

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 в 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:

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

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

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

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 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

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

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, Герцер 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:

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

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

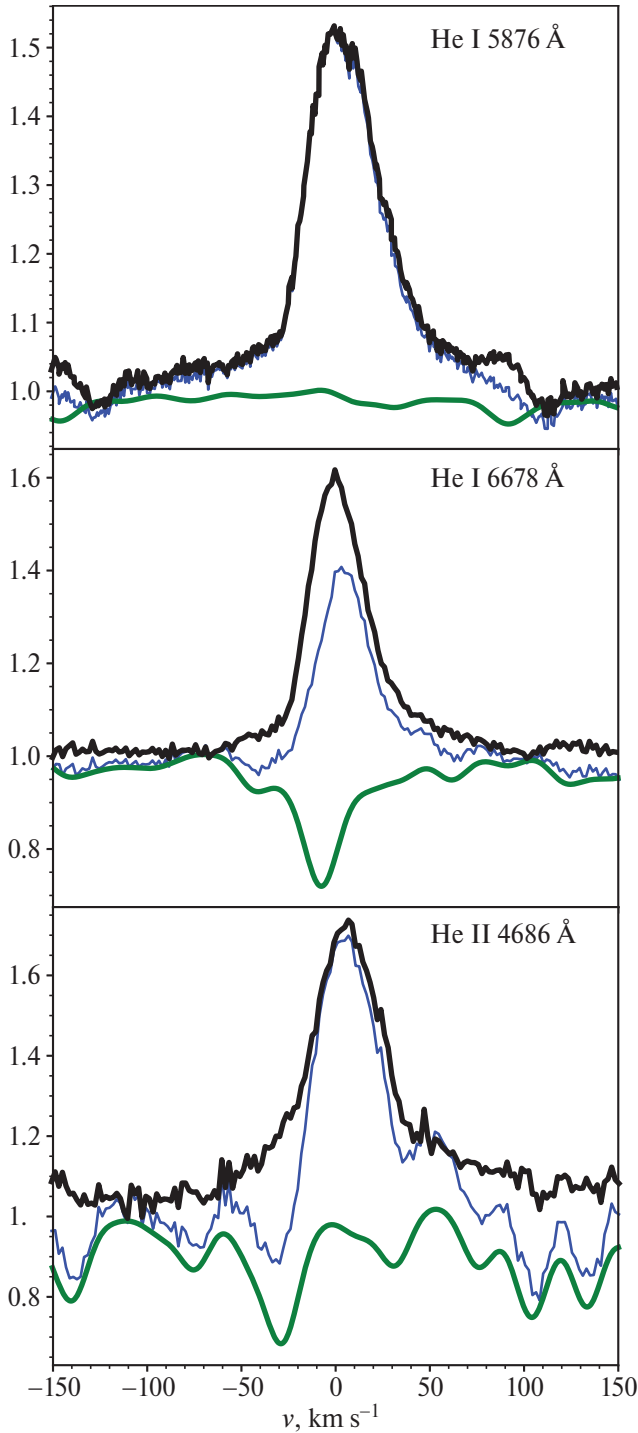


Рис. 1. Учет абсорбционных линий звезды для ДК Тау. Синие линии – наблюдаемые линии He I 6678 Å и He II 4686 Å; зеленые линии – спектр TAP 45, масштабированный в соответствии с эффектом вуалирования; черные линии – исправленные He I 6678 Å и He II 4686 Å без линий поглощения, для He I 5876 Å – наблюдаемый 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 ДК Тау и ТУ Нуа. 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 ВР Тау 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

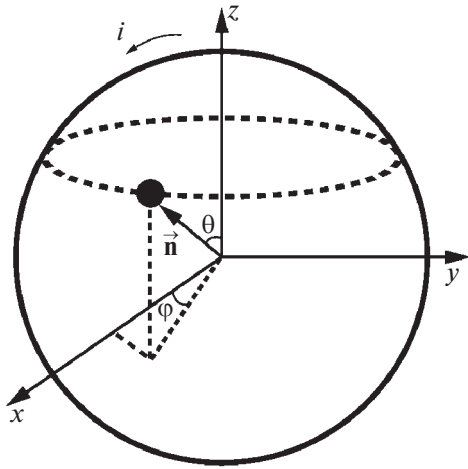


Рис. 2. Схематическое изображение звезды с пятном.

