в атмосфере. Однако такое движение должно приводить к фазовому сдвигу кривых лучевых скоростей для линий He I, He II относительно линий металлов. Измерения показывают, что такие фазовые сдвиги отсутствуют. Это означает, что наблюдаемое смещение линий не связано с движением газа в зоне охлаждения за фронтом ударной волны. Нельзя исключить, что они вызваны движением какого-то другого газа, который не связан с горячим пятном, не испытывает вращательной модуляции, а накладывается на профиль с красной стороны, вызывая тем самым общий сдвиг. Однако в случае нейтрального гелия наблюдаемые сдвиги могут быть полностью объяснены смещениями, которые вызваны большой оптической толщиной и эффектом Штарка, причем требуемые значения толщины и плотности полностью соответствуют теоретическим моделям для основания аккреционной колонки (Додин, 2018).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят рецензентов за внимательное чтение статьи и полезные замечания. Работа выпол-

нена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант 23-12-00092).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бовье и др. (J. Bouvier, S. Cabrit, M. Fernandez, E. L. Martin, and J. M. Matthews), *Astron. Astrophys.* **272**, 176 (1993).
2. Бовье и др. (J. Bouvier, A. Chelli, S. Allain, L. Carrasco, R. Costero, I. Cruz-Gonzalez, et al.), *Astron. Astrophys.* **349**, 619 (1999).
3. Валенти и др. (J. A. Valenti and N. Piskunov), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **118**, 595 (1996).
4. Верхан и др. (A. Wehrhahn, N. Piskunov, and T. Ryabchikova), *Astron. Astrophys.* **671**, A171 (2023).
5. Герцег и др. (G. J. Herczeg and L. A. Hillenbrand), *Astrophys. J.* **786**, 97 (2014).
6. Герцег и др. (G. J. Herczeg, Y. Chen, J.-F. Donati, A. K. Dupree, F. M. Walter, L. A. Hillenbrand, et al.), *Astrophys. J.* **956**, 102 (2023).
7. Димитриевич и др. (M. S. Dimitrijevic and S. Sahal-Brechot), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **82**, 519 (1990).
8. Додин и др. (A. V. Dodin and E. A. Suslina), *MNRAS* **503**, 5704 (2021).
9. Додин (A. Dodin), *MNRAS* **475**, 4367 (2018).
10. Донати и др. (J. F. Donati, M. M. Jardine, S. G. Gregory, P. Petit, F. Paletou, J. Bouvier, et al.), *MNRAS* **386**, 1234 (2008).
11. Донати и др. (J. F. Donati, S. G. Gregory, S. H. P. Alencar, J. Bouvier, G. Hussain, M. Skelly, et al.), *MNRAS* **417**, 472 (2011).

12. Коломбо и др. (S. Colombo, S. Orlando, G. Peres, C. Argiroffi, and F. Reale), *Astron. Astrophys.* **594**, A93 (2016).
13. Коспал и др. (Á. Kóspál, M. Mohler-Fischer, A. Sicilia-Aguilar, P. Ábrahám, M. Curé, T. Henning, et al.), *Astron. Astrophys.* **561**, A61 (2014).
14. Лонг и др. (F. Long, G. J. Herczeg, D. Harsono, P. Pinilla, M. Tazzari, C. F. Manara, et al.), *Astrophys. J.* **882**, 49 (2019).
15. МакГиннис и др. (P. McGinnis, J. Bouvier, and F. Gallet), *MNRAS* **497**, 2142 (2020).
16. Нелиссен и др. (M. Nelissen, P. McGinnis, C. P. Folsom, T. Ray, A. A. Vidotto, E. Alecian, et al.), *Astron. Astrophys.* **670**, A165 (2023).
17. Перси и др. (J. R. Percy, S. Grynko, R. Seneviratne, and W. Herbst), *PASP* **122**, 753 (2010).
18. Петров и др. (P. P. Petrov, G. F. Gahm, J. F. Gameiro, R. Duemmler, I. V. Ilyin, T. Laakkonen, et al.), *Astron. Astrophys.* **369**, 993 (2001).
19. Пискунов и др. (N. Piskunov and J. A. Valenti), *Astron. Astrophys.* **597**, A16 (2017).
20. Поулли и др. (K. Pouilly, J. Bouvier, E. Alecian, S. H. P. Alencar, A. M. Cody, J. F. Donati, et al.), *Astron. Astrophys.* **656**, A50 (2021).
21. Поулли и др. (K. Pouilly, M. Audard, A. Lavail, and Á. Kóspál), *arXiv e-prints*, p. arXiv:2409.03322 (2024).
22. Рябчикова и др. (T. Ryabchikova, N. Piskunov, R. L. Kurucz, H. C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, et al.), *Physica Scripta* **90**, 054005 (2015).
23. Сингх и др. (K. Singh, J. P. Ninan, M. M. Romanova, D. A. H. Buckley, D. K. Ojha, A. Ghosh, et al.), *arXiv e-prints*, p. arXiv:2404.05420 (2024).
24. Сицилия-Агулар и др. (A. Sicilia-Aguilar, M. Fang, V. Roccatagliata, A. Collier Cameron, Á. Kóspál, T. Henning, et al.), *Astron. Astrophys.* **580**, A82 (2015).
25. Теребиж, *Анализ временных рядов в астрофизике*, М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. (1992).
26. Хартманн и др. (L. Hartmann, G. Herczeg, and N. Calvet), *ARAA* **54**, 135 (2016).

ПРИЛОЖЕНИЕ. ЛУЧЕВАЯ СКОРОСТЬ ЛИНИИ В СЛУЧАЕ ВТЕКАНИЯ ГАЗА В ПЯТНО ПОД ПРОИЗВОЛЬНЫМ УГЛОМ

В случае, когда вещество падает на поверхность звезды под произвольным углом, вектор скорости падающего газа можно разложить на полоидальную (v_{in}^{θ}), тороидальную (v_{in}^{φ}) и радиальную компоненты (v_{in}^r). Тогда изменение наблюдаемой скорости можно записать в виде

$$v = (v \sin \theta - v_{\text{in}}^{\varphi}) \sin \varphi \sin i + \\ + (v_{\text{in}}^r \sin \theta - v_{\text{in}}^{\theta} \cos \theta) \cos \varphi \sin i + \\ + (v_{\text{in}}^r \cos \theta + v_{\text{in}}^{\theta} \sin \theta) \cos i. \quad (13)$$

Фазовый сдвиг в данном случае зависит от компонент скорости падающего газа и не выражается через наблюдаемые величины. Тороидальная компонента меняет амплитуду переменности скорости. Наличие полоидальной компоненты может как увеличивать, так и уменьшать амплитуду, фазовый сдвиг и смещение средней скорости. Вместе с тем, падение вещества под значительным углом не согласуется с общепринятой картиной аккреции, поэтому мы будем рассматривать падение вещества, близкое к нормальному.

