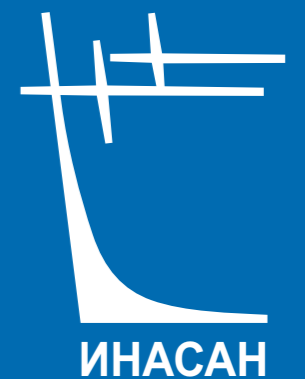


ISSN 2658-5669

# НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН

INASAN  
SCIENCE  
REPORTS

ТОМ  
**11**  
ВЫПУСК 2



МОСКВА  
**2026**

В ЖУРНАЛЕ «НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН» ПУБЛИКУЮТСЯ СТАТЬИ ПО РАЗЛИЧНЫМ АСПЕКТАМ АСТРОНОМИИ, В ТОМ ЧИСЛЕ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ АСТРОФИЗИКЕ, ПЛАНЕТНОЙ АСТРОНОМИИ, ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ, ФИЗИКЕ СОЛНЦА, НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКЕ, АСТРОНОМИЧЕСКИМ МЕТОДАМ И ПРИБОРАМ, КОСМИЧЕСКИМ ИССЛЕДОВАНИЯМ И ИССЛЕДОВАНИЯМ В ОБЛАСТИ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОДЕЗИИ.



УДК 52  
ББК 22.6  
Н34

Н34 **Научные труды Института астрономии РАН. Том 11(2).** –  
М.: Изд-во Янус-К, 2026, 72 с., илл.

ISSN 2658-5669

e-ISSN 2712-8318

**Редколлегия**

Сачков М.Е. (главный редактор), Вибе Д.З. (зам. главного редактора), Барков М.В.,  
Бисикало Д.В., Копылов Е.А., Кохирова Г.И., Кузнецов Э.Д., Малков О.Ю.,  
Машонкина Л.И., Нароенков С.А., Шематович В.И., Шустов Б.М., Щербина М.П.  
Холтыгин А.Ф. (приглашенный редактор)

Ответственный редактор Исакова П.Б.

Секретарь редколлегии Вибе Е.Д.

«Научные труды Института астрономии РАН» – рецензируемый журнал, публикующий статьи по различным аспектам астрономии, в том числе по теоретической и наблюдательной астрофизике, планетной астрономии, звездной астрономии, физике Солнца, небесной механике, астрономическим методам и приборам, космическим исследованиям и исследованиям в области космической геодезии.

© ИНАСАН, 2026

© Коллектив авторов, 2026

**INASAN Science Reports. Vol 11(2). M.: Janus-K, 2026, 72 pp.**

ISSN 2658-5669

e-ISSN 2712-8318

**Editorial Board**

M.E. Sachkov (Editor-in-Chief), D.S. Wiebe (Deputy Editor-in-Chief), Barkov M.V., D.V. Bisikalo,  
E.A. Kopylov, G.I. Kokhirova, E.D. Kuznetsov, O.Yu. Malkov, L.I. Mashonkina, S.A. Naroenkov,  
V.I. Shematovich, B.M. Shustov, M.P. Shcherbina, A.F. Holtygin (guest editor)

Coordinating Editor Isakova P.B.

Staff Editor E.D. Wiebe

INASAN Science Reports is a peer-reviewed journal that publishes papers in various fields of astronomy, including theoretical and observational astrophysics, planetary astronomy, galactic astronomy, solar physics, celestial mechanics, astronomical methods and tools, space research and studies related to space geodesy.

© INASAN, 2026

© Author team, 2026

*Учредитель:*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Института астрономии Российской академии наук

Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору  
в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций  
(Свидетельство о регистрации ПИ № ФС 77-83927 от 16.09.2022)

Научное издание

**Научные труды  
Института астрономии РАН.  
Том 11 (2)**

---

Сдано в набор 30.03.2026. Подписано в печать 06.04.2026  
Формат 60x90/8. Бумага офсетная.  
Уч.-изд. п.л. 9,0. Физ. п.л. 9,0. Тираж 100. Заказ №8579

Издательство «Янус-К»  
127411, Москва, Учинская ул., д. 1

Отпечатано в ООО «ИНФОРМ-СОФТ»  
119034, Москва, Еропкинский пер., д. 16



---

С 22 по 26 сентября 2025 года в Санкт-Петербургском государственном университете (СПбГУ) состоялась Всероссийская конференция с международным участием «Физика звёзд в эпоху многоволновых наблюдений». Она продолжила традиции, заложенные конференциями по физике звёздных атмосфер, с 1976 года регулярно проводившимися в Советском Союзе, а затем в России, Украине, Азербайджане. В конференции очно и дистанционно приняли участие 137 человек из различных университетов и обсерваторий России, Азербайджана, Армении, из них, более половины (71 человек) — это молодые участники, включая аспирантов и студентов.

Тематика нашей конференции касалась проблем в таких областях, как наблюдения звёзд, атомные данные для физики звёзд, искусственный интеллект и большие данные, фундаментальные параметры и магнитные поля звёзд, атмосферы звёзд и формирование спектров, звёздная активность, околозвёздные диски и экзопланеты, переменные и пульсирующие звёзды, поздние стадии эволюции звёзд и компактные объекты. По каждому из направлений было заслушано 89 обзорных и устных докладов, и представлено 15 стендовых докладов. Программу заседаний можно найти на сайте конференции <https://events.spbu.ru/stars-2025>.

Все статьи, представленные в этом и предыдущем выпусках «Научных трудов Института астрономии РАН», подготовлены по материалам докладов на конференции «Физика звёзд в эпоху многоволновых наблюдений».

Со-председатели организационного комитета конференции  
Д. ф.-м. н. Л.И. Машонкина  
Д. ф.-м. н. А.Ф. Холтыгин

# Линии железа для LDR метода определения эффективных температур у F-G-K звезд

Коротин С.А., Киселев К.О.

*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

Одним из методов определения эффективной температуры звезд является метод отношения глубин спектральных линий (LDR-метод). В его основе лежит наблюдение, что линии с различной энергией возбуждения нижнего уровня по-разному реагируют на изменения  $T_{\text{eff}}$ . На основании этого в конце прошлого века был предложен метод определения  $T_{\text{eff}}$  по отношениям глубин различных спектральных линий. Обычно исследователями строится эмпирическая зависимость отношения глубин выбранных линий разных химических элементов от  $T_{\text{eff}}$  большого числа звезд. Нами проведено исследование точности использования LDR-метода в зависимости от таких фундаментальных параметров звезд, как  $\lg g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $V_t$ ,  $v_e \sin i$ , а также спектрального разрешения. Чтобы исключить влияние индивидуального содержания химических элементов в атмосферах звезд использовались линии только нейтрального железа. Были отобраны линии Fe I с высокой и низкой чувствительностью к изменению  $T_{\text{eff}}$ . Проведено уточнение сил осцилляторов этих линий по спектрам Солнца. Осуществлен всесторонний анализ влияния фундаментальных параметров звезд ( $\lg g$ ,  $V_t$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $v_e \sin i$ ) и спектрального разрешения на точность LDR метода. Предложена простая методика определения эффективных температур F-G-K звезд по рассчитанной сетке ( $T_{\text{eff}}$  от 3750 до 7250 K,  $\lg g$  от 1 до 5,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  от  $-0.5$  до  $+0.5$ , и  $v_e \sin i$  от 1 до 16 км/с) эквивалентных ширин и глубин линий железа. Проведена ее апробация на спектральных наблюдениях хорошо исследованных звезд.

Поступила в редакцию 03.10.2025 г. Принята в печать 03.11.2025 г.

*Ключевые слова: спектральные линии, звезды, фундаментальные параметры*

## Iron lines for the LDR method of determining effective temperatures in F-G-K stars

Korotin S.A., Kiselev K.O.

*Crimean Astrophysical Observatory of the RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

One of the methods for determining the effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ) of stars is the spectral line depth ratio (LDR) method. This approach is based on the observation that spectral lines with different excitation energies of their lower levels respond differently to variations in  $T_{\text{eff}}$ . Building upon this principle, at the end of the 20th century, a technique was proposed to estimate  $T_{\text{eff}}$  by analyzing the ratios of depths of various spectral lines. Researchers typically construct empirical relationships between the depth ratios of selected lines — originating from different chemical elements — and the star's  $T_{\text{eff}}$ , using a large sample of stars. In our study, we examined the accuracy of the LDR method as a function of key stellar parameters, including  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , microturbulent velocity ( $V_t$ ), projected rotational velocity ( $v_e \sin i$ ), and spectral resolution. To eliminate the influence of individual chemical abundance variations, only neutral iron (Fe I) lines were utilized. Lines with high and low sensitivity to  $T_{\text{eff}}$  changes were carefully selected, and their oscillator strengths were calibrated based on solar spectra. A comprehensive analysis was performed to assess how the fundamental stellar parameters —  $\log g$ ,  $V_t$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $v_e \sin i$  — and spectral resolution impact the accuracy of the LDR method. We developed a straightforward technique for estimating the  $T_{\text{eff}}$  of F-G-K stars by employing a grid of calculated equivalent widths and line depths for iron lines, covering parameter ranges of  $T_{\text{eff}}$  from 3750 to 7250 K,  $\log g$  from 1 to 5,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  from  $-0.5$  to  $+0.5$ , and  $v_e \sin i$  from 1 to 16 km/s. This method was validated using spectral observations of well-studied stars.

Received 03.10.2025. Accepted 03.11.2025.

*Keywords: spectral lines, stars, fundamental parameters*

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.001

## 1. Введение

Существует множество методов с различным уровнем точности, которые позволяют определять эффективную температуру звезд  $T_{\text{eff}}$ . Спектральные методы имеют существенное преимущество перед фотометрическими, особенно при изучении далеких звезд, так как не зависят от межзвездного покраснения [1]. Одним из таких методов является метод отношения глубин спектральных линий (LDR-метод), предложенный Грем [2, 3] в конце прошлого века. В основе метода лежит тот факт, что интенсивности линий с низким и высоким потенциалом возбуждения по-разному зависят от эффективной температуры звезды.

Для создания LDR-калибровок исследователями строится эмпирическая зависимость отношения глубин выбранных линий разных химических элементов от известных эффективных температур большого количества звезд. Точность отдельной зависимости невелика (200–300 K), но использование большого количества пар позволяет получить внутреннюю точность порядка десятка градусов. В частности, Ковтюх в ряде работ [4, 5, 6, 7, 8] предложил более 100 эмпирических LDR-зависимостей для F-G карликов и более 250 для звезд гигантов.

LDR-метод прост в использовании. Измеренные глубины используемых в калибровках линий подставляются в эмпирические зависимости и получают оценки эффективной температуры. Однако, следует иметь

в виду, что применение таких зависимостей требует определенной осторожности. Например, в калибровках Ковтюха используются отношения глубин линий десяти разных химических элементов. И если звезда имеет аномальный, не солнечный, химический состав, то часть этих калибровок будет давать неверные результаты. При этом предполагается, что влияние таких параметров, как микротурбулентная скорость  $V_t$ , скорость вращения  $v_e \sin i$  и спектральное разрешение ( $R$ ), незначительно. Хотя еще в работе [9] показано, что пренебрежение влиянием скорости вращения может приводить к ошибкам в  $T_{\text{eff}}$ . Также неясно, насколько велико влияние на калибровки металличности звезды.

Несколько лет назад появились работы [10, 11], в которых показано, что на некоторые LDR-зависимости влияют на ускорение силы тяжести и металличность. В работах Ковтюха калибровки для гигантов отличаются от калибровок для карликов. Однако критерии применимости четко не обозначены.

## 2. Данные и анализ

Нами было решено исследовать влияние фундаментальных параметров звезды на LDR-зависимости. При этом мы опирались не на эмпирические калибровки, а на *модельные* расчеты глубин спектральных линий. Чтобы избежать влияния особенностей химического состава, LDR-зависимости строились по расчетам глубин линий только нейтрального железа. Были выбраны спектральные линии из базы данных VALD [12] в диапазоне 5600–6300 Å, в котором работает большое количество спектрографов. Расчеты синтетического спектра проводились по программе SynthV [13], используя содержание химических элементов для Солнца из [14]. Модели атмосфер были рассчитаны по программе ATLAS9 [15] с использованием ODF-непрозрачностей из [16].