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,

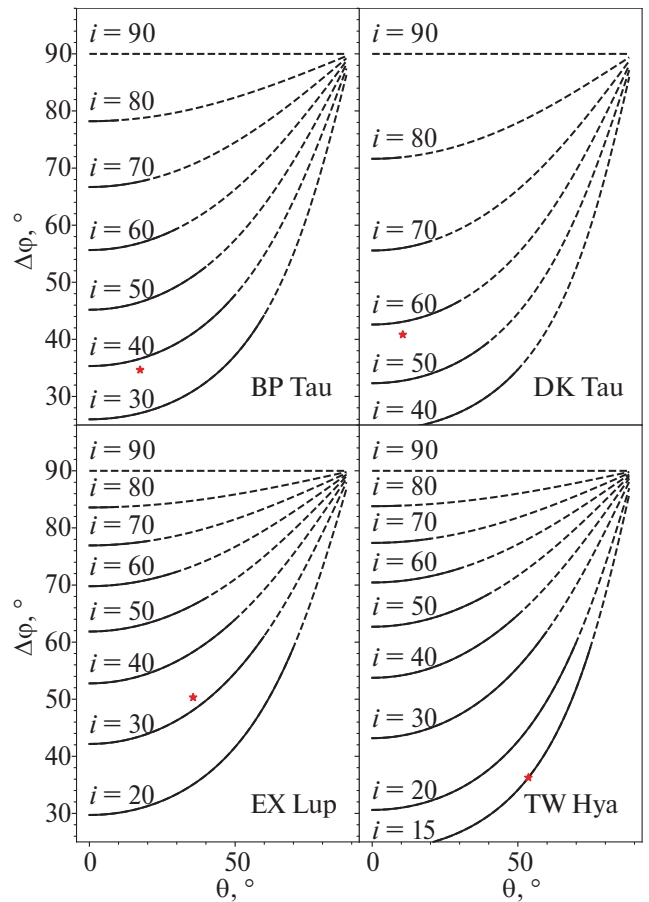


Рис. 3. Возможные значения фазовых сдвигов линии He II 4686 Å для всех исследуемых звезд. Штриховыми линиями нанесены области, при которых пятно не видно при заданном наклоне оси вращения звезды к лучу зрения i . Красными точками отмечены фазовые сдвиги при параметрах звезд i , $v \sin i$ (табл. 2) и 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	$\Delta\phi, ^\circ$
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 $\Delta\phi = -8^\circ \pm$

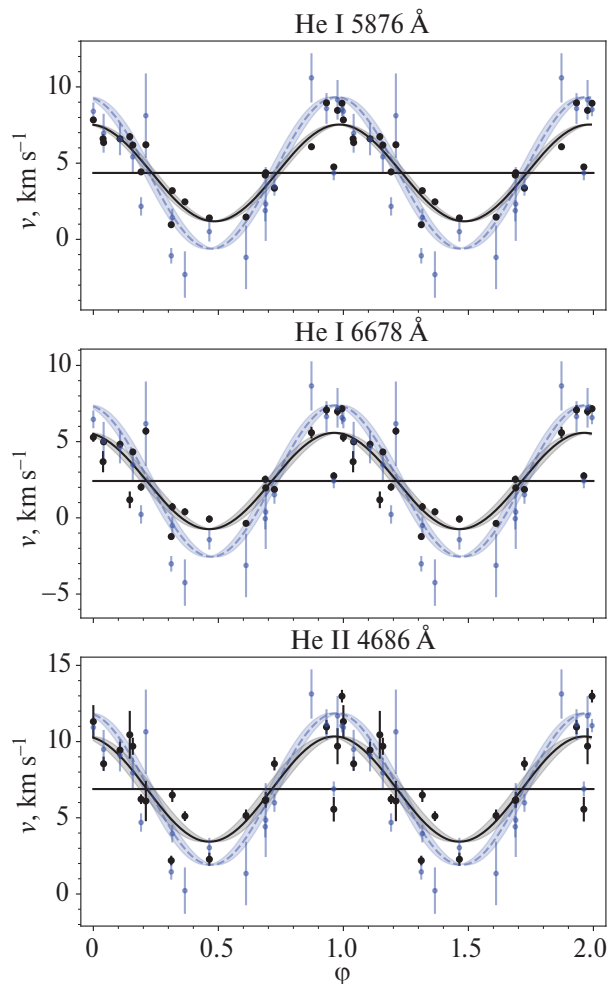


Рис. 4. Фазовые кривые лучевых скоростей линий гелия (черные кривые и точки) для DK Tau при значении периода $P = 9.3902$ дней в сравнении с кривыми для линий металлов (синие штриховые кривые и точки). Для удобства сравнения средняя скорость металлов смещена на среднюю скорость соответствующих линий.