МАГНИТНЫЕ ЖГУТЫ С ТОКОВОЙ ОБОЛОЧКОЙ КАК ВСПЫШЕЧНЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ СТРУКТУРЫ

© 2024 г. А. А. Соловьев^{1*}, Е. А. Киричек¹

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 21.05.2024 г.

После доработки 17.10.2024 г.; принята к публикации 17.10.2024 г.

Модели бессиловых магнитных жгутов различаются по их внутренней токовой структуре: в одном случае сильные электрические токи сосредоточены на оси жгута, а в другом — в тонкой периферической оболочке. В настоящей работе проводится сравнительный анализ трех новых моделей второго типа. Все бессиловые магнитные жгуты имеют одно общее физическое свойство, приводящее к вспышечному энерговыделению: при выходе вершины петельного жгута в хромосферу и корону Солнца, внешнее давление, удерживающее жгут от бокового расширения, неуклонно падает; при некотором критическом его уменьшении продольное магнитное поле жгута стремится к нулю на поверхности смены знака токов. При этом азимутальный ток $j_\varphi(r)$ и бессиловой параметр $\alpha(r)$, приближаясь к разрыву на этой поверхности, начинают неограниченно расти вблизи нее. Это приводит к возбуждению плазменной ионно-звуковой неустойчивости, резкому понижению проводимости плазмы, быстрой диссипации магнитной энергии в жгуте и генерации супер-дрейсеровских электрических полей. Совокупность таких процессов в сочетании с эффектом Паркера — выравниванием с альвеновской скоростью вращательного момента (torque) вдоль оси жгута — хорошо описывает основные проявления солнечной вспышки.

Ключевые слова: солнечная вспышка, магнитное поле, бессиловой магнитный жгут, плазменная неустойчивость, вращательный момент.

DOI: 10.31857/S0320010824090054, EDN: LORYGS

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы мы развиваем модели солнечных вспышек, основанные на свойствах скрученных магнитных силовых трубок, способных запасать большое количество свободной, связанной с электрическими токами, магнитной энергии (Соловьев, Муравский 2014; Соловьев, Киричек 2021, 2023; Соловьев 2022, 2024; Соловьев, Королькова, Киричек 2023). Мы рассматриваем длинную слабоизогнутую петлю скрученного магнитного поля (экранированный магнитный жгут (magnetic flux rope, далее — MFR), Паркер, 1979, 2007), концы которой закреплены далеко внизу, в фотосфере (рис. 1).

Для обеспечения большой энергетики вспышки магнитное поле вспышечного волокна должно быть достаточно сильным (не менее нескольких сотен Гс). В разреженной солнечной атмосфере магнитное поле с такой напряженностью может быть только бессиловым:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \quad \mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0. \quad (1)$$

Здесь коэффициент $\alpha(r)$ есть некоторая псевдоскалярная функция координат, квадрат которой, согласно уравнению индукции (23), определяет скорость диссипации бессилового магнитного поля. По мере выхода вершины магнитной петли-жгута в солнеч-

ную атмосферу, внешнее давление, которое, согласно теореме Шафранова (1964), обязательно должно присутствовать, чтобы удерживать жгут от бокового расширения на бесконечность, будет неуклонно падать. В работах (Соловьев, 2022, 2024; Соловьев, Киричек 2023; Соловьев, Королькова, Киричек, 2023) мы показали, что для любого бессилового MFR существует такое критически низкое значение этого внешнего давления, при котором продольное магнитное поле жгута обращается в нуль на той магнитной поверхности, где электрические токи экранированного MFR меняют знак. На рис. 1 эта поверхность с координатой r_0 обозначена как CIS — *current inversion surface*. Оказывается, что, когда $B_z(r_0) \rightarrow 0$, азимутальный электрический ток $j_\varphi(r)$ и бессиловой параметр $\alpha(r)$, приближаясь к разрыву второго рода на этой магнитной поверхности, начинают по обеим ее сторонам неограниченно расти (по модулю). Это приводит к тому, что токовая (или дрейфовая) скорость электронов вблизи CIS неизбежно превысит скорость ионного звука, что вызовет возбуждение в магнитном жгуте плазменной ионно-звуковой неустойчивости. Рассеяние токовых электронов на плазмонах ионного звука очень резко, на 6–7 порядков, понижает проводимость плазмы (Арцимович, Сагдеев, 1979; Соловьев, 2022, 2024). Благодаря аномально высокому сопротивлению, плазма жгута сильно разогревает-

*Электронный адрес: solov@gaoran.ru

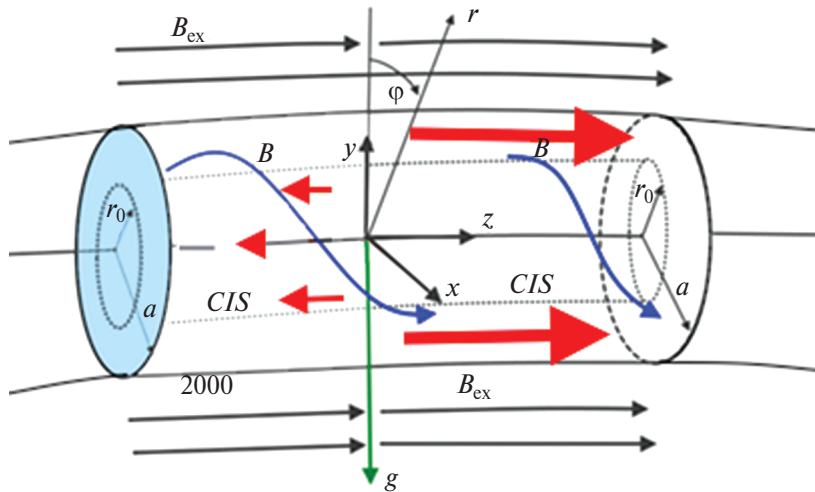


Рис. 1. Сегмент магнитного цилиндра с радиусом сечения a представляет собою вершину скрученной слабо изогнутой магнитной петли, основания которой закреплены далеко в фотосфере (модель Паркера). Полный электрический ток в MFR экранирован ($I = \int_0^a j_z 2\pi r dr = 0$), так что внутри жгута всегда имеется магнитная поверхность радиуса $r_0 < a$, на которой токи меняют знак (это CIS — current inversion surface). B_{ex} — внешнее продольное магнитное поле, обеспечивающее боковое равновесие жгута.

ся, и скорость уменьшения напряженности магнитного поля в нем достигает нескольких Гаусс в секунду (Флейшман и др., 2020, 2022). По закону индукции Фарадея это приводит к генерации в жгуте электрических полей, значительно превосходящих поле Дрейсера (1959). Совокупность описанных явлений хорошо отражает природу вспышечных событий.