Мы отобрали линии железа средней интенсивности, которые разделялись на две группы: линии с высокой и низкой чувствительностью к изменению эффективной температуры. Высокочувствительными считались линии, у которых эквивалентная ширина ( $EW$ ) изменялась более чем в два раза, при изменении температуры на 1000 градусов. После сравнения синтетического спектра с атласом Солнца [17], были отбракованы блендированные линии и линии с неточными силами осцилляторов. На рис. 1 приведены примеры точности подгонки профиля в спектре Солнца и зависимость интенсивности линий от  $T_{\text{eff}}$ .

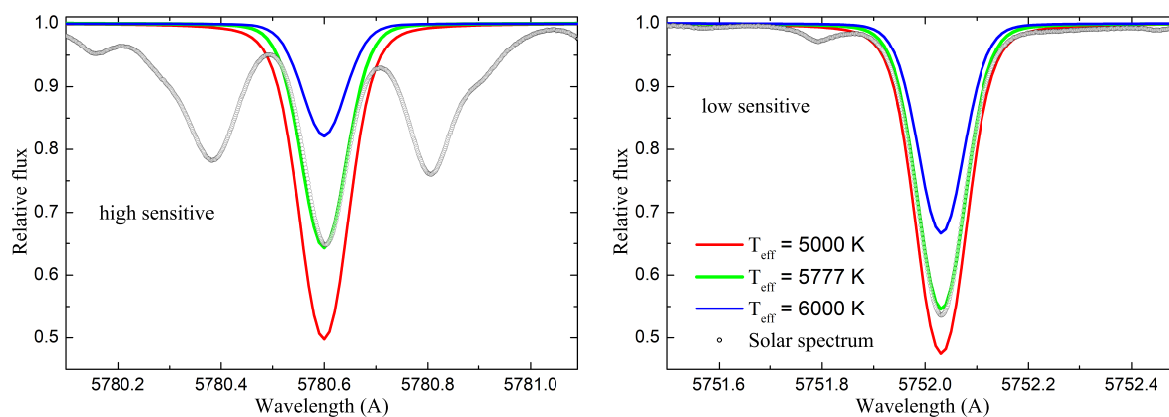


Рис. 1: Пример изменения профиля высокочувствительной (слева) и низкочувствительной линии (справа) железа в зависимости от эффективной температуры.

В анализ вошли 67 высоко и 64 низкочувствительных линий железа, что позволяет построить более 4000 теоретических LDR-зависимостей. Также мы рассматривали отношения эквивалентных ширин этих линий.

На рис. 2 (левая панель) можно видеть типичный вид получаемых зависимостей. Однако встречаются и зависимости с крутыми градиентами (рис. 2, правая панель), где даже небольшие неточности в измерении глубин будут приводить к большим ошибкам в эффективной температуре.

Кроме того, часть зависимостей показывает еще более сложный вид, при котором эффективная температура однозначно не определяется (рис. 3). Такие зависимости исключались из дальнейшего рассмотрения.

## 3. Эффекты влияющие на LDR- $T_{\text{eff}}$ зависимости

Рассмотрим, как влияют фундаментальные параметры на вид этих LDR-зависимостей. Оказалось, что для большинства зависимостей влияние ускорения силы имеет сложный вид (левая панель рис. 4): для горячих звезд влияние относительно невелико, однако для холодных звезд оно становится очень значительным. При этом изменение металличности, напротив, оказывает большое влияние для горячих звезд и меньшее для холодных (правая панель рис. 4).

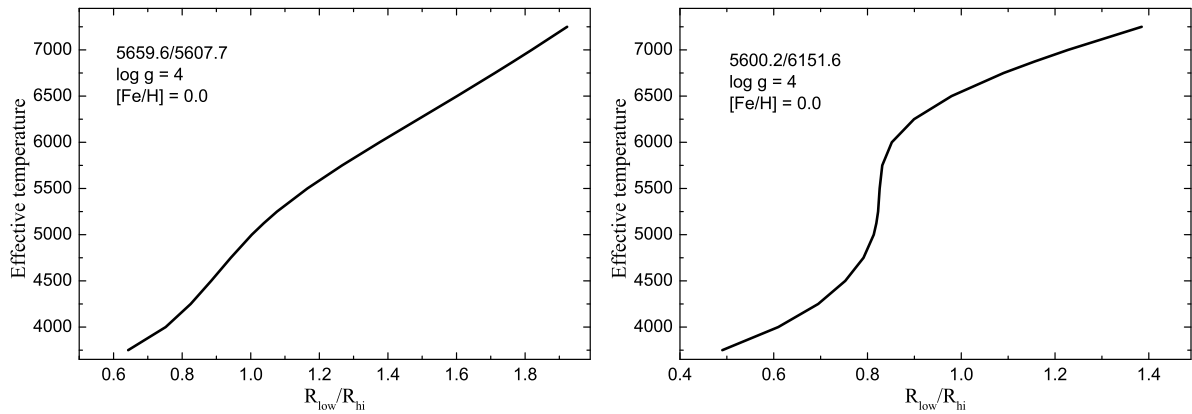


Рис. 2: Типичный вид зависимости отношения глубины линий и эффективной температуры — слева. Справа — LDR-зависимость, использование которой для  $T_{\text{eff}}$  в интервале 5000–6000 К будет приводить к повышенным ошибкам.

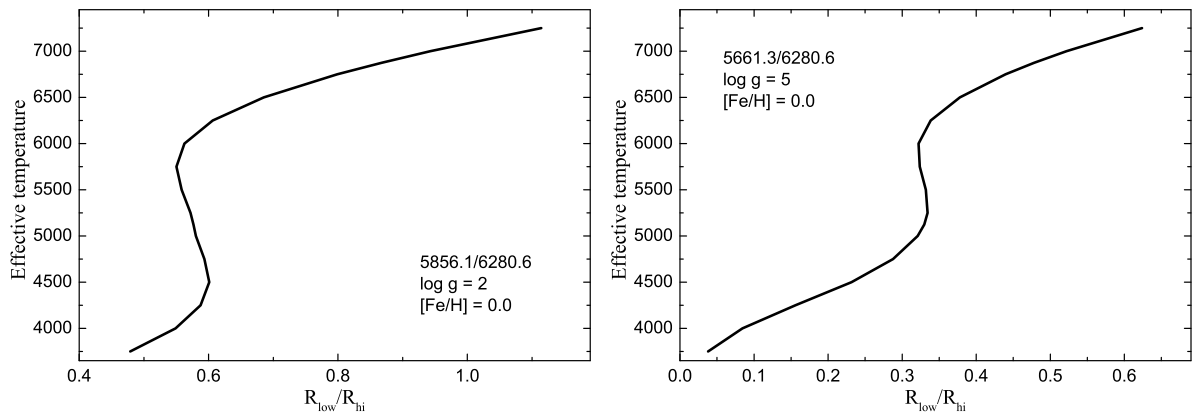


Рис. 3: Вид LDR-зависимостей, исключаемых из рассмотрения.

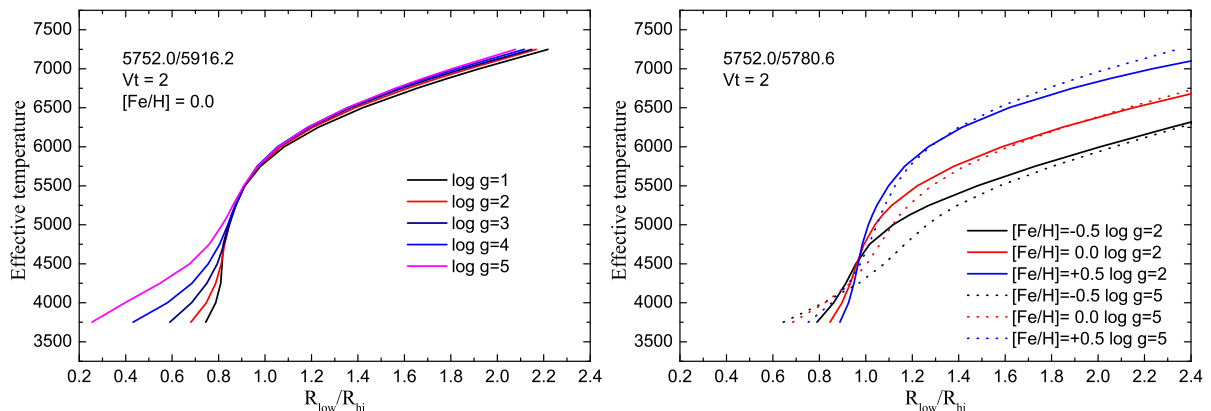


Рис. 4: Влияние на LDR-зависимости ускорения силы тяжести на поверхности звезды — левая панель. На правом рисунке — влияние на вид LDR-зависимостей содержания железа в атмосфере звезды.

Ранее авторами эмпирических LDR-зависимостей предполагалось, что микротурбулентная скорость влияния не оказывает. Но из рис. 5 (левая панель) видно, что на некоторые зависимости влияние  $V_t$  достаточно велико и его игнорирование может приводить к значительным ошибкам.

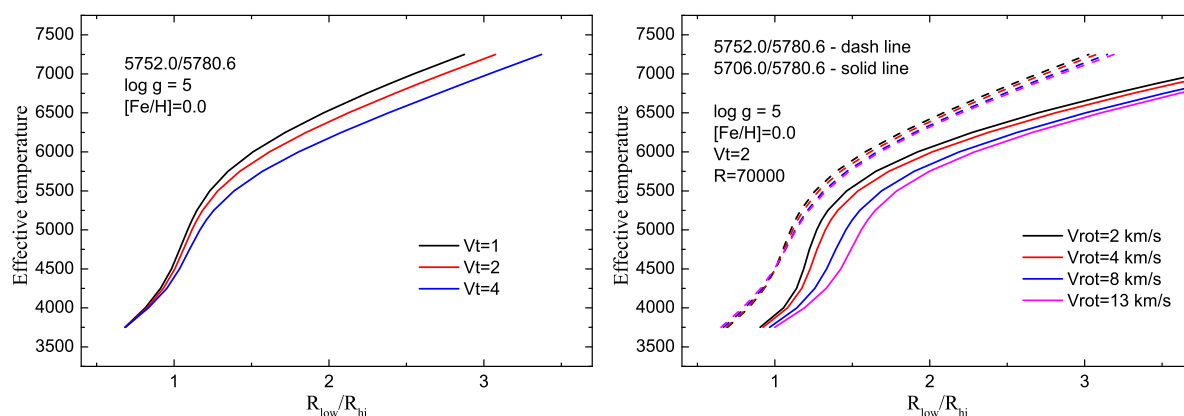


Рис. 5: Влияние на вид LDR-зависимостей величины микротурбулентной скорости — левая панель. На правом рисунке — влияние на вид LDR-зависимостей скорости вращения звезды.

На рис. 5 (правая панель) можно видеть, что скорость вращения и спектральное разрешение также может влиять на вид LDR-зависимостей, причем влияние на разные пары линии может быть существенно разным.

#### 4. Использование сетки рассчитанных глубин и эквивалентных ширин линий Fe I для определения $T_{\text{eff}}$

Была рассчитана сетка глубин и эквивалентных ширин выбранных 67 высоко и 64 слабочувствительных линий нейтрального железа для следующих параметров:  $T_{\text{eff}}$  от 3750 до 7250 K;  $\lg g$  от 1 до 5;  $[\text{Fe}/\text{H}]$  от  $-0.5$  до  $+0.5$ ;  $V_t$  от 1 до 4 км/с;  $v_e \sin i$  от 1 до 16 км/с при  $R = 70000$ . Для удобства интерполирования по скорости вращения и спектральному разрешению был введен такой параметр: среднее значение ширины линии на половине ее глубины ( $FWHM$ ) для линий с  $EW$  от 10 до 40 мÅ. Выбор обусловлен тем, что  $FWHM$  более слабых линий трудно точно измерить, а у более сильных линий начинают проявляться уширения Ван-дер-Ваальса и т. п. Это хорошо видно на рис. 6.