$\pm 14^\circ$, 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

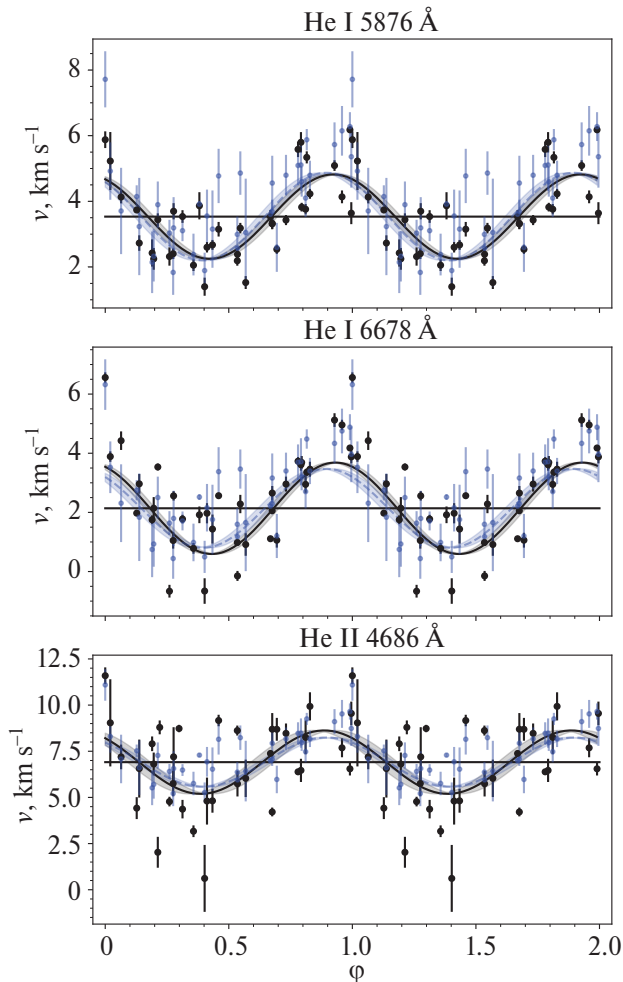


Рис. 5. Фазовые кривые лучевых скоростей линий гелия (черные кривые и точки) для EX Lup в сравнении с кривыми для линий металлов (синие штриховые кривые и точки). Для удобства сравнения средняя скорость металлов смещена на среднюю скорость соответствующих линий.

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-

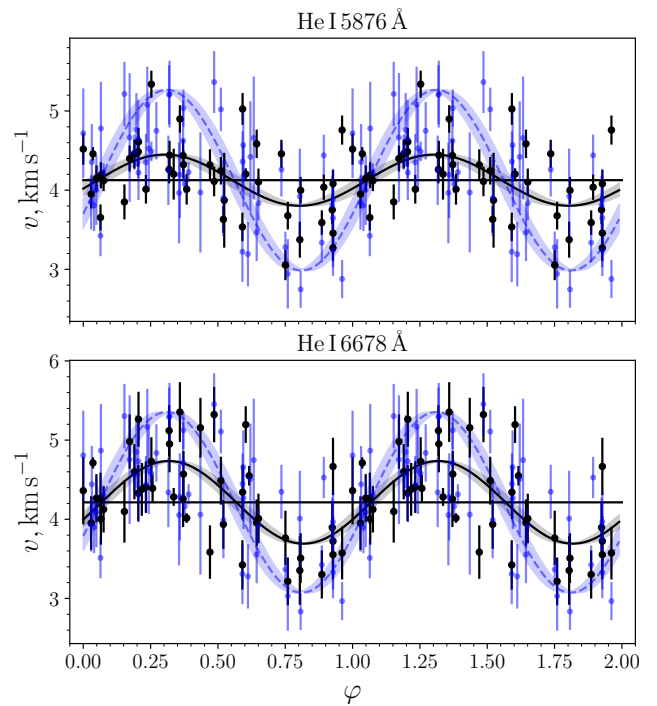


Рис. 6. Фазовые кривые лучевых скоростей линий He I 5876 Å и He I 6678 Å (черные кривые и точки) TW Нуа в сравнении с кривыми для линий металлов (синие штриховые кривые и точки). Для удобства сравнения средняя скорость металлов смещена на среднюю скорость соответствующих линий.