Особенностью моделей MFR, использованных в указанных выше наших работах было то, что в них радиус поперечного сечения магнитного жгута a определялся асимптотически, т.е. как радиус той магнитной поверхности, на которой электрические токи и азимутальное магнитное поле плавно стремятся к нулю ($j_z, j_\phi \rightarrow 0, B_\phi|_{(r \rightarrow a)} \rightarrow 0$), а продольное магнитное поле B_z на этой граничной поверхности также плавно переходит во внешнее поле B_{ex} .

Это обстоятельство нередко приводит к недопониманию у некоторых из наших рецензентов. Они путают (или просто приравнивают) радиус поперечного сечения всего магнитного жгута a с радиусом той внутренней магнитной поверхности, на которой меняют свой знак электрические токи экранированного жгута r_0 (рис. 1). В данной работе мы рассмотрим три новых модели MFR, в которых радиус их поперечного сечения определяется уже не асимптотически, а математически точно и строго.

Вторая особенность этих новых моделей состоит в том, что в них плотность обратного тока значительно превосходит плотность тока на оси жгута. Обычно имеет место противоположная ситуация: возвратный ток, будучи распределен по большой площади в области относительно слабого поля за радиусом r_0 , имеет, как правило, значительно меньшую пространственную плотность, и его бывает очень трудно фикси-

ровать наблюдательными средствами. Указанная особенность жгутов с токовой оболочкой означает, что возбуждение плазменной неустойчивости и вспышечное энерговыделение в них возникает не в центральной части жгута, а в его периферическом слое, где плотность электрических токов максимальна. Еще одна особенность данных моделей MFR состоит в том, что они дают высокие значения бессилового параметра $\alpha(r)$ именно на периферии жгута, обеспечивая здесь быструю диссипацию энергии магнитного поля и токов во вспышечном процессе.

2. МОДЕЛИ БЕССИЛОВОГО МАГНИТНОГО ЖГУТА

Рассмотрим равновесие бессилового экранированного MFR, расположенного горизонтально в солнечной атмосфере с однородным полем тяжести g . На рис. 1 показаны декартова (x, y, z) и цилиндрическая (r, ϕ, z) системы координат, вдоль оси z предполагается трансляционная симметрия. Синим цветом представлены силовые линии магнитного поля: $\mathbf{B}\{0, B_\phi(r), B_z(r)\}$.

Азимутальное поле MFR удобно описывать потоковой функцией

$$A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx. \quad (2)$$

Для выполнения условия $\text{div } \mathbf{B} = 0$, компоненты поля задаются в виде

$$B_x = -\frac{\partial A}{\partial y}, \quad B_y = \frac{\partial A}{\partial x}. \quad (3)$$

В декартовой системе, используя потоковую функцию, уравнения магнитогидростатической модели

для баланса сил и распределения плотности газа представляются в виде (Соловьев, 2024, 2022; Соловьев, Киричек, 2023, 2021):

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}, \quad (4)$$

$$\rho(x, y) = -\frac{1}{g(y)} \frac{\partial P(A, y)}{\partial y}. \quad (5)$$

Уравнение (4) представляет собою тип уравнения Грэда–Шафранова, в его правой части стоят производные не по координатам, а по потоковой функции. С его помощью можно найти продольное поле $B_z(r)$ в бессиловой конфигурации MFR. Для этого необходимо опустить член с газовым давлением в правой части уравнения (4) и тогда уравнение Грэда–Шафранова легко интегрируется по переменной A , при том условии, что его левая часть зависит только от функции A : $\Delta A = f(A)$. Пренебрежение газовым давлением в хромосфере и короне Солнца по сравнению с магнитными силами вполне оправдано, поскольку газовое давление в верхней хромосфере и короне способно уравновесить лишь давление магнитного поля с напряженностью в 1 Гс, а нас при моделировании вспышек интересуют поля не менее, чем в несколько сотен Гс. В силу того, что газовое давление, зависящее от координаты y , в данной задаче отбрасывается, в дальнейшем анализе речь пойдет о зависимостях всех параметров лишь от одной координаты r , поскольку из геометрии системы следует $(kx)^2 + (ky)^2 = (kr)^2$.

В данной модели мы выберем функцию потока в следующей форме:

$$A(x, y) = \frac{B_0}{k} \exp \left\{ \frac{-1}{m[1 - (kx)^2 - (ky)^2]} \right\}, \quad (6)$$

$$[(kx)^2 + (ky)^2] = (kr)^2 \leq 1.$$

При $(kr)^2 > 1$, $A \equiv 0$. Здесь B_0 есть мера индукции (напряженности) магнитного поля в жгуте (ее связь с напряженностью внешнего поля и поля на оси жгута будет показана ниже, перед формулой (20), k — масштабный фактор (обратная длина), вводимый для сохранения размерности. Коэффициент m в (6) — положительная целочисленная константа, которая принимает значения 1, 2, 3 и, соответственно, определяет три различных модели MFR: m_1, m_2, m_3 . Функцию (6) называют “шапочкой”: на конце области определения она и все ее производные обращаются в нуль (рис. 2), так что $ka = 1$, $k = 1/a$. Компоненты магнитного поля

$$B_x = \frac{2B_0ky}{m[1 - (kx)^2 - (ky)^2]} \times \exp \left[\frac{-1}{m[1 - (kx)^2 - (ky)^2]} \right], \quad (7)$$

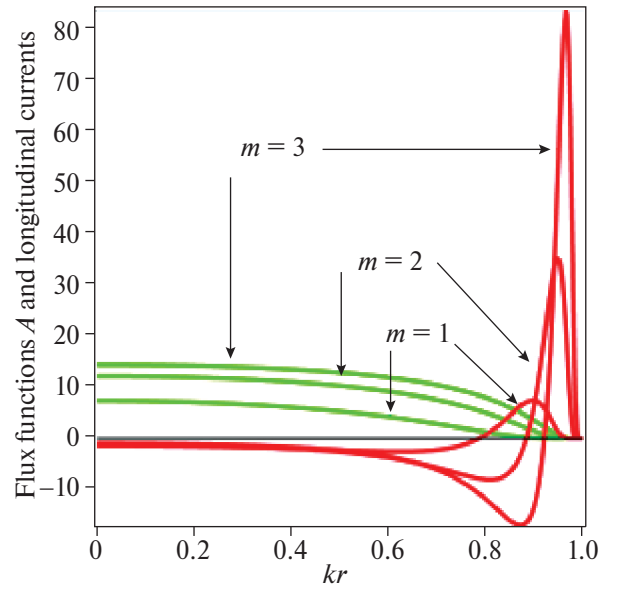


Рис. 2. Потокосые функции в единицах $B_0 k^{-1}$ (зеленые линии). Их амплитуды увеличены в 20 раз для удобства представления. Красные линии — плотности продольного тока $j_z(r)$ в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1} = cB_0(4\pi\alpha)^{-1}$. Для m_1 максимум тока равен 7.5, для $m_2 = 35.25$, а для $m_3 = 83.0$. Токи меняют знак в точках: $kr_{01} = 0.785$, $kr_{02} = 0.876$, $kr_{03} = 0.9205$.

$$B_y = \frac{-2B_0kx}{m[1 - (kx)^2 - (ky)^2]} \times \exp \left[\frac{-1}{m[1 - (kx)^2 - (ky)^2]} \right]. \quad (8)$$

В цилиндрических координатах азимутальное поле имеет простой вид

$$B_\varphi(r) = \frac{2(kr)kA(r)}{m[1 - (kr)^2]^2}, \quad (9)$$

где kr есть радиальное расстояние от оси жгута до данной точки.