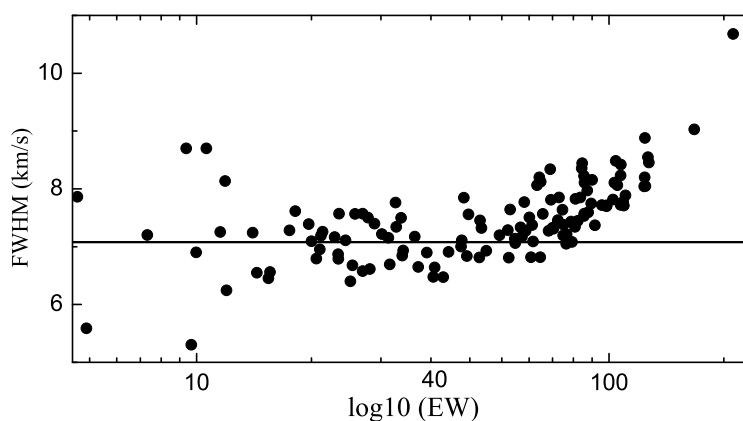


Рис. 6: Зависимость  $FWHM$  от эквивалентной ширины в спектре Арктур.

В результате получены более 4000 зависимостей с внутренней точностью многомерной интерполяции порядка пяти-десяти градусов. При этом исключаются зависимости, дающие неоднозначное определение  $T_{\text{eff}}$ . Чистка сильно выпадающих оценок температуры из-за неточности измеренных глубин проводилась при помощи итеративного  $\sigma$ -клиппинга относительно медианного значения эффективной температуры.

Точность получаемой по данной сетке эффективной температуры зависит от точности остальных фундаментальных параметров звезды: ускорения силы тяжести, металличности и  $V_t$ . Только полуширину профиля можно явно определить по спектрограмме. Если эти параметры надежно известны, то эффективная температура определяется усреднением по всем LDR зависимостям с использованием  $\sigma$ -клиппинга. В результате, в конечном рассмотрении используется несколько сотен оценок  $T_{\text{eff}}$ . Ошибки получаемой  $T_{\text{eff}}$  обычно менее

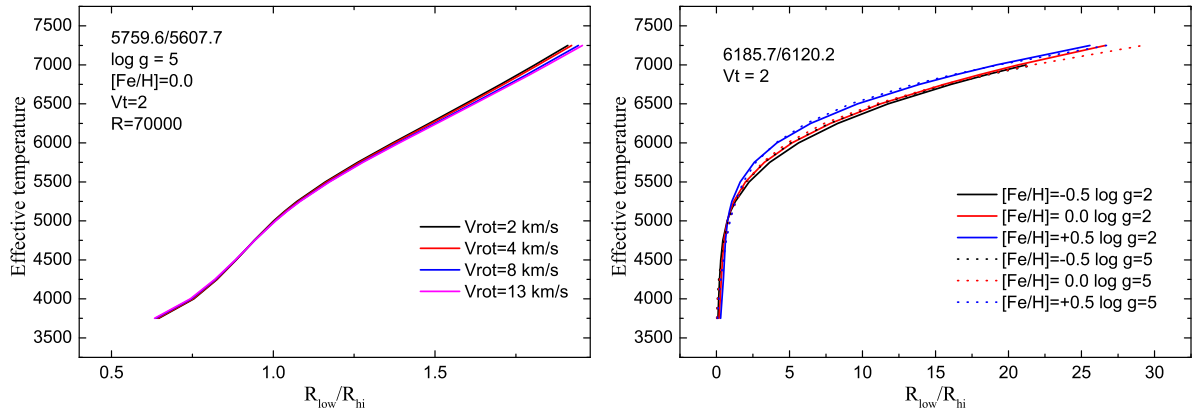


Рис. 7: Пример пары линий, на отношение глубин которых скорость вращения звезды (левая панель) и металличность звезды (правая панель) оказывают слабое воздействие.

50 градусов. При использовании аналогичных зависимостей для эквивалентных ширин точность несколько ниже, так как  $EW$  измеряются с более низкой точностью, чем глубины.

Если же фундаментальные параметры неизвестны, либо известны с недостаточной точностью, то процесс определения эффективной температуры будет сводиться к классическим итерациям. Сначала задаются приближенные параметры:  $\lg g$ ,  $[Fe/H]$ ,  $V_t$  и определяется  $T_{eff}$ . Далее с этой температурой уточняется  $\lg g$  (например, по ионизационному равновесию железа), содержание железа и  $V_t$  (по независимости содержания от  $EW$ ). С уточненными параметрами по сетке переопределяется температура. Цикл повторяется. Обычно хватает пары итераций, чтобы достигнуть точности в 50 К.

При анализе полученных LDR-зависимостей оказалось, что можно подобрать пары линий, отношения глубин которых будут слабо зависеть от тех или иных параметров звезды. Например, если линии близки по интенсивности, то влияния ширины их профилей на вид LDR-зависимости может не быть. На левой панели рис. 7 все LDR-зависимости практически одинаковые, хотя скорость вращения изменяется от 2 до 13 км/с. Аналогичная картина может наблюдаться для влияния микротурбулентной скорости на отношение глубин некоторых пар линий.

Влияние ускорения силы тяжести и металличности имеет более сложный вид (правая панель рис. 7). Подобрать универсальные пары линий, LDR-зависимости которых не подвержены влиянию  $\lg g$  или  $[Fe/H]$  для всего диапазона  $T_{eff}$  от 4000 до 7000 К найти не получается. Поэтому такие пары линий отбирались для интервалов эффективных температур с шагом 1000 К.

В результате были подобраны пары линий, для которых LDR-зависимости слабо реагируют на изменения тех или иных параметров звезды (табл. 1). Их удобно использовать для уточнения первоначальной оценки эффективной температуры. А далее применять стандартные интерактивные процедуры определения остальных параметров. Можно видеть, что для  $\lg g$  таких пар мало при низких температурах, а для высоких температур можно использовать практически все пары. Подобрать универсальные пары, устойчивые во всем рассматриваемом диапазоне температур, к ошибкам всех фундаментальных параметров не получается. Необходимо работать с каждым температурным диапазоном отдельно.

Таблица 1: Число пар линий, отношение глубин и эквивалентных ширин которых слабо зависят от тех или иных параметров атмосферы звезды.

$T_{eff}$ , К	Количество пар $R$			Количество пар $EW$		
	$[Fe/H]$	$\lg g$	$V_t$	$[Fe/H]$	$\lg g$	$V_t$
4000	138	152	561	34	173	381
5000	133	335	561	140	361	381
6000	192	3362	561	201	3330	381

Была сделана программа многомерной интерполяции по рассчитанной сетке глубин и эквивалентных ширин линий железа. С ее помощью проведена апробация данной методики определения  $T_{eff}$  по спектрам звезд с хорошо известными параметрами. Спектрограммы хорошо изученных звезд, для которых температуры считаются достаточно хорошо определенными, были в основном взяты из библиотек программы Gaia FGK Benchmark Stars [18, 19, 20] и PEPSI [21]. В табл. 2 эти температуры приведены во втором столбике

Таблица 2: Сравнение эффективных температур для звезд с хорошо известными параметрами атмосфер.

Stars	$T_{\text{eff}}$ , K ref.	lg $g$	[Fe/H]	$T_{\text{eff}}(EW)$	$n$	$\delta T_{\text{eff}}$	$T_{\text{eff}}(R)$	$n$	$\delta T_{\text{eff}}$	$T_{\text{eff}}(\text{Kovt.})$	$\delta T_{\text{eff}}$
				LDR			LDR				
12 Oph	5250, [22]	4.50	0.00	5251±32	388	1	5266±42	758	16	5201±44	-49
18 Sco	5810, [22]	4.40	0.04	5813±56	813	3	5792±32	951	-18	5735±42	-75
54 Psc	5297, [20]	4.52	0.14	5268±33	402	-29	5305±48	651	8	5232±38	-65
70 Vir	5550, [23]	4.00	-0.08	5558±45	934	8	5544±29	1013	-6	5592±35	42
$\alpha$ Cen A	5804, [20]	4.29	0.20	5809±44	669	5	5781±63	1152	-23	5730±28	-62
$\alpha$ Cen B	5207, [20]	4.53	0.23	5194±41	359	-13	5164±39	703	-43	5172±48	-35
$\beta$ Vir	6093, [20]	4.08	0.13	6151±58	1059	58	6120±39	1194	27	6040±27	-80
$\epsilon$ Eri	5130, [20]	4.62	-0.08	5121±37	378	-9	5104±46	711	-26	4980±39	-150
HD 5015	6033, [20]	4.03	0.05	6108±36	624	75	6053±52	868	20	5996±42	-37
Procyon	6582, [20]	3.98	-0.02	6621±44	540	39	6538±33	519	-44	6307±44	-275
Sun (Europe)	5777	4.44	0.00	5775±47	876	-2	5760±34	892	-17	5755±30	-22
$\epsilon$ Leo	5314, [20]	2.36	-0.03	5388±30	740	74	5318±35	1451	4	5315±26	1
HD 189349	5026, [24]	2.45	-0.63	5139±32	556	113	5084±42	794	58	5073±37	47
HD 204381	5079, [20]	2.86	-0.11	5058±49	874	-21	5021±34	1028	-58	4949±29	-130
Arcturus	4283, [25]	1.67	-0.57	4290±34	466	7	4271±43	799	-12	4173±67	-110
$\delta$ CrB	5280, [23]	3.27	-0.20	5273±37	1085	-7	5273±54	1805	-7	5195±38	-105
67 Cet	4936, [26]	2.60	-0.01	4965±37	437	29	4903±40	903	-33	4852±43	-84
Среднее отклонение от $T_{\text{eff}}$ ref						19				-9	-70
$\sigma$						38				28	73

и обозначены как  $T_{\text{eff}}$  ref. Там же даны ссылки на соответствующие работы. В анализ вошли десять звезд-карликов и Солнце, а также шесть звезд-гигантов с металличностью от  $-0.6$  до  $+0.23$ . В пятом и восьмом столбце приведены определенные в соответствии с нашей методикой по  $EW$  и глубинам линий эффективные температуры. В соседних столбцах указаны число используемых LDR-зависимостей и разница между нашими оценками температур и  $T_{\text{eff}}$  ref.

Температуры, полученные по отношениям глубин линий, отличаются от  $T_{\text{eff}}$  ref, как правило, менее чем на 50 градусов. Среднее отклонение тоже около нуля при дисперсии 28 градусов. В одиннадцатом столбце табл. 2 приведены температуры, получаемые по калибровкам Ковтюха [5, 7, 8]. Они показывают значительно более сильные отличия от  $T_{\text{eff}}$  ref.

## 5. Заключение

Из проведенных расчетов LDR-калибровок видно, что LDR-метод хорошо работает в достаточно узком диапазоне фундаментальных параметров звезды. При этом присутствует влияние спектрального разрешения и скорости вращения звезды. Это надо учитывать при использовании эмпирических калибровок.

Нами предложена простая методика определения эффективных температур F-G-K звезд по рассчитанной сетке  $EW$  и глубин 131 линии железа в диапазоне фундаментальных параметров звезд:  $T_{\text{eff}}$  от 4000 до 7000 K; lg  $g$  от 1 до 5; [Fe/H] от  $-0.5$  до  $+0.5$ ;  $V_t$  от 1 до 4 км/с;  $FWHM$  от 5 до 25 км/с. Это методика была проверена на примере хорошо исследованных звезд. Показано, что ошибки  $T_{\text{eff}}$ , как правило, не превышает 50 градусов. Кроме отношений глубин линии можно использовать отношения  $EW$ . Точность при этом несколько ниже, чем для LDR-метода.

Рассчитанная сетка, список используемых линий железа и компьютерная программа находятся в открытом доступе [https://github.com/Serkor62/LDR\\_cool\\_star\\_Fe](https://github.com/Serkor62/LDR_cool_star_Fe) и могут быть использованы всеми заинтересованными.

## Список литературы

1. K. Biazzo, L. Pasquini, L. Girardi, A. Frasca, et al., *Astron. and Astrophys.*, **475**, 981, 2007.
2. D. F. Gray and H. L. Johanson, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **103**, 439, 1991.
3. D. F. Gray, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **106**, 1248, 1994.
4. V. V. Kovtyukh and N. I. Gorlova, *Astron. and Astrophys.*, **358**, 587, 2000.
5. V. V. Kovtyukh, C. Soubiran, S. I. Belik, and N. I. Gorlova, *Astron. and Astrophys.*, **411**, 559, 2003.
6. V. V. Kovtyukh, C. Soubiran, O. Bienaymé, T. V. Mishenina, and S. I. Belik, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **371**, 879, 2006.
7. V. V. Kovtyukh, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **378**, 617, 2007.
8. V. Kovtyukh, B. Lemasle, N. Nardetto, G. Bono, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **523**, 5047, 2023.
9. K. Biazzo, A. Frasca, S. Catalano, and E. Marilli, *Astronomische Nachrichten*, **328**, 938, 2007.
10. M. Jian, N. Matsunaga, and K. Fukue, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **485**, 1310, 2019.