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

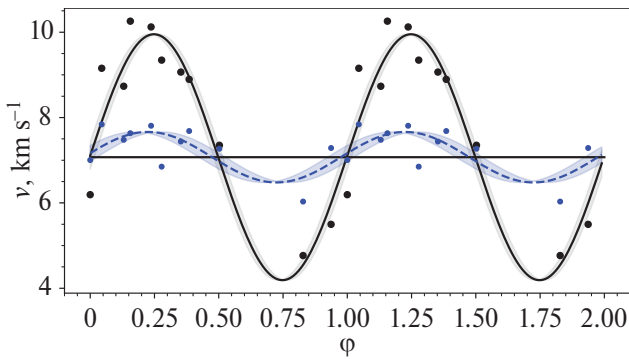


Рис. 7. Кривая лучевых скоростей He II 4686 Å (чёрная кривая) и He I 5876 Å (синяя штриховая кривая) звезды BP Tau на эпоху MJD₀ = 56667.41252.

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

Линия	DK Tau	EX Lup	TW Hya
		<i>v</i> , 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 $-9.86 \times 10^{-4} \text{ \AA}$, 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, $\sigma \approx 0.1 \text{ \AA}$ 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 $10^4 - 2 \times 10^4 \text{ K}$ 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 $10^4 - 2 \times 10^4 \text{ K}$ 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 $\sim -5 \text{ км/с}$, 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 T 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-

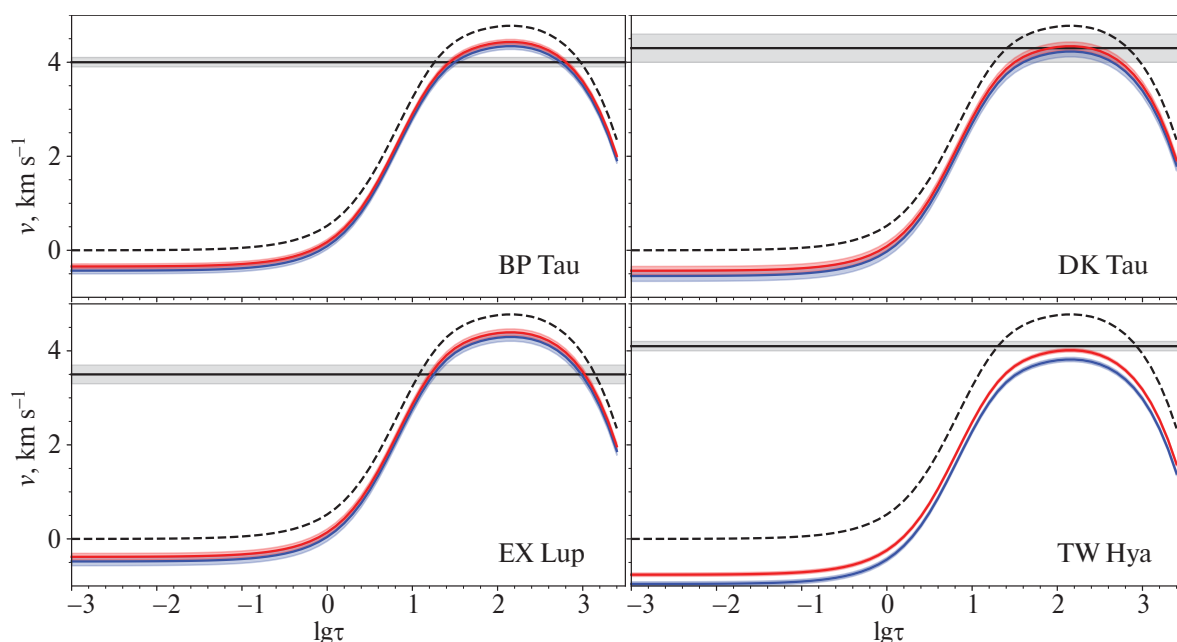


Рис. 8. Зависимость смещения в км/с линии He I 5876 Å от логарифма оптической толщины $\lg \tau$. Красные линии для температуры 20000 К, синие — 10000 К. Кривые рассчитаны для наблюдаемых плотностей, вычисленных по линии He I 6678 Å. Штриховой линией показана зависимость скорости He I 5876 Å без учета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

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

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.