Зависимость $B_\varphi(r)$ для моделей m_1, m_2, m_3 показана на рис. 3а — с синими линиями. Лапласианы в левой части уравнения (4) будут равны

$$\begin{aligned} \Delta A_1 &= k^2 A_1 [4(\ln A_1)^2 + 12(\ln A_1)^3 + 4(\ln A_1)^4], \quad (10) \\ \Delta A_2 &= k^2 A_2 [8(\ln A_2)^2 + 40(\ln A_2)^3 + 16(\ln A_2)^4], \\ \Delta A_3 &= k^2 A_3 [12(\ln A_3)^2 + 84(\ln A_3)^3 + 36(\ln A_3)^4], \end{aligned}$$

т.е. они действительно зависят только от потоковой функции A . Интегрирование уравнения (4) по пере-

менной A с лапласианами в форме (10) дает

$$\frac{B_{z,1}}{B_{0,1}}(r) = \left\{ G_1 - \left[\exp\left(\frac{-1}{1 - k^2 r^2}\right) \right]^2 \cdot \left[1 - \frac{2}{k^2 r^2 - 1} + \frac{2}{(k^2 r^2 - 1)^2} - \frac{4}{(k^2 r^2 - 1)^3} - \frac{4}{(k^2 r^2 - 1)^4} \right] \right\}^{1/2}, \quad (11)$$

$$\frac{B_{z,2}}{B_{0,2}}(r) = \left\{ G_2 - \left[\exp\left(\frac{-1}{2 - 2k^2 r^2}\right) \right]^2 \cdot \left[-2 + \frac{2}{k^2 r^2 - 1} - \frac{1}{(k^2 r^2 - 1)^2} + \frac{1}{(k^2 r^2 - 1)^3} + \frac{1}{(k^2 r^2 - 1)^4} \right] \right\}^{1/2}, \quad (12)$$

$$\frac{B_{z,3}}{B_{0,3}}(r) = \left\{ G_3 - \left[\exp\left(\frac{-1}{3 - 3k^2 r^2}\right) \right]^2 \cdot \left[3 - \frac{6}{3k^2 r^2 - 3} + \frac{6}{(3k^2 r^2 - 3)^2} - \frac{12}{(3k^2 r^2 - 3)^3} - \frac{36}{(3k^2 r^2 - 3)^4} \right] \right\}^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь $G_i = B_{ex,i}^2 B_{0,i}^{-2}$ — константы интегрирования.

Рисунки 3а–с показывают поведение функций (11), (12) и (13) в зависимости от величины внешнего давления G . При $G = G_{cr}$, поле $B_z(r)$ стремится к нулю на поверхностях CIS с координатами: $kr_0 1 = 0.785$ для m_1 , $kr_0 2 = 0.876$ для m_2 , и $kr_0 3 = 0.9205$ для m_3 (тот факт, что $B_z \rightarrow 0$ именно на поверхностях смены знака токов kr_0 служит хорошим контролем правильности проводимых вычислений).

На тех же рис. 3 показан ход продольного поля $B_z(r)$ при внешнем давлении выше критического значения: $G = 1.5G_{cr} > G_{cr}$, $G = 2G_{cr} > G_{cr}$, когда это поле сильно ослабевает вблизи CIS , но еще отлично от нуля. На рисунках 3 показан также ход азимутального магнитного поля $B_\varphi(r)$, которое достигает максимума на CIS , а затем резко падает. На рис. 3 отчетливо видно, что с уменьшением внешнего давления продольное магнитное поле падает во всем объеме жгута. Это однозначно указывает на то, что уменьшение внешнего давления по мере подъема жгута в разреженную солнечную атмосферу сопровождается его боковым расширением. При этом, благодаря сохранению магнитного потока в жгуте, продольное поле падает как обратный квадрат радиуса поперечного сечения жгута a^{-2} .

Физически очевидно, что периферическая накрутка азимутального поля, показанная на рис. 3, возможна в том случае, если конвективный вихрь, закручивающий поле жгута в конвективной зоне (КЗ) Солнца, вращался очень дифференциально: вращение в центре ячейки слабое, а на периферии — резко усилено.

В земной атмосфере такие резкие скрутки характерны для смерчей и тайфунов (известно, что “глаз тайфуна” характеризуется практически полным отсутствием завихренности воздуха, а на периферии вращение воздушных масс очень сильное). Можно предположить, что и в КЗ Солнца, где, собственно, и формируются магнитные жгутовые структуры, могут возникать вихри такого же типа, что и земные тайфуны или смерчи. Чем больше величина параметра m , тем более резко выражена закрутка азимутального поля в тонкой периферической оболочке жгута, и тем резче выражен пик продольного тока на самом его краю (так, при $m = 4$ максимальная нормализованная величина этого тока достигает величины 152, и такой резкий и узкий пик тока, даже если бы он кинематически оказался возможен в КЗ и был бы вынесен в фотосферу, выгорел бы за несколько секунд). По этой причине рассматривать бессилловые модели с $m = 4$ и выше, по нашему мнению, не представляет интереса.

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ И БЕССИЛЛОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Продольный и азимутальный электрические токи задаются формулами

$$j_z(r) = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) = \frac{c}{4\pi} \Delta A, \quad (14)$$

$$j_\varphi(r) = \frac{c}{4\pi} [\nabla \times \mathbf{B}]_\varphi = -\frac{ck}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial (kr)}. \quad (15)$$

Выражение для бессиллового параметра дано в работе Соловьев, Киричек (2021):

$$\alpha(r) = -k \frac{3F' + krF''}{4B_\varphi B_z}, \quad (16)$$

где штрих означает дифференцирование по переменной kr , и $F(r) = B_z^2(r) + B_\varphi^2(r)$.

Распределения азимутального, а также полного электрических токов, выраженных в единицах $xkB_0(4\pi)^{-1} = cB_0(4\pi a)^{-1}$, при $G = G_{cr}$ приведены на рис. 4 для трех наших моделей.

Первое, что обращает на себя внимание, это — высокие пики продольного электрического тока в периферийной части жгута, между радиусом CIS , kr_0 и радиусом жгута a .