11. M. Jian, D. Taniguchi, N. Matsunaga, N. Kobayashi, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **494**, 1724, 2020.
12. T. Ryabchikova, N. Piskunov, R. L. Kurucz, H. C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P. S. Barklem, *Physica Scripta*, **90**, 054005, 2015.
13. V. Tsymbal, T. Ryabchikova, and T. Sitnova, in D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin, eds., *Physics of Magnetic Stars*, **518**, 247 (2019).
14. K. Lodders, M. Bergemann, and H. Palme, *Space Sci. Rev.*, **221**, 23, 2025.
15. F. Castelli and R. L. Kurucz, in N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, eds., *Modelling of Stellar Atmospheres*, **210**, A20 (2003).
16. S. Mészáros, C. Allende Prieto, B. Edvardsson, F. Castelli, et al., *Astron. J.*, **144**, 120, 2012.
17. A. Reiners, N. Mrotzek, U. Lemke, J. Hinrichs, and K. Reinsch, *Astron. and Astrophys.*, **587**, A65, 2016.
18. S. Blanco-Cuaresma, C. Soubiran, P. Jofré, and U. Heiter, *Astron. and Astrophys.*, **566**, A98, 2014.
19. P. Jofré, U. Heiter, C. Soubiran, S. Blanco-Cuaresma, et al., *Astron. and Astrophys.*, **582**, A81, 2015.
20. C. Soubiran, O. L. Creevey, N. Lagarde, N. Brouillet, et al., *Astron. and Astrophys.*, **682**, A145, 2024.
21. K. G. Strassmeier, I. Ilyin, and M. Weber, *Astron. and Astrophys.*, **612**, A45, 2018.
22. J. Shejeelammal, J. Meléndez, A. Rathsam, and G. Martos, *Astron. and Astrophys.*, **690**, A107, 2024.
23. C. Soubiran, N. Brouillet, and L. Casamiquela, *Astron. and Astrophys.*, **663**, A4, 2022.
24. Y. Takeda and A. Tajitsu, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **450**, 397, 2015.
25. C. Fanelli, L. Origlia, E. Oliva, A. Mucciarelli, N. Sanna, E. Dalessandro, and D. Romano, *Astron. and Astrophys.*, **645**, A19, 2021.
26. Y. J. Liu, K. F. Tan, L. Wang, G. Zhao, B. Sato, Y. Takeda, and H. N. Li, *Astrophys. J.*, **785**, 94, 2014.

## Формирование планетных спутников

Тутуков А.В.<sup>1</sup>, Дремова Г.Н.<sup>2</sup>, Дремов В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>Российский федеральный ядерный центр, Снежинск, Россия

Проведено моделирование начальной стадии «разогрева» (на интервале времени  $10^5$  лет) коорбитального с планетой тора АКП-тел (астероиды, кометы, малые планетные тела) в рамках  $N$ -кратной классической задачи трех тел: родительская звезда, планета и  $N$  АКП-тел ( $N = 10^4$ ). Получены результаты прямого численного моделирования для двух вариантов планеты: гиганта и земной группы. Первый вариант иллюстрирует глобальное влияние планеты-гиганта на свое окружение, выраженное в способности формирования иерархической системы своих спутников, облака Оорта, свободных планет. Второй вариант демонстрирует локальный вклад планеты земного типа в преобразование окружающего ее пространства ввиду малого собственного гравитационного ресурса, не позволяющего аккумулировать астероидный рой для формирования системы своих спутников. Из баланса углового момента околосолнечных АКП, увлекаемых в сферу Хилла планеты, и режима их коротации с планетой выводится условие образования аккреционного диска вокруг планеты, накладывающее ограничение на размер большой полуоси планеты:  $a > 1.5 \cdot 10^{13} \cdot \sqrt[3]{M/M_\odot}$ , см. Это ограничение полезно в качестве критерия разделения планет на гигантов и земной группы и концептуально связано с проблемой происхождения Луны. Земля, не способная содержать околопланетный диск, обладает соразмерным спутником, что указывает на иной сценарий ее образования, отличающийся от сценария аккумуляционной сборки в диске.

Поступила в редакцию 10.10.2025 г. Принята в печать 06.11.2025 г.

*Ключевые слова:* планеты, спутники, астероиды, Солнечная система, гравитационное рассеяние

## Formation of planetary satellites

Tutukov A.V.<sup>1</sup>, Dryomova G.N.<sup>2</sup>, Dryomov V.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Russian Federal Nuclear Centre, Snezhinsk, Russia

The initial stage of “heating up” (over a time interval of  $10^5$  yrs.) of the co-orbital torus of ACP-bodies (asteroids, comets, and small planetary bodies) with the planet was simulated within the framework of the  $N$ -fold classical three-body problem: a parent star, a planet, and  $N$  ACP-bodies ( $N = 10^4$ ). The results of direct numerical modeling were obtained for two variants: a giant planet and an Earth-like planet. The first variant illustrates the global effect of a giant planet on the planetary system as a whole, including the formation of the Oort cloud, a hierarchical system of own satellites, and free planets. The second variant demonstrates the local contribution of an Earth-type planet in the re-organization of its surrounding space due to its limited gravitational resources, which prevent it from accumulating an asteroid swarm to form a system of its own satellites. From the balance of angular momentum of the circumsolar ACP, dragged into the Hill sphere of the planet, and the momentum of the planet rotation, the condition for the formation of an accretion disk around the planet is theoretically derived, imposing a constraint on the size of the semi-major axis of the planet:  $a > 1.5 \cdot 10^{13} \cdot \sqrt[3]{M/M_\odot}$ , cm. This constraint is useful as a criterion for the segregation of planets into giants and terrestrial group and is conceptually related to the problem of the origin of the Moon. Earth, which is unable to contain a circumplanetary disk, has a co-eval satellite, which indicates a different formation scenario than the accumulation assembling in an accretion disk.

Received 10.10.2025. Accepted 06.11.2025.

*Keywords:* planets, satellites, asteroids, Solar system, gravity scattering

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.002

## 1. Введение

Еще в 80-е годы XX в., когда открытие экзопланет было практически невозможным, на основе изучения статистики тесных двойных звезд Тутуковым была получена теоретическая оценка распространенности планетных систем — каждая третья звезда Галактики обладает планетной системой [1]. Сегодня этот прогноз оправдался. Многочисленные современные наблюдения, собранные в архиве экзопланет NASA, на октябрь 2025 г. дают оценку 6022 подтвержденных внесолнечных планет [2].

Межзвездное пространство также оказалось заполнено свободными (без родительских звезд) планетами, регистрация которых стала возможна благодаря методам микро- и нано- линзирования. По данным наблюдений обсерватории *Chandra* из анализа линзированного квазарного света (QJ 0158-4325) были получены ограничения на массовую долю планетной популяции ( $\sim 10^{-5}$  от массы галактики), включающей объекты от размеров Луны до Юпитера [3]. Также в ближайшей к нам молодой ОВ-ассоциации в области Верхнего Скорпиона и Змееносца была открыта фракция свободных планет, включающая сотню их прототипов [4].

Высокую распространенность планет можно объяснить сочетанием двух факторов: запасом углового момента газового коллапсирующего диска (избыточного для предельно вращающейся одиночной звезды, но недостаточного для самой тесной двойной) и механизмом гравитационного рассеяния, который «работает»

на всех масштабах: от пылинок до планет-гигантов, от комет до целых галактик. В рамках Солнечной системы его доминантная роль сводится к резонансной релаксации. В ходе постоянного обмена моментами импульса часть объектов приобретает устойчивые орбиты, другие разрушаются, испытывая столкновения, или «забрасываются» на периферию планетных систем, формируя «облака Оорта», или вовсе покидают коллективные системы.

Но пример Солнечной системы наглядно нам демонстрирует, что образование планет не решает полностью проблему избытка углового момента протопланетного диска. В результате запускается следующий уровень иерархии планетообразования: формирование спутников (малых планетных тел) вокруг самих планет посредством механизма аккумуляционной сборки из «строительного» АКП-материала, что не пошел на образование собственно планет. По сути это повторение процесса формирования планет в дисках, что справедливо для планет-гигантов. Далекие от Солнца планеты-гиганты обладают мини-солнечными системами из своих спутников, хорошо «упрятанными» в их сферах Хилла, размеры которых продиктованы гравитацией Солнца. В то же время внутренние планеты Солнечной системы почти не имеют спутников. Для прояснения этого различия анализировался баланс углового момента околосолнечных АКП-тел, увлекаемых в сферу Хилла планеты для «строительства» аккреционно-декреционного диска:  $r_H \cdot \sigma_V = r_d \cdot v_d$ . Здесь  $r_d$  — радиус околопланетного диска,  $r_H = a \cdot \sqrt[3]{\frac{m}{3M}}$  — радиус сферы Хилла планеты массы  $m$ , находящейся на орбите с большой полуосью  $a$  вокруг родительской звезды массы  $M$ . Дисперсия скоростей пробных частиц в сфере Хилла,  $\sigma_V$ , по порядку величины составляет  $r_H/2a \cdot v_K$ , причем для всех внутренних планет Солнечной Системы справедливо  $r_H/a \sim 0.01$ . Формирование диска идет внутри сферы Хилла планеты, которую пересекают околосолнечные АКП. Для «пересаживания» околосолнечных АКП на орбиту вокруг планеты внутри ее сферы Хилла, их орбитальный момент должен быть меньше момента собственного вращения планеты. Это эквивалентно фактору коротации вовлекаемых в сферу Хилла околосолнечных АКП-тел (выравнивание их Кеплеровской скорости  $v_K$  к скорости в околопланетном диске  $v_d$  внутри сферы Хилла), что позволяет выразить радиус диска как  $r_d = a \cdot \sqrt[3]{\frac{m}{3M}} \cdot r_H/2a \cdot v_K/v_d$ . Важно, чтобы запаса углового момента АКП-тел хватило на формирование околопланетного диска, размер которого превосходил бы радиус планеты  $r_d > r$ , где  $r = \sqrt[3]{\frac{3m}{4\pi\rho}}$  — радиус планеты,  $\rho$  — ее плотность. Несложные преобразования позволяют записать для планеты со средней плотностью  $4 \text{ г/см}^3$  условие формирования диска вокруг нее из аккрецирующего АКП-вещества:  $a > 1.5 \cdot 10^{13} \cdot \sqrt[3]{M/M_\odot}$  см. Это условие отчасти объясняет отсутствие спутников у планет земной группы.

Наличие же у Земли соразмерного с ней спутника, Луны, указывает на иной сценарий его появления, например, мегаимпакт или гравитационный захват Землей уже «готовой» планеты. Возможна ли такая орбитальная история Земли? Результаты численного моделирования, проведенного в подходе  $N$ -тел (структурных элементов для учета конечных размеров Земли и Луны), показали, что Луна может быть захвачена на временную (10–100 орбитальных витков) нестабильную орбиту вокруг Земли [5]. Фактор вязко-диссипативной среды (АКП-обломки) может «задержать» Луну на околоземной орбите. Как показали оценки, небольшое притормаживание Луны (на 0.05–2% от ее начальной скорости), создаваемое ударными столкновениями с декаметровых АКП-объектами, может отобрать избыток кинетической энергии Луны, утвердив ее в статусе спутника Земли. Какова вероятность такого захвата? Ее несложно получить, анализируя объем тора, внутри которого «блуждают» захваченные в сферу Хилла Земли АКП-тела.  $V_{\text{torus}} = \pi r_H^2 \cdot 2\pi a$ , где  $r_H$  и  $a$  — малый и большой радиусы тора. Этот же объем Земля «заметет» за конечное время  $t$  с учетом дисперсии скоростей сближения Земли и АКП-объекта внутри тора —  $V_E = \pi r_E^2 \cdot \sigma_V \cdot t$ . Здесь  $r_E$  — радиус Земли,  $M$  — масса звезды планетной системы,  $\sigma_V = \sqrt{2GM/(a+r_H)} - \sqrt{2GM/(a-r_H)}$  — дисперсия скоростей сближения с Землей АКП-обломков внутри сферы Хилла. Разложение в ряд Тейлора дает оценку  $\sigma_V \sim v_K \cdot r_H/a$ , где  $v_K$  — Кеплеровская скорость Земли. Приравнявая объемы, можно выразить время до ближайшего столкновения Земли и АКП-объекта  $t = P_o \cdot (r_H/r_E)^2 \cdot a/r_H$ , где  $P_o = 2\pi a/v_K$  — орбитальный период Земли. Подставляя известные для Земли параметры, оценка времени «блуждания» АКП-объекта составит порядка 5 миллионов лет. Учитывая возраст Земли порядка 4.5 миллиардов лет, вероятность «встречи» не такая уж малая, особенно на ранних стадиях аккумуляционного формирования Земли, когда плотность околоземных астероидов была высокой и обеспечивала эффективное торможение. И потом, этим АКП-объектом могла быть Луна.