Вторая важная особенность этих распределений состоит в том, что азимутальный ток не только терпит разрыв второго рода в очень узком слое на поверхности CIS , но и то, что по обеим сторонам от этой поверхности он в довольно широком слое имеет значительную амплитуду, почти не уступающую здесь плотности продольного тока. Это обусловлено тем, что $j_\varphi(r)$ определяется в (15) через производную от B_z по r , которая на CIS испытывает, как видно на рис. 3, очень резкий скачок, что и обеспечивает здесь разрыв второго рода для $j_\varphi(r)$.

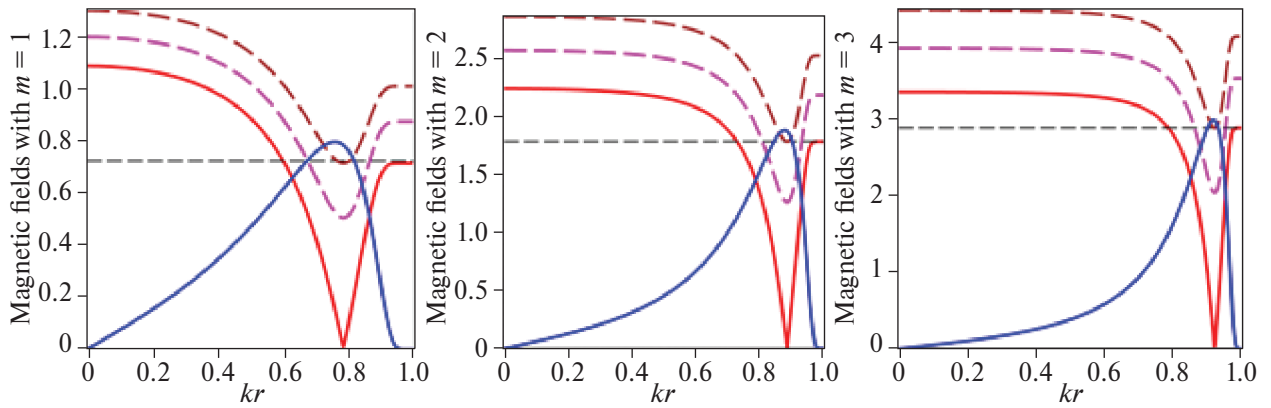


Рис. 3. а — Поведение продольного поля $B_z(r)$ при различных значениях внешнего давления для m_1 : красная линия при $G = G_{cr,1} = 0.512$; лиловая — $G = 1.5G_{cr,1}$. Коричневая — $G = 2G_{cr,1}$. Синяя линия — азимутальное поле $B_\phi(r)$. б — Продольное магнитное поле для m_2 при $G = G_{cr,2} = 3.1974$ — красная линия; лиловый пунктир: $B_z(r)$ — при $G = 1.5G_{cr,2}$, коричневый пунктир — $G = 2G_{cr,2}$. Синий профиль — $B_\phi(r)$. с — Модель m_3 . Поле $B_z(r)$ в единицах B_0 при $G = G_{cr,3} = 8.2307$ — красная линия, а также при $G = 1.5G_{cr,3}$ — лиловая; при $G = 2G_{cr,3}$ — коричневая. Синяя линия — азимутальное поле $B_\phi(r)$.

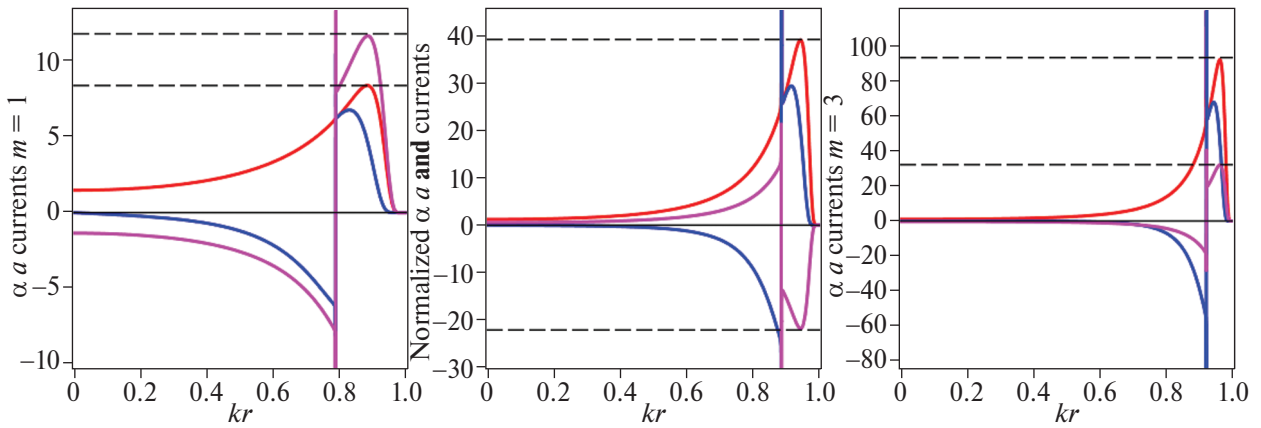


Рис. 4. а — $G = G_{cr,1} = 0.511857$, $m = 1$, бессилового параметра и азимутальный ток терпят разрыв. Красная линия — ток $j = \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2}$ в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1}$ (максимум +8.35, тонкий пунктир), синяя линия — j_ϕ . Сиреневая линия — $\alpha(r)a$, достигает +11.75 за пределами CIS (тонкий пунктир). б — $G = G_{cr,2} = 3.1975$, $m = 2$, $kr_0 = 0.876$. $\alpha(r)$, $j_\phi(r)$ испытывают разрыв. Красная линия — полный ток $j = \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2}$ в единицах $cB_0(4\pi\alpha)^{-1}$ (максимум +39 при $kr = 0.935$, тонкий пунктир), синяя линия j_ϕ (+29 при $kr = 0.92$). Сиреневая линия — $\alpha(r)a$, достигает значения — 22 (тонкий пунктир). с — $G = G_{cr,3} = 8.2307$, $m = 3$. Величины $\alpha(r)$, $j_\phi(r)$ терпят разрыв. Полный ток $j = \sqrt{j_z^2 + j_\phi^2}$ отмечен красной линией (максимум +93), синяя линия — азимутальный ток j_ϕ , сиреневая — нормализованный бессилового параметра $\alpha(r)a$, достигает величины +32 за пределами CIS.