Формирование планетных спутников очень сложная и многоаспектная задача. В данной работе исследуется один из ее аспектов — гравитационная мощность планеты. По характеру взаимодействия планеты со своим строительным АКП-материалом, по тому как планета структурирует эти объекты вокруг себя, обрабатывает ли их в подсистему своих спутников, можно установить статус планеты: гигант или земной группы. Это дает ответы на ряд вопросов, почему планеты-гиганты имеют помногу спутников, а внутренние планеты не имеют их вовсе.

## 2. Постановка задачи

Методом численного моделирования изучается взаимодействие планеты с АКП-объектами, заданными в начальный момент на околосолнечных орбитах, частично пересекающих во время своего орбитального движения сферу Хилла планеты. Цель моделирования — исследовать возможности планеты в формировании вокруг нее аккреционного диска из АКП-тел как резервуара для обретения собственной системы спутников. Задача рассматривается в  $N$ -кратной постановке ( $N = 10^4$  АКП-объектов) в двух вариантах. В первом изучается гравитационная мощь Юпитера в рамках задачи трех тел (Солнце, Юпитер и АКП-объект) [6], во втором варианте — гравитационный потенциал Земли в рамках задачи четырех тел (Солнце, Юпитер, Земля и АКП-объект). АКП-объекты распределены случайным образом на круговых орбитах вокруг Солнца, заданных в торе с диаметром сечения  $\sim 0.01$  а. е. Начальное распределение по скоростям задано с дисперсией 10% от Кеплеровской скорости на уровне орбиты планеты. АКП-объекты рассматриваются без учета их взаимодействия друг с другом, это точечные объекты с массой в миллион раз меньше массы Земли.

С помощью численного алгоритма Верлета-Вейса [7] выполняется прямое 3D-моделирование орбитальной эволюции АКП-тел, которые взаимодействуют только с Солнцем и Юпитером (в первом варианте) и еще с Землей (во втором варианте). Движение этих объектов интегрируется по явной схеме второго порядка точности с шагом по времени 760 с, обеспечивая консервативность полной энергии. Планируется два варианта расчетов с целью сравнения особенностей «разогрева» (процесс гравитационного рассеяния АКП-объектов) АКП-тора в течение  $10^5$  лет, в одном случае для планеты-гиганта, в другом — планеты земной группы. Постановка расчетов позволяет извлечь информацию об изменении среднего радиуса и толщины АКП-тора, проанализировать статистики гравитационно-связанных и свободных АКП, разрушенных АКП (упавших на планету или Солнце), а также изменивших статус околосолнечных АКП на планетные спутники с дифференциацией захвата на проградные и ретроградные орбиты. Также представляет интерес распределение АКП-объектов по их полной энергии, характерный профиль которого может отражать структурные изменения АКП-тора.

## 3. Результаты расчетов

На шкале времени  $10^5$  лет отслеживается эволюция околосолнечного АКП-тора в двух вариантах: коорбитальном планете-гиганту (например, Юпитер) и коорбитальном внутренней планете (Земля). На рис. 1 показано сравнение финального состояния АКП-тора в результате его взаимодействия со звездой и планетой: левый график для варианта с Землей, правый — с Юпитером. Как видно из графика слева, Земля не успевает расчистить себе орбиту от АКП-объектов, а также не может сформировать вокруг себя стабильное облако спутников. Земля собирает в своей сфере Хилла несколько АКП, некоторые из них постепенно тормозятся в вязко-диссипативной околоземной среде и со временем падают на Землю, а другие Земля «забрасывает» не дальше орбиты Марса или Венеры. Статистика этих событий приведена в табл. 1 в сравнении с вариантом для планеты-гиганта.

Влияние планеты-гиганта очевидно (график справа): за это же время Юпитер создал два заметных разрыва в АКП-торе. В одном разрыве (снизу) он своим гравитационным полем сформировал вокруг себя собственную систему спутников, которые прежде имели статус околосолнечных малых планет. Другой

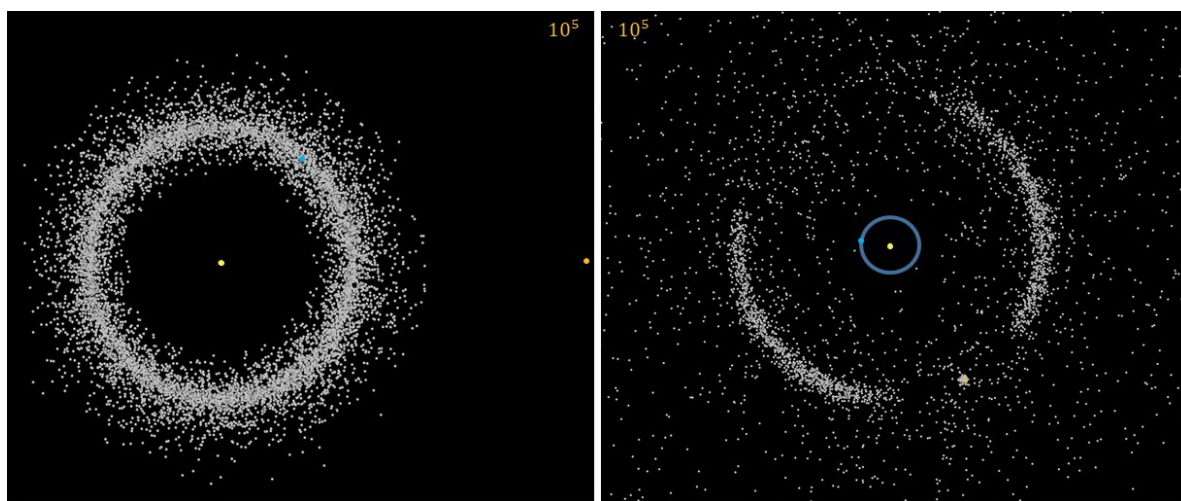


Рис. 1: Сравнение конфигураций околосолнечных АКП-торов, коорбитальных Земле (слева) и Юпитеру (справа), через  $10^5$  лет. Голубая окружность обозначает орбиту Земли на правом графике.

Таблица 1: Изменение со временем параметров модельных планетных систем (средние радиус  $\bar{r}$  и сечение  $\bar{d}$  АКП-тора, максимальное удаление от Земли  $r_{\max}$  и средний радиус облака Оорта  $\bar{r}_{\text{Oort}}$ ), рассчитанных в двух вариантах околосолнечного АКП-тора: коорбитального Земле и Юпитеру. Их значения указаны в а. е. Приведены статистики связанных с солнечной системой АКП-объектов ( $N_{\text{АКП}}$ ), поглощенных Солнцем, Юпитером или Землей ( $N_{\text{fall}}$ ), а также свободных ( $N_{\text{free}}$ ).

$t, 10^3$ лет	$\bar{r}$ а. е.		$\bar{d}$ а. е.		$r_{\max}$ а. е.	$\bar{r}_{\text{Oort}}$ а. е.		$N_{\text{АКП}}$		$N_{\text{fall}}$		$N_{\text{free}}$
	Земля	Юпитер	Земля	Юпитер	Земля	Юпитер	Земля	Юпитер	Земля	Юпитер		
10	1.0178	10.95	0.0734	0.457	1.565	24	9820	9632	180	368	0	
20	1.0213	16.82	0.0772	0.66	1.659	31.8	9709	9524	291	476	1	
30	1.0239	25.24	0.0828	0.923	1.659	67.4	9613	9453	387	547	11	
40	1.0260	37.32	0.0859	1.31	1.668	84.3	9530	9394	470	606	29	
50	1.0304	51.77	0.0899	1.76	1.698	112.4	9447	9345	553	655	54	
60	1.0308	69.45	0.0908	2.38	1.697	337.1	9378	9299	622	701	98	
70	1.0309	87.4	0.0939	3.07	1.765	337.1	9313	9262	687	738	150	
80	1.0314	106.98	0.0937	3.797	1.738	337.1	9249	9228	751	772	226	
90	1.0350	130.85	0.0963	4.645	1.871	337.1	9191	9201	809	799	294	
100	1.0356	155.44	0.0977	5.617	1.984	337.1	9139	9175	861	825	379	

разрыв, диаметрально противоположный первому, отражает вековую эволюцию планетного тора в системе Солнце-Юпитер, не обладающего азимутальной симметрией. По аналогии с солнечно-лунными приливами сизигийное приливное возмущение как раз и приводит к уходу малых планет со своих орбит. Кроме того, Юпитер активно разметал АКП-объекты по всей Солнечной системе, часть из которых сам поглотил (статистика исходов в табл. 1).

Как видно из данных, приведенных в табл. 1, Юпитер принимает активное участие в формировании облака Оорта, а также свободных планет и астероидов Галактики. Для выяснения статуса АКП анализируется полная энергия АКП,  $E = v^2/2 - GM/r_{s,\text{АКП}} - Gm/r_{p,\text{АКП}}$ . Здесь  $r_{s,\text{АКП}}$  и  $r_{p,\text{АКП}}$  — удаление АКП от звезды и планеты, соответственно,  $M$  и  $m$  — масса звезды и планеты. Для обеспечения связанности АКП с планетой должны выполняться два условия: отрицательная полная энергия  $E < 0$  (необходимое условие) и превосходство гравитационного ускорения АКП со стороны планеты над приливным ускорением, сообщаемым ему звездой (достаточное условие).

Необходимым условием освобождения АКП-объекта является его положительная полная энергия  $E > 0$ , достаточным — его удаление от планеты на расстояние, по крайней мере, нескольких радиусов Хилла и выше. Это важно, поскольку планета может временно обеспечить положительную энергию для АКП-объектов, оказавшихся вблизи, но которые со временем возвращаются и падают на планету. В варианте с планетой земной группы не генерируются свободные АКП. Мы продолжали расчет до  $4 \cdot 10^5$  лет и самые дальние «забросы» реализуются до уровня орбиты Марса и орбиты Венеры, но ни до Солнца, ни до Юпитера Земля не может «забросить» АКП.

Более скромные возможности Земли в ее способности забросить астероид делают очевидным вывод: Земля не участвует в формировании облака Оорта. Ее маломощность в сравнении с Юпитером проявляется также в неспособности расчистить себе орбиту от АКП-объектов и сформировать стабильное облако спутников. Земля удерживает в своей сфере Хилла не более 5–6 АКП, которые в скором времени ею поглощаются, а резервуар Хилла пополняется вновь захваченными АКП. Юпитер же захватывает в свою сферу Хилла более семидесяти АКП.

Отдельный интерес представляет задача сегрегации АКП-орбит в сфере Хилла на проградные и ретроградные (табл. 2). Информацией для такого анализа служат данные о положении планеты и АКП относительно звезды, а также о скорости планеты и скорости АКП относительно планеты. Это позволяет сформулировать критерий: если для внешнего по отношению к планете АКП-объекта скалярное произведение его скорости относительно планеты  $\Delta v_{\text{д}}$  на единичный вектор скорости планеты  $\hat{n}_v$  будет положительно, то реализуется захват на проградную орбиту вокруг планеты; в случае отрицательного скалярного произведения — захват на ретроградную орбиту. Для внутреннего по отношению к планете АКП-объекта справедлив обратный критерий, т. е. если скалярное произведение выше указанных векторов положительно, то произойдет захват на ретроградную орбиту, в противном случае — на проградную.

Таблица 2: Динамика изменения статистики захваченных в сферу Хилла спутников  $N_{\text{АКП}>\text{Hill}}$ , рассчитанная для двух вариантов с околосолнечным АКП-тором: коорбитальным Земле и Юпитеру. Представлены численности АКП-спутников на ретроградных (*retro-*) и проградных (*pro-*) орбитах.

$t, 10^3$ лет	$N_{\text{АКП}>\text{Hill}}$					
	Земля			Юпитер		
	$N_{\text{АКП}}$	<i>retro-</i>	<i>pro-</i>	$N_{\text{АКП}}$	<i>retro-</i>	<i>pro-</i>
10	6	5	1	79	30	49
20	6	5	1	80	37	43
30	6	3	3	78	36	42
40	6	6	0	77	30	47
50	6	6	0	81	40	41
60	5	3	2	76	31	45
70	5	4	1	77	36	41
80	5	5	0	74	33	41
90	6	5	1	75	39	36
100	5	4	1	73	27	46

Учитывая начальное АКП-распределение в коорбитальном планете торе, предпочтительная орбита для захвата должна быть ретроградная, так как внешние АКП отстают от планеты, а внутренние — обгоняют. Такая интерпретация реализуется для варианта с Землей, которая в силу своей маломощности так и не «разметала» АКП, движущихся по-прежнему в торе. Для варианта с Юпитером, который глобально преобразует пространство вокруг себя, создавая систему своих спутников, формируя облако Оорта и свободные АКП, фактор гравитационного рассеяния столь высок, что АКП могут «прилетать» с любых направлений, не делая предпочтений для захвата на избирательные орбиты. Результаты расчетов подтверждают этот вывод для варианта с планетой-гигантом: статистики захватов на ретроградные и проградные орбиты почти совпадают. На момент времени  $10^5$  лет, используя расчетные данные о положении и скоростях АКП-объектов, захваченных в сферу Хилла Юпитера, были восстановлены из уравнений их траектории значения больших полуосей орбит АКП. На рис. 2 приведены для сравнения распределения модельных и реальных спутников Юпитера в зависимости от большой полуоси их орбиты и эксцентриситета. Модельные ретроградные спутники находятся на эксцентричных ( $e \approx 1$ ) орбитах с  $a \sim 50 - 200 R_J$ , в то время как реальные ретроградные спутники Юпитера имеют  $e \approx 0.5$  и находятся дальше,  $a \sim 270 - 450 R_J$ . Для проградных спутников отмечается примерно одинаковый диапазон изменения большой полуоси, как для модельных, так и для реальных, при этом распределение по эксцентриситетам отличается. Это расхождение может быть следствием других механизмов образования спутников, например, в ходе столкновений. Иллюстрацией может послужить «кластерное» распределение реальных спутников Юпитера — семейства Leda, Himalia квартет, Lysithea, Elora [8]. Их орбитальное «единство» ( $a \sim 160 - 170 R_J$  и  $e \approx 0.1 - 0.2$ ) как раз может свидетельствовать о разрушительных столкновениях спутников планеты-гиганта в прошлом. Столкновения спутников планет с последующим их разрушением способны объяснить появление колец из пыли и астероидов, наблюдаемых у Сатурна и Нептуна.

Большинство реальных ретроградных спутников Юпитера имеют близкие по величине большие полуоси и почти одинаковые углы наклона ( $\sim 147^\circ$ ) к плоскости орбит Галилеевских спутников. Не исключено, что возникновение ретроградных объектов может быть приписано межзвездной природе, когда один из сталкивающихся астероидов — межзвездный, выброшенный гравитационным рассеянием из другой планетной системы. Таких объектов с гиперболическими орбитами, «заглянувших» на время в Солнечную систему, известно к настоящему моменту уже три: астероид 11/Оumuamua (2017), комета 2I/Borisov (2019) и комета 3I/Atlas (2025). А сколько их осталось незамеченными и заглядывало раньше, когда шел процесс бурного планетообразования? Другой механизм образования ретроградных спутников связан с их гравитационным взаимодействием с планетами-гигантами: столкновение проградного спутника планеты с ретроградным астероидом этой же планеты; столкновение проградного спутника планеты с проградным регулярным околосолнечным спутником на эллиптической орбите. Важно, что реальные ретроградные спутники Юпитера и Сатурна находятся далеко от своих планет, имеют большие полуоси, составляющие до 60% от размера сферы Хилла своей планеты, и малые орбитальные скорости, что упрощает их «разворот» при столкновениях.

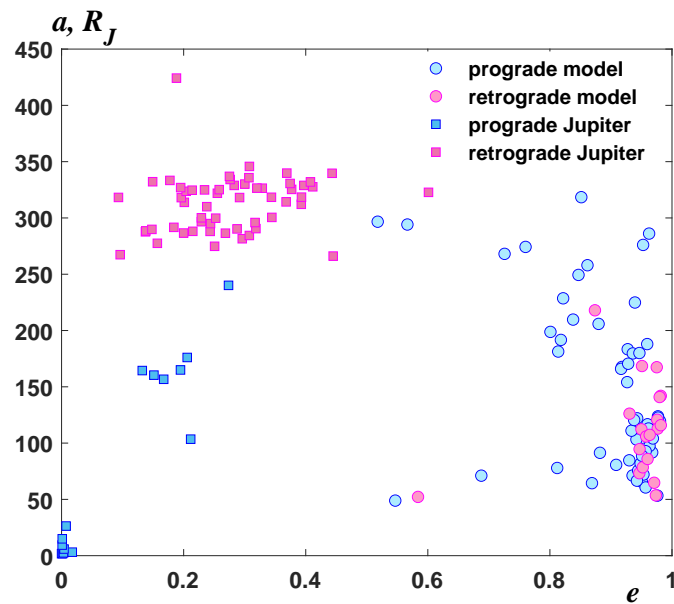


Рис. 2: Сравнение распределения модельных и реальных спутников Юпитера в диаграмме «большая полуось — эксцентриситет».

### 3. Заключение

В данной работе методом прямого численного моделирования в  $N$ -кратной постановке классической задачи трех (четырёх) тел была рассмотрена начальная фаза «разогрева» фрагмента околопланетного диска (коорбитального планете АКП-тора). Этот сравнительно краткий эпизод эволюции (на временном масштабе  $\sim 10^5$  лет) позволил тем не менее выявить ряд важных особенностей, связанных с преобразованием околопланетного пространства. Проведение расчетов в двух вариантах — с планетой-гигантом и планетой земного типа — продемонстрировало качественное различие гравитационной мощи планеты-гиганта и планеты земной группы с учетом фактора их удаленности от звезды. Планеты-гиганты оказывают глобальное влияние на планетарную систему в целом, участвуя в формировании собственной системы спутников путем захвата из диска, облака Оорта и свободных планет. Землеподобные планеты, являясь глубоко «запрятанными» в потенциальную яму родительской звезды, способны лишь на локальные преобразования внутри своей сферы Хилла, при этом не в состоянии построить систему собственных спутников. По характеру взаимодействия планеты с АКП-окружением их можно разделить на гиганты и землеподобные. Этот вывод подкрепляется теоретическим ограничением на размер аккрецируемого околопланетного диска, выведенным из баланса углового момента околосолнечных АКП, увлекаемых в сферу Хилла планеты при условии их коротации с планетой:  $a > 1.5 \cdot 10^{13} \cdot \sqrt[3]{M/M_{\odot}}$  см. Все внутренние планеты Солнечной системы попадают под это ограничение, делая парадоксальным сам факт обладания Землей соразмерным ей спутником, указывая на принципиально другой механизм происхождения спутника в отличие от аккумуляционной сборки аккрецируемого вещества в диске. Вероятно, это соотношение способно объяснить отсутствие спутников у «горячих Юпитеров».

### Список литературы

1. A. Tutukov, *Soviet Astron.*, **31**, 663, 1987.
2. [https://science.nasa.gov/exoplanets/discoveries dashboard](https://science.nasa.gov/exoplanets/discoveries/dashboard), *NASA Exoplanet Archive*, 2025.
3. S. Bhatiani, X. Dai, E. Guerras, and et al., *Astrophys. J.*, **885**, 77, 2019.
4. N. Miret-Roig, H. Bouy, S. Raymond, and et al., *Nature Astron.*, **6**, 89, 2022.
5. A. Tutukov, G. Dryomova, and V. Dryomov, *Astron. Rep.*, **67**, 1236, 2023.
6. A. Tutukov, G. Dryomova, and V. Dryomov, *Astron. Rep.*, **64**, 936, 2020.
7. L. Verlet and J. Weis, *Phys. Rev.*, **A5**, 939, 1972.
8. M. Y. Marov, *The Space. From the Solar system deep into the Universe* (2016).

# Тестирование байесовского метода оценки масс и возрастов звезд типа $\gamma$ Cas

Мокшин Д.Н.

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

В работе выполнена оценка фундаментальных параметров (массы, возраста, радиуса и светимости) звезд типа  $\gamma$  Кассиопеи на основе байесовского сопоставления наблюдаемых величин  $\log T_{\text{eff}}$ ,  $\log L$  и  $\log g$  с вращающимися эволюционными моделями ( $v/v_{\text{crit}} = 0.99$ ), рассчитанными с использованием кодов MESA и PARSEC. Рассматриваемый подход учитывает наблюдательные неопределенности и позволяет строить апостериорные распределения параметров на дискретной сетке масс и возрастов. Показано, что для ряда объектов апостериорные распределения имеют мультимодальную структуру, обусловленную пересечением эволюционных треков различных масс и возрастов в пространстве наблюдаемых параметров. Для каждой моды выполнена независимая оценка параметров с использованием маргинализации. Полученные значения масс демонстрируют хорошее согласие с независимыми динамическими оценками, что подтверждает корректность примененного метода. Большинство исследованных звезд располагаются в области главной последовательности, преимущественно на стадиях, близких к ее завершению, что имеет важное значение для интерпретации их эволюционного статуса и природы активности.

Поступила в редакцию 16.10.2025 г. Принята в печать 17.11.2025 г.

*Ключевые слова:* Ве звезды, звезды типа  $\gamma$  Cas, фундаментальные параметры

## Testing the Bayesian method for estimating masses and ages of $\gamma$ Cas-type stars

Mokshin D.N.

*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

This study presents estimates of the fundamental parameters (mass, age, radius, and luminosity) of  $\gamma$  Cassiopeiae-type stars using a Bayesian framework that compares the observed quantities  $\log T_{\text{eff}}$ ,  $\log L$ , and  $\log g$  with rotating evolutionary models ( $v/v_{\text{crit}} = 0.99$ ) computed with the MESA and PARSEC codes. The adopted approach explicitly accounts for observational uncertainties and constructs posterior probability distributions over a grid of stellar masses and ages. For several objects, the resulting posterior distributions exhibit pronounced multimodality, which arises from the intersection of evolutionary tracks corresponding to different masses and evolutionary stages in the observable parameter space. Each mode is analyzed separately via marginalization to derive statistically consistent parameter estimates. The inferred stellar masses are in good agreement with independent dynamical measurements, supporting the reliability and robustness of the method. Most stars in the sample are located near or on the main sequence, often close to its terminal phase, which provides important constraints on their evolutionary status and the physical nature of  $\gamma$  Cas-type phenomena.

Received 16.10.2025. Accepted 17.11.2025.

*Keywords:* Be stars,  $\gamma$  Cas-type stars, stellar parameters

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.003

## 1. Введение

Классические Ве-звезды представляют собой быстро вращающиеся объекты спектрального класса В, демонстрирующие водородные эмиссионные линии и проявления околосредного газового диска. Формирование и эволюция такого диска остаются предметом активных исследований; его присутствие выявляется по эмиссионным профилям линий, спектрофотометрической переменности и поляризации излучения. Двухвершинная форма линий часто указывает на вращательное движение вещества в диске и отражает его структуру, плотность и динамику.

Несмотря на большое количество наблюдений, убедительных доказательств наличия магнитных полей у Ве-звезд пока не получено: предполагаемые детекции, включая случай  $\lambda$  Eri [1], остаются неоднозначными. Тем не менее, магнитные процессы нередко рассматриваются как один из факторов, могущих влиять на формирование и устойчивость диска (например, [2]).

Особую подгруппу составляют объекты типа  $\gamma$  Cas — быстро вращающиеся Ве-звезды с аномально интенсивным рентгеновским излучением. Их двойственная природа, сочетающая признаки Ве-объектов и источников высокой энергии, делает определение фундаментальных параметров (массы, возраста, светимости) важным для понимания их эволюционного состояния и механизмов активности.