Особый интерес здесь вызывает поведение бессилового параметра $\alpha(r)$, квадрат которого определяет скорость джоулевой диссипации бессилового магнитного поля (см. ниже формулу (20)). Из рис. 4а–с следует, что в слое между радиусом CIS и радиусом сечения всего жгута, значение бессилового параметра, выраженное в обратных радиусах магнитного жгута, составляет по модулю величину 11.75 для модели с $m = 1$; значение 22 для $m = 2$; и 32 для $m = 3$ (см. пунктирные линии на рис. 4 а–с). Это — очень большие величины; их квадраты, входящие в уравнение индукции (22), обеспечивают быструю диссипацию магнитного поля даже в масштабах радиуса всего жгута, скажем, при $a \approx 10^9$ см (в этом случае

уже нет необходимости прибегать к гипотезе о присутствии в жгуте тонкой волокнистой магнитной структуры, наличие которой мы предполагали в предыдущих наших работах (Соловьев, 2024, 2022; Соловьев, Киричек, 2023, 2321) для того, чтобы обеспечить общую энергетику солнечной вспышки).

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ДИССИПАЦИЯ МАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ В БЕССИЛОВЫХ ЖГУТАХ

В предыдущих разделах для описания свойств магнитного жгута мы использовали приближение маг-

нитной гидростатики (МГС). Это приближение не относится к одному какому-то специально выделенному и зафиксированному равновесию. На основе МГС можно описывать не только статическое равновесие, но и временную эволюцию магнитоплазменной системы в том смысле, что любой процесс, развивающийся в ней во времени, может быть описан уравнениями МГС, если скорость изменения параметров системы будет заметно меньше альвеновской ($V_A = B(\sqrt{4\pi\rho})^{-1}$), с которой в магнитной системе устанавливается равновесие. Такие процессы, как и в классической термодинамике, являются квазистатическими. В них система при плавном изменении её параметров проходит непрерывную последовательность равновесных состояний, каждое из которых можно рассматривать в рамках МГС. К таким квазистатическим процессам относится очень широкий круг явлений солнечной активности: всплытие новых магнитных потоков, образование пятен, факелов, протуберанцев, формирование активных областей, корональных дыр и др. Квазистатический характер процесса позволяет, в частности, плавно изменять параметры магнитного волокна, подвести его к предвспышечному состоянию. Разумеется, для описания быстрых процессов вспышечного энерговыделения, следует привлекать уже МГД-уравнение индукции, которое содержит время в явном виде.

Солнечная вспышка — это, с физической точки зрения, катастрофа, сопровождающаяся выделением большого количества энергии в различных формах и диапазонах э/м спектра. Катастрофическое поведение системы означает, что один или несколько ее важнейших параметров испытывают при этом резкие изменения (скачки). В нашей модели таким скачком является разрывное поведение азимутального тока и бессилового параметра, возникающее при обращении в ноль продольного магнитного поля $B_z(r)$ на поверхности смены знака токов *CIS*. При этом в узкой окрестности *CIS* токовая (дрейфовая) скорость электронов V_{dr} заведомо превысит скорость ионного звука в плазме, и это послужит причиной возбуждения здесь плазменной ионно-звуковой турбулентности, резко понижающей проводимость плазмы, что ведет к быстрой диссипации магнитной энергии и генерации сильного электрического поля. Однако, толщина самого этого слоя очень невелика, и количество магнитной энергии, заключенной в нем недостаточно для производства вспышки. Необходимо, чтобы условие возбуждения ионно-звуковой неустойчивости

$$V_{dr} \geq V_{is} = \sqrt{k_B T_e M^{-1}} \quad (17)$$

выполнялось не только на *CIS*, но и в достаточно обширной ее окрестности. В (17) k_B — константа Больцмана, а M — средняя масса ионов, равная, согласно химическому составу Солнца: $m_p(0.7(H) + 4 \times 0.28(He) + 35 \cdot 0.02(Metals)) = 2.52m_p$.

Введем отношение дрейфовой скорости электронов к скорости ионного звука, $\gamma = \frac{V_{dr}}{V_{is}}$, и рассмотрим, при каких параметрах плазмы в жгуте условие $\gamma = \frac{V_{dr}}{V_{is}} \geq 1$ может быть выполнено для каждой из трех изучаемых моделей в макроскопически значимых окрестностях *CIS*. Плотность полного электрического тока равна

$$j(kr) = \frac{ckB_0}{4\pi} \sqrt{j_z^2 + j_\varphi^2}, \quad (18)$$

где j_z, j_φ продольный (14) и азимутальный (15) токи в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1}$. С другой стороны, по определению плотности тока имеем

$$j(kr) = n_e e V_{dr} = n_e e \gamma V_{is}. \quad (19)$$

Тогда из формул (18), (19) и рисунков 4 следует, что в периферическом слое жгута, расположенном за *CIS*, мы будем иметь

$$\begin{aligned} j_1(0.885) &= \frac{8.35 \cdot cB_0}{4\pi a} = n_e(0.885)e\gamma_1(0.885)V_{is}, \\ j_2(0.94) &= \frac{39 \cdot cB_0}{4\pi a} = n_e(0.94)e\gamma_2(0.94)V_{is}, \\ j_3(0.95) &= \frac{93 \cdot cB_0}{4\pi a} = n_e(0.95)e\gamma_3(0.95)V_{is}. \end{aligned}$$

Здесь в скобках указаны координаты центров тех слоев, в которых плотность тока максимальна. Далее для определения величины B_0 мы должны задать значение внешнего поля, удерживающего жгут от бокового расширения. Примем для него оценку $B_{ex} = 1000G$ для всех трех моделей. Этот выбор означает, что наш магнитный жгут располагается в активной области, недалеко от солнечного пятна с сильным магнитным полем. Тогда из определения параметра G будем иметь такие оценки для полей B_0 :

$$\begin{aligned} B_{0,1} &= \frac{B_{ex}}{\sqrt{G_{cr,1}}} = \frac{1000}{\sqrt{0.512}} = 1400G, \\ B_{0,2} &= \frac{B_{ex}}{\sqrt{G_{cr,2}}} = \frac{1000}{\sqrt{3.1974}} = 560G, \\ B_{0,3} &= \frac{B_{ex}}{\sqrt{G_{cr,3}}} = \frac{1000}{\sqrt{8.2307}} = 350G. \end{aligned}$$

Если для электронной температуры перед возбуждением плазменной турбулентности принять типичное