Расположение звезд типа  $\gamma$  Cas в области пересечения эволюционных треков различных масс затрудняет прямое определение их параметров, поскольку наблюдательные характеристики могут соответствовать нескольким решениям. Дополнительные сложности возникают из-за быстрого вращения с около критической скоростью: деформация формы и гравитационное затемнение приводят к изменению распределения температуры и поверхностной гравитации, что ограничивает применимость стандартных аналитических соотношений, справедливых для сферически симметричных невращающихся звезд. В связи с этим использование

байесовских методов совместно с эволюционными моделями, учитывающими высокие скорости вращения, позволяет более корректно оценивать параметры таких объектов.

## 2. Исходные данные

Определение эволюционной стадии звезд типа  $\gamma$  Кассиопеи требует знания их фундаментальных параметров. В настоящей работе представлены оценки массы и возраста для исследуемой выборки. Расчет указанных величин требует следующих входных параметров: эффективная температура ( $T_{\text{eff}}$ ), поверхностная гравитация ( $\log g$ ) и гелиоцентрическое расстояние. Металличность во всех расчетах фиксировалась на уровне  $[\text{Fe}/\text{H}] \approx 0$ .

Значения  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  для подвыборки объектов заимствованы из опубликованных источников. Найденные параметры систематизированы в табл. 1.

Для обеспечения согласованного анализа выборка стратифицирована на три группы по критерию доступности наблюдательных данных:

1. *Спектроскопические оценки* ( $N=8$ ): объекты с литературными определениями  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$  из спектроскопических наблюдений;
2. *Фотометрические оценки Gaia* ( $N=12$ ): объекты без опубликованных спектроскопических измерений, но с фотометрическими оценками  $T_{\text{eff}}$  и  $\log g$  из данных GAIA DR3 [3];
3. *Альтернативные методы* ( $N=4$ ): объекты без доступных спектроскопических или фотометрических оценок Gaia, для которых параметры определялись косвенными методами [4, 5].

Таблица 1: Фундаментальные параметры исследуемых звезд типа  $\gamma$  Кассиопеи, а также коэффициенты межзвездного поглощения  $A_V$ . Звезды в двойных системах с динамически измеренными массами выделены курсивом. Параметры заимствованы из литературных источников, за исключением Группы 3.

Название звезды	$V$	$G$	$A_V$ , mag	$\pi$ , mas	$T_{\text{eff}}$ , K	$\log g$	$M$ , $M_{\odot}$	ref
<b>Группа 1: Спектроскопические оценки</b>								
<i>HD 5394</i>	2.39	2.06	0.04	5.94	27990	3.32	13	[6, 7, 8]
HD 37202	3.03	2.91	0.03	7.33	21132	3.24		[6, 9]
HD 45314	6.64	6.55	0.79	1.13	36246	3.99		[3, 10]
NGC 6649 9	11.76	10.96	5.23	0.47	25000	3.10		[3, 11]
<i>HD 212571</i>	4.64	4.53	0.19	2.98	24500	3.40	15	[3, 12, 13]
HD 119682	7.90	8.52	0.81	0.61	31910	4.00		[3, 14]
HD 120991	6.10	6.11	0.22	1.46	22000	3.57		[3, 14]
HD 130437	10.04	9.56	2.68	0.61	24700	3.52		[3, 14]
<b>Группа 2: Фотометрические оценки Gaia</b>								
TYC3681-695-1	11.36	11.41	3.17	0.34	20000	3.64		[3]
HD 44458	5.55	5.53	0.32	1.86	26500	3.63		[3]
HD 45995	6.14	6.06	0.18	1.50	19500	3.58	9	[3, 8]
GSC2 S300302371		12.78	5.65	0.44	20500	3.66		[3]
SS 397	11.90	11.72	5.21	1.08	33500	4.02		[3]
3XMM J190144.5+045914		16.69	10.99	0.23	4000	0.74		[3, 8]
<i>HD 183362</i>	6.34	6.23	0.08	1.78	29000	4.05	8	[3, 8]
<i>SAO 49725</i>	9.27	9.03	1.77	0.42	35000	3.91	13	[3, 8]
<i>V2156 Cyg</i>	8.91	8.66	1.67	1.09	29000	3.94	11	[3, 8]
<i>HD 220058</i>	8.59	8.41	0.87	0.67	20000	3.48	12.5	[3, 8]
HD 110432	5.31	5.14	0.83	2.28	35500	3.75		[3]
HD 157832	6.66	6.56	0.32	0.99	35500	3.80		[3]
HD 161103	9.13	8.23	1.90	0.79	41000	4.10		[3]
<b>Группа 3: Альтернативные методы</b>								
HD 90563	9.86	9.98	0.63	0.40	35500	4.82		[3]
<i>HD 12882</i>	7.62	7.49	1.33	1.18	25300	4.22	9	[3, 15]
HD 162718	8.75	8.40	1.27	0.55	26000	4.24		[3]
HD 316568	9.66	9.65	2.49	0.57	19500	4.02		[3]

### 3. Определение светимостей звезд и подготовка данных для оценки их массы и возраста

Для оценки светимости звезды необходимо учитывать межзвездное поглощение и болометрическую поправку. Межзвездное поглощение определялось как

$$A_V = \begin{cases} \text{из трехмерных карт [16]} & \text{для объектов на расстояниях } d \leq 2 \text{ кпк,} \\ \text{из карты [17]} & \text{для более удаленных звезд,} \end{cases} \quad (1)$$

Следует подчеркнуть, что учитывалось только *межзвездное* поглощение. Возможный вклад околозвездной среды не рассматривался и может приводить к дополнительным систематическим неопределенностям в светимости.

Болометрическая поправка  $BC_*$  вычислялась с использованием библиотеки MIST [18] на основе эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$ , ускорения силы тяжести на поверхности  $\log g$  и фотометрического фильтра наблюдений:

$$BC_* = BC_*(T_{\text{eff}}, \log g, \text{фильтр}), \quad (2)$$

где для звезд первой и третьей групп использовался фильтр V, для второй группы — фильтр G.

### 4. Определение массы и возраста звезды

#### 4.1. Выбор эволюционных моделей

Определение массы и возраста звезды выполнялось путем сравнения наблюдаемых параметров с теоретическими эволюционными треками. В настоящей работе в качестве основной базы использовались модели, построенные с помощью кода MESA [19, 20, 21, 22, 23, 24], поскольку он позволяет учитывать эффект вращения и покрывать широкий диапазон масс, что важно для настоящей выборки.

Во всех расчетах в настоящем исследовании рассматривались модели с отношением линейной скорости вращения к критическому значению

$$\frac{v}{v_{\text{crit}}} = 0.99, \quad (3)$$

Выбор именно такого значения обусловлен физическими свойствами  $\gamma$  Cas-подобных звезд. Согласно спектроскопическим наблюдениям, они вращаются с околокритическими скоростями, что приводит к выраженной деформации формы, например, [25]. Использование предельного режима вращения должно обеспечить наилучшее согласование моделей с наблюдаемыми характеристиками звезд данного типа.

Треки PARSEC [26], хотя и учитывают вращение, имеют ограниченный по массе диапазон (до  $\sim 14 M_{\odot}$ ) и потому применялись лишь для межмодельной калибровки и верификации результатов, полученных с помощью MESA.

#### 4.2. Байесовский подход к определению параметров

Для оценки массы и возраста звезд применялся байесовский подход, позволяющий строить апостериорное распределение параметров с учетом наблюдательных данных и априорных предположений. Основное соотношение имеет вид

$$P(M, t | x_{\text{obs}}) \propto P(x_{\text{obs}} | M, t) P(M, t), \quad (4)$$

где  $P(M, t | x_{\text{obs}})$  — апостериорное распределение,  $P(x_{\text{obs}} | M, t)$  — функция правдоподобия, а  $P(M, t)$  — априорное распределение параметров. Вектор наблюдательных данных  $x_{\text{obs}} = (\log T_{\text{eff}}, \log L, \log g)$  включает эффективную температуру, светимость звезды и ускорение свободного падения на поверхности звезды.

В качестве функции правдоподобия использовался трехмерный гауссовский закон:

$$P(x_{\text{obs}} | M, t) = \frac{1}{2\pi^{3/2} |\Sigma|^{1/2}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \Delta^T \Sigma^{-1} \Delta \right], \quad (5)$$

где  $\Delta = x_{\text{obs}} - x_{\text{model}}$  — вектора разницы наблюдений и  $x_{\text{model}} = (\log T_{\text{eff}}, \log L, \log g)$  — теоретических значений, полученных из эволюционных треков. При вычислении функции правдоподобия учитывались наблюдательные ошибки всех параметров. Ковариационная матрица  $\Sigma$  включала дисперсии и корреляции ошибок  $\log T_{\text{eff}}, \log L, \log g$ . Для объектов, параметры которых заимствованы из Gaia DR3, использовались типичные ошибки из каталога:  $\sigma(\text{eff}) \approx 500 - 1000$  K,  $\sigma(\log g) \approx 0.15$  dex.

Априорное распределение было разложено на произведение независимых априоров по массе и возрасту:

$$P(M, t) = P(M) \cdot P(t). \quad (6)$$

В качестве априора по массе использовалась начальная функция масс из [27], а для возраста был принят невырожденный равномерный закон:

$$P(t) = \begin{cases} \frac{1}{t(M_*)}, & t \in [0; t(M_*)], \\ 0, & t \notin [0; t(M_*)], \end{cases} \quad (7)$$

Численные расчеты выполнялись следующим образом. Были подготовлены первоначальные сетки эволюционных треков в диапазоне масс от 4 до  $30 M_\odot$ . Эти сетки были интерполированы с шагом  $0.1 M_\odot$ , после чего для каждой пары параметров  $(M, t)$  вычислялись соответствующие  $x_{\text{model}}$  и значение функции правдоподобия (5). Таким образом, формировалась двумерная сетка значений апостериорного распределения по массе и возрасту. Полученное распределение нормировалось по сумме всех вероятностей, что позволяло использовать его для дальнейшего анализа.

## 5. Результаты

### 5.1. Редукция апостериорных распределений

В качестве примера на рис. 1 представлено апостериорное распределение параметров массы  $M$  и возраста  $t$  для прототипа класса  $\gamma$  Cas.

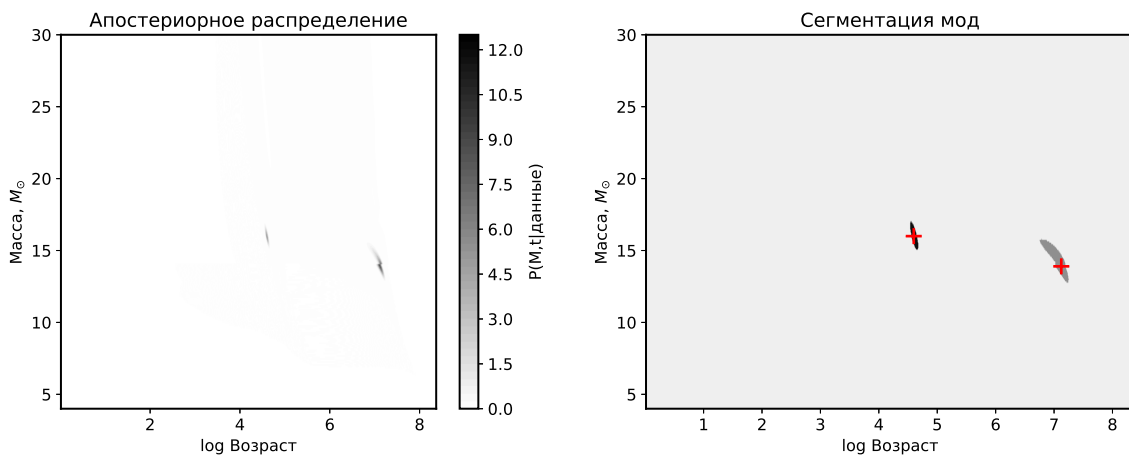


Рис. 1: Левая панель: апостериорное распределение вероятности  $P(M, t | x_{\text{obs}})$  для звезды  $\gamma$  Cas. Правая панель: локальные максимумы (моды) распределения, автоматически выделенные с помощью алгоритма поиска мод.