корональное значение $T_e = 10^6$ K, то мы получим:

$$\begin{aligned}
 \gamma_1(0.885) &= \frac{8.35 \cdot c \cdot \sqrt{M} \cdot B_{0,1}}{4\pi e \cdot \sqrt{k_B T_e} \cdot n_e(0.885) \cdot a} = \\
 &= \frac{0.512 \cdot 10^{10} \sqrt{M \cdot T_e}}{10^{-10} 10^3 \sqrt{k_B}} \frac{1.4 \cdot 10^3}{n_e T_e(0.885) \cdot a} = \\
 &= \frac{1.19 \cdot 10^{16}}{a \cdot n_e(0.885)}, \\
 \gamma_2(0.94) &= \frac{39 \cdot c \cdot \sqrt{M} \cdot B_{0,2}}{4\pi e \cdot \sqrt{k_B T_e} \cdot n_e(0.94) \cdot a} = \\
 &= \frac{1.95 \cdot 10^{10} \sqrt{M \cdot T_e}}{10^{-10} 10^3 \sqrt{k_B}} \frac{0.56 \cdot 10^3}{n_e T_e(0.94) \cdot a} = \\
 &= \frac{1.92 \cdot 10^{16}}{a \cdot n_e(0.94)}, \\
 \gamma_3(0.95) &= \frac{93 \cdot c \cdot \sqrt{M} \cdot B_{0,3}}{4\pi e \cdot \sqrt{k_B T_e} \cdot n_e(0.95) \cdot a} = \\
 &= \frac{4.65 \cdot 10^{10} \sqrt{M \cdot T_e}}{10^{-10} 10^3 \sqrt{k_B}} \frac{0.35 \cdot 10^3}{n_e T_e(0.95) \cdot a} = \\
 &= \frac{3.26 \cdot 10^{16}}{a \cdot n_e(0.95)}.
 \end{aligned} \tag{20}$$

Далее следует учесть, что входящее в знаменатель формул (20) произведение $n_e T_e$ пропорционально газовому давлению. Эта величина должна оставаться неизменной при разогреве плазмы в области всплывающего энерговыделения вследствие непрерывности давления на торцах (рис. 1), т. е. на границах с той частью магнитной петли, где условия возбуждения плазменной турбулентности не выполнены: $n_e^{turb} T_e^{turb} = n_e^{(0)} T_e^{(0)} = \text{const.}$ Из (20) следует, что по мере разогрева плазмы в области всплывающего отношения скоростей будет расти как $\gamma : \sqrt{T_e}$, т. е. однажды начавшись, неустойчивость будет только усиливаться.

Если принять для всех трех моделей, что радиус жгута равен $a = 5 \cdot 10^8$ см, т. е. поперечник его составляет 10 Мм, то из условия $\gamma_i \geq 1$ и формул (20) мы найдем, что электронные плотности плазмы в области энерговыделения должны удовлетворять требованиям:

$$\begin{aligned}
 n_{e,1} &\leq 0.24 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}, \\
 n_{e,2} &\leq 0.384 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}, \\
 n_{e,3} &\leq 0.652 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}.
 \end{aligned} \tag{21}$$

Как видим, несмотря на огромные различия в распределениях и амплитудах электрических токов в рассмотренных магнитных жгутах, условия для возбуждения в них неустойчивости различаются в предложенных 3-х моделях незначительно.

Значительные различия моделей возникают при оценке времени диссипации магнитной энергии в жгутах с различными значениями бессилового параметра:

$$\alpha_1 = 11.75/a; \quad \alpha_2 = 22/a; \quad \alpha_3 = 32/a.$$

В формулу для времени диссипации магнитной энергии в бессиловых полях входит квадрат этой величины, поэтому данный эффект будет очень велик.

Уравнение индукции, которое в МГД имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot}(\eta \text{rot} \mathbf{B}) + \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}], \tag{22}$$

для бессилового поля дает:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\eta \alpha^2 \mathbf{B} - \eta \alpha [\nabla \alpha \times \mathbf{B}] + [\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]]. \tag{23}$$

Здесь $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma_{eff}}$ — магнитная вязкость плазмы. Вторым членом справа равен $[\nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]]$; $\mathbf{V}(\text{div} \mathbf{B}) - \mathbf{B} \text{div} \mathbf{V} = -\mathbf{B} \text{div} \mathbf{V}$. Можно показать, что он даст малую поправку, связанную со вторичным эффектом поджатия жгута при диссипации поля, которой можно пренебречь. Умножив (23) скалярно на вектор $\mathbf{B}$ получим: $\frac{dB^2(r,t)}{dt} = -2 \frac{B^2(r,t)}{\tau_s}$, где

$$\tau_s = \frac{4\pi\sigma_{eff}}{c^2\alpha^2} \tag{24}$$

есть характерное время диссипации магнитной энергии в бессиловом магнитном жгуте. Если бы выполнялось $\alpha = 1/a$, то мы получили бы классическую формулу для времени диссипации поля в масштабе a : $\tau_s = 4\pi\sigma_{eff} c^{-2} a^2$. Однако в наших моделях бессиловый параметр значительно больше обратного радиуса жгута, поэтому мы имеем:

$$\begin{aligned}
 \tau_{s,1} &= \frac{4\pi\sigma_{eff} a^2}{c^2(11.75)^2} = \frac{\sigma_{eff} a^2}{11c^2}, \\
 \tau_{s,2} &= \frac{4\pi\sigma_{eff} a^2}{c^2(22)^2} = \frac{\sigma_{eff} a^2}{38.5c^2}, \\
 \tau_{s,3} &= \frac{4\pi\sigma_{eff} a^2}{c^2(32)^2} = \frac{\sigma_{eff} a^2}{81.5c^2},
 \end{aligned} \tag{25}$$

Как видим, времена диссипации в наших моделях на 2–3 порядка меньше тех, что получались бы по привычной классической формуле. В этом ярко выражен особый характер диссипации токов в бессиловых магнитных жгутах. Обычные порядковые оценки диссипативного времени в заданном пространственном масштабе к таким конфигурациям просто неприменимы, всякий раз необходимо аккуратно рассчитывать для них соответствующую величину бессилового параметра.

Эффективную проводимость плазмы при ионно-звуковой неустойчивости можно оценить, используя формулы, приведенные в учебнике Арцимовича и Сагдеева (1979). Согласно (Соловьев, 2024; Соловьев, Киричек 2023), она равна $\sigma_{eff} = 4.53 \cdot 10^4 \gamma^{-1} \sqrt{n_e}$. Используя (21) и принимая $a = 5 \cdot 10^8$, получим:

$$\begin{aligned}
 \tau_{s,1} &= \frac{4.53 \cdot 10^8 \cdot 0.5 \cdot 25 \cdot 10^{16}}{\gamma_1 \cdot 199 \cdot 10^{20}} = \\
 &= \frac{56.6 \cdot 10^{24}}{\gamma_1 \cdot 199 \cdot 10^{22}} s = \frac{1.57}{\gamma_1} \text{ hour},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tau_{s,2} &= \frac{4.53 \cdot 10^8 \cdot 0.62 \cdot 25 \cdot 10^{16}}{\gamma_2 \cdot 346.5 \cdot 10^{20}} = \\ &= \frac{70.26 \cdot 10^{24}}{\gamma_2 \cdot 346.5 \cdot 10^{22}} s = \frac{0.563}{\gamma_2} \text{hour}, \\ \tau_{s,3} &= \frac{4.53 \cdot 10^8 \cdot 0.81 \cdot 25 \cdot 10^{16}}{\gamma_3 \cdot 733.5 \cdot 10^{20}} = \\ &= \frac{91.7 \cdot 10^{24}}{\gamma_3 \cdot 733.5 \cdot 10^{22}} s = \frac{0.125}{\gamma_3} \text{hour},\end{aligned}$$

Для $\gamma = 2 \div 3$ продолжительность вспыхивающего процесса составит 20–30 минут для двух первых моделей, но окажется слишком малой для модели 3. Если принять $a = 10^9$ см, то время вспышки возрастет в 4 раза и тогда все полученные оценки окажутся в допустимых разумных пределах.