Апостериорные распределения для большинства объектов демонстрируют мультимодальную структуру: обычно наблюдается не более двух выраженных локальных максимумов. Такая структура возникает вследствие пересечения эволюционных треков различных масс в пространстве наблюдаемых параметров. В результате одно и то же наблюдаемое состояние звезды может быть согласовано с альтернативными эволюционными сценариями. Для  $\gamma$  Cas и многих других звезд данной выборки это приводит к двум физически интерпретируемым решениям:

- (1) более массивная и молодая звезда, находящаяся до выхода на главную последовательность (левый пик на рис. 1), и
- (2) менее массивная звезда, которая еще не покинула главную последовательность (правый пик рис. 1).

Для корректного анализа каждая мода рассматривалась отдельно. Сначала она выделялась из полного апостериорного распределения  $P(M, t | x_{\text{obs}})$ , после чего для нее строились маргинальные распределения по массе и возрасту.

Маргинализация по возрасту и массе осуществлялась суммированием на дискретной сетке:

$$P(M) = \sum_{i=1}^{N_{\text{age}}} P(M, t_i | x_{\text{obs}}), \quad P(t) = \sum_{j=1}^{N_M} P(M_j, t | x_{\text{obs}}),$$

где  $N_{\text{age}}$  — число узлов дискретизации по возрасту, где  $N_M$  — число узлов сетки по массе.

В случае  $\gamma$  Cas наиболее вероятной оказывается первая мода, интерпретируемая как менее массивная звезда, завершающая стадию главной последовательности.

Для каждой моды дополнительно определялись статистические характеристики апостериорного распределения: медианные значения параметров, а также доверительные интервалы, построенные на основе выбранных квантилей (например, 5-й и 95-й процентиля). Это обеспечивало получение независимых оценок параметров ( $M, t$ ) для каждой возможной эволюционной интерпретации.

## 5.2. Анализ результатов

Итоговые оценки масс, возрастов и других параметров, основанные на наиболее вероятных модах апостериорных распределений, приведены в табл. 2. Указанный радиус  $R$  представляет собой эквивалентное значение, вычисленное из соотношения  $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$ .

Влияние околосредней оболочки на фотометрические параметры Ве-звезд подробно описано в [28, 29]. Согласно этим работам, излучение диска смещает звезду на диаграмме «светимость — температура» в область меньших  $T_{\text{eff}}$  и большей светимости, что может приводить к систематической переоценке возраста и массы. В настоящем исследовании вклад оболочки не моделировался из-за отсутствия спектральных данных, однако рассматривается как потенциальный источник систематической погрешности. Хорошее согласие полученных масс с независимыми динамическими оценками (табл. 2) подтверждает устойчивость результатов.

Сравнение табл. 2 и 1 показывает, что в большинстве случаев наиболее вероятные моды согласуются с динамическими массами; средние отклонения не превышают  $3 M_{\odot}$ . Наибольшие различия характерны для объектов с параметрами, определенными исключительно фотометрически, что подчеркивает необходимость дальнейших спектроскопических наблюдений.

Ориентация оси вращения и эффект гравитационного затемнения явно не учитывались, что может вносить дополнительное смещение в наблюдаемые  $T_{\text{eff}}$  и  $L$  для быстро вращающихся звезд. Частичное влияние

Таблица 2: Таблица с итоговыми фундаментальными параметрами звезд:  $\log L$ ,  $\log T_{\text{eff}}$ ,  $R$ ,  $M$  и возраст.

Название звезды	$\log L$	$\log T_{\text{eff}}$	$R/R_{\odot}$	$M/M_{\odot}$	$\log t_{\text{age}}$
HD 5394	4.48	4.45	10.9	$13.8^{+1.1}_{-0.6}$	$7.12^{+0.07}_{-0.17}$
HD 37202	3.76	4.32	8.6	$8.1^{+0.4}_{-0.3}$	$7.53^{+0.06}_{-0.14}$
HD 45314	4.79	4.56	9.1	$23.5^{+1.3}_{-1.2}$	$5.39^{+0.87}_{-0.83}$
NGC 6649 9	4.89	4.40	15.5	$12.6^{+1.3}_{-1.0}$	$7.30^{+0.03}_{-0.03}$
HD 212571	4.15	4.39	9.4	$9.3^{+0.3}_{-0.2}$	$7.51^{+0.04}_{-0.05}$
HD 119682	4.70	4.50	9.8	$18.6^{+1.0}_{-0.9}$	$6.56^{+0.26}_{-0.55}$
HD 120991	4.06	4.34	10.2	$8.9^{+0.6}_{-0.5}$	$7.48^{+0.07}_{-0.12}$
HD 130437	4.35	4.39	11.5	$11.5^{+0.4}_{-0.4}$	$7.29^{+0.04}_{-0.12}$
TYC3681-695-1	4.22	4.30	9.6	$7.2^{+1.1}_{-1.0}$	$7.71^{+0.13}_{-0.20}$
HD 44458	4.30	4.43	9.4	$13.0^{+0.1}_{-0.1}$	$7.08^{+0.08}_{-0.04}$
HD 45995	3.93	4.30	10.5	$8.0^{+1.4}_{-0.7}$	$7.56^{+0.11}_{-0.36}$
GSC2 S300302371	4.58	4.31	8.4	$9.2^{+4.0}_{-2.1}$	$7.17^{+0.60}_{-2.43}$
SS 397	4.48	4.53	7.7	$17.1^{+3.7}_{-2.4}$	$5.46^{+1.07}_{-0.79}$
<b>3XMM J190144.5+045914</b>	5.22	3.57	158.9	$15.5^{+10.8}_{-11.2}$	$2.33^{+0.57}_{-1.54}$
HD 183362	4.05	4.46	7.3	$13.0^{+1.4}_{-1.4}$	$5.74^{+0.95}_{-0.70}$
SAO 49725	5.05	4.54	9.0	$23.9^{+4.6}_{-3.8}$	$5.63^{+1.10}_{-1.26}$
V2156 Cyg	4.13	4.46	7.5	$13.8^{+1.5}_{-1.3}$	$5.67^{+0.98}_{-0.70}$
HD 220058	3.99	4.30	10.1	$8.1^{+1.6}_{-1.2}$	$7.49^{+0.21}_{-0.42}$
HD 110432	4.77	4.53	10.1	$20.8^{+3.8}_{-3.2}$	$6.64^{+0.17}_{-0.12}$
HD 157832	4.72	4.55	9.3	$21.9^{+2.5}_{-2.3}$	$5.48^{+1.05}_{-0.91}$
HD 161103	5.05	4.61	8.8	$26.7^{+2.6}_{-3.9}$	$5.43^{+1.18}_{-1.01}$
HD 90563	4.33	4.55	7.6	$17.0^{+8.5}_{-8.2}$	$5.61^{+1.14}_{-0.85}$
HD 12882	4.24	4.40	7.6	$12.6^{+0.4}_{-0.2}$	$6.49^{+0.48}_{-1.25}$
HD 162718	3.90	3.78	23.7	$7.8^{+1.4}_{-1.3}$	$5.05^{+0.28}_{-0.24}$
HD 316568	3.02	3.84	21.8	$7.1^{+1.4}_{-1.3}$	$5.18^{+0.28}_{-0.24}$

вращения отражено в использовании моделей с  $v/v_{\text{crit}} = 0.99$ ; более детальное моделирование планируется в последующих работах.

Дополнительные различия могут быть обусловлены применением эволюционных моделей одиночных звезд, неопределенностями в межзвездном поглощении, светимости и болометрической поправке MIST [18]. Несмотря на эти факторы, оценки масс и возрастов остаются согласованными в пределах ошибок.

Особый интерес представляет объект 3XMM J190144.5+045914: выбранная мода соответствует малому возрасту и положению на треке Хаяши, тогда как альтернативное решение указывает на стадию красного гиганта, что делает объект маловероятным представителем класса  $\gamma$  Cas. Наиболее вероятной причиной расхождения являются фотометрические погрешности Gaia [3], и уточнение параметров требует спектральных данных.

В целом звезды выборки располагаются в области главной последовательности и находятся вблизи фазы ее завершения.

## 6. Заключение

В настоящей работе выполнено тестирование байесовского метода оценки масс и возрастов звезд типа  $\gamma$  Cas с использованием современных вращающихся эволюционных моделей. Построенные апостериорные распределения позволили определить наиболее вероятные значения параметров и их доверительные интервалы, а также выявить случаи мультимодальности, характерные для пересечения треков различных масс и возрастов.

Большинство исследованных объектов расположено в области главной последовательности и близко к фазе ее завершения. Отдельные случаи, например 3XMM J190144.5+045914, демонстрируют неоднозначность решения и требуют дополнительных спектроскопических данных для уточнения параметров.

Потенциальные систематические смещения могут быть связаны с влиянием околозвездной оболочки, быстрым вращением, возможной принадлежностью к двойным системам и неопределенностями в болометрических поправках. Учет этих факторов в дальнейших исследованиях позволит повысить точность определяемых параметров и уточнить эволюционный статус изучаемых объектов.

## Список литературы

1. S. Hubrig, I. Piyin, A. F. Kholtygin, M. Schöller, and M. Skarka, *Astronomische Nachrichten*, **338**, 926, 2017.
2. J. C. Brown, J. P. Cassinelli, and M. Maheswaran, *Astrophys. J.*, **688**, 1320, 2008.
3. Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al., *Astron. and Astrophys.*, **616**, A1, 2018.
4. R. Napiwotzki, D. Schoenberner, and V. Wenske, *Astron. and Astrophys.*, **268**, 653, 1993.
5. M. F. Nieva, *Astron. and Astrophys.*, **550**, A26, 2013.
6. F. van Leeuwen, *Astron. and Astrophys.*, **474**, 653, 2007.
7. J. Chauville, J. Zorec, D. Ballereau, N. Morrell, L. Cidale, and A. Garcia, *Astron. and Astrophys.*, **378**, 861, 2001.
8. Y. Nazé, G. Rauw, S. Czesla, M. A. Smith, and J. Robrate, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **510**, 2286, 2022.
9. T. Pal, I. Khan, G. Worthey, M. D. Gregg, and D. R. Silva, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **266**, 41, 2023.
10. P. Royer, T. Merle, K. Dsilva, S. Sekaran, et al., *Astron. and Astrophys.*, **681**, A107, 2024.
11. J. Alonso-Santiago, I. Negueruela, A. Marco, H. M. Tabernero, and N. Castro, *Astron. and Astrophys.*, **644**, A136, 2020.
12. C. Arcos, S. Kanaan, J. Chávez, L. Vanzi, I. Araya, and M. Curé, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **474**, 5287, 2018.
13. K. S. Bjorkman, A. S. Miroshnichenko, D. McDavid, and T. M. Pogrosheva, *Astrophys. J.*, **573**, 812, 2002.
14. R. S. Levenhagen and N. V. Leister, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **371**, 252, 2006.
15. J. Nemravová, P. Harmanec, P. Koubský, A. Miroshnichenko, et al., *Astron. and Astrophys.*, **537**, A59, 2012.
16. G. Edenhofer, C. Zucker, P. Frank, A. K. Saydjari, J. S. Speagle, D. Finkbeiner, and T. A. Enßlin, *Astron. and Astrophys.*, **685**, A82, 2024.
17. G. M. Green, E. Schlafly, C. Zucker, J. S. Speagle, and D. Finkbeiner, *Astrophys. J.*, **887**, 93, 2019.
18. J. Choi, A. Dotter, C. Conroy, M. Cantiello, B. Paxton, and B. D. Johnson, *Astrophys. J.*, **823**, 102, 2016.
19. B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, F. Herwig, P. Lesaffre, and F. X. Timmes, *Astrophys. J. Suppl.*, **192**, 3, 2011.
20. B. Paxton, M. Cantiello, P. Arras, L. Bildsten, et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **208**, 4, 2013.
21. B. Paxton, P. Marchant, J. Schwab, E. B. Bauer, et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **220**, 15, 2015.
22. B. Paxton, J. Schwab, E. B. Bauer, L. Bildsten, et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **234**, 34, 2018.
23. B. Paxton, R. Smolec, J. Schwab, A. Gautschy, et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **243**, 10, 2019.
24. A. S. Jermyn, E. B. Bauer, J. Schwab, R. Farmer, et al., *Astrophys. J. Suppl.*, **258**, 22, 2022.
25. C. T. Nguyen