5. ЭФФЕКТ ПАРКЕРА И КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ (КПП) ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШКИ

В магнитной трубке, скрученной относительно продольной оси, т.е. в MFR, к каждому поперечному сечению приложен вращательный момент (torque), равный (Голд, Хойл, 1960; Паркер, 1979):

$$W = \frac{1}{2} \int_0^a B_z(r) B_\phi(r) r^2 dr. \quad (26)$$

В равновесии этот момент должен иметь одно и то же значение вдоль всей длины жгута. При нарушении этого условия в жгуте возникают потоки азимутального поля, переносимые торсионными альвеновскими волнами из областей повышенного W в те части жгута, где эта величина оказывается пониженной. Так, при расширении части всплывающего жгута возникает перенос W в его расширенную вершину (Паркер, 1979). На рис. 5 показано, как изменяется W при изменении внешнего давления для модели $m = 2$. Когда G достигает своего минимального критического значения, момент W резко уменьшается благодаря тому, что продольное поле $B_z(kr_0)$ обращается в ноль на CIS . И потому в дальнейшем область вспыхивающего энерговыделения становится областью пониженного W , и к ней из ног всей длинной магнитной петли с альвеновской скорости будут направляться потоки азимутального поля, стремящиеся восстановить постоянство крутящего момента в жгуте и восполнить потери магнитной энергии в этой области. Для любой жгутовой модели вспышки этот эффект Паркера имеет первостепенное значение, поскольку он, во-первых, совершенно естественно позволяет понять физическую природу наблюдаемых КПП, а, во-вторых, его учет значительно увеличивает как время вспыхивающего энерговыделения, так и общую энергетику процесса. Более детальное обсуждение этого эффекта дано в работе Соловьев (2024).

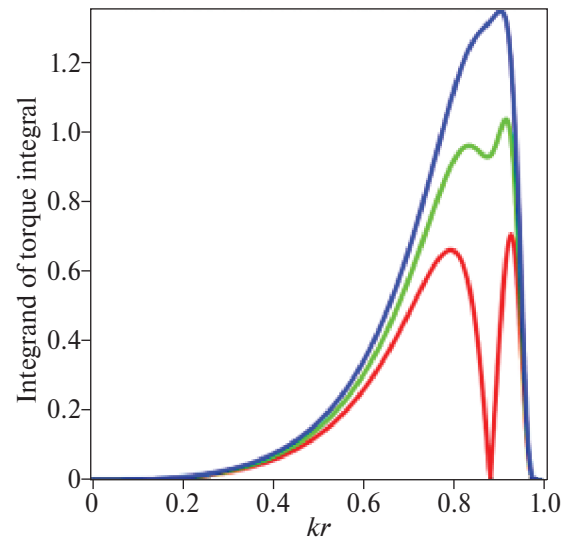


Рис. 5. Радиальные распределения подынтегрального выражения в (26) для различных значений внешнего давления G в модели $m = 2$. При $G = G_{cr,2}$ (красная линия), площадь под кривыми, т.е. интеграл $2W$, принимает минимальное значение. Зеленая линия — то же выражение при $G = 1.5G_{cr,2}$; синяя — при $G = 2G_{cr,2}$. Для магнитных полей в интеграле (26) взяты формулы (9) и (12).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Три новых бессильных жгутовых модели с периферическими токами обнаруживают в целом те же вспыхивающие свойства, что и модели магнитных волокон с концентрацией токов на оси. Все жгутовые бессильные модели имеют одно общее физическое свойство: когда внешнее давление, обеспечивающее боковое равновесие волокна, падает по мере выхода вершины жгута в разреженную атмосферу до некоторого критического значения, продольное магнитное поле стремится к нулю на CIS , а бессильный параметр и азимутальный ток приближаются к разрыву на этой поверхности. Это ведет к возбуждению в жгуте ионно-звуковой турбулентности, появлению аномального сопротивления плазмы и соответствующей ему быстрой диссипации магнитной энергии. В свою очередь, быстрая убыль магнитного поля создает супер-дрейсеровские электрические поля, которые могут ускорить часть заряженных частиц на хвостах максвелловских распределений до релятивистских энергий.

2. Паркерский эффект выравнивания вращательного момента вдоль жгута позволяет понять физическую причину наблюдаемых во вспыхивающих процессах КПП с интервалом около 10–100 с. Кроме того, этот процесс может увеличить длительность и общую энергетику вспыхивающего энерговыделения.

3. Совокупность описанных плазменных явлений в целом хорошо соответствует феномену солнечной вспышки.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что конфликт интересов отсутствует.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З., Физика плазмы для физиков, М.: Атомиздат.1979 (Artzimovich L. A., Sagdeev R. Z.) Plasma Physics for Physicists (Atomizdat, Moscow, 1979 p. 278 [in Russian]).
2. Голд, Хойл (Т. Gold and F. Hoyle), MNRAS **120**, 89 (1960).
3. Дрейсер (Н. Dreicer), Phys. Rev. **115**, 238 (1959).
4. Паркер (E.N. Parker), Cosmical Magnetic Fields. Part 1. Clarendon Press, Oxford (1979).
5. Паркер (E.N. Parker), Conversations on Electric and Magnetic Field in the Cosmos (Princeton Univ. Press, Princeton, NJ, 2007).
6. Соловьев, Муравский (A.A.Solov'ev and K. Murawski), Astrophys. Space Sci. **350**, 11 (2014).
7. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), MNRAS **505**, 4406 (2021).
8. Соловьев (A.A. Solov'ev), MNRAS **515**, 4981 (2022).
9. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A., Kirichek), Astron. Lett. **49**, 256 (2023).
10. Соловьев, Королькова, Киричек (A.A. Solov'ev, O.A. Korolkova, and E.A. Kirichek), Geomagnetism and Aeronomy **63**, № 8, 10–25 (2023).
11. Соловьев (A.A. Solov'ev), Astron. Rep. **101**, 565 (2024).
12. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, E.G. Dale, B. Chen, et al.), Science **367**, 278 (2020).
13. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, G.M. Nita, B. Chen, et al.), Nature **606**, 674 (2022).
14. Шафранов В.Д., Равновесие плазмы в магнитном поле. Вопросы теории плазмы, 1962. М. Атомиздат, вып. 2, с. 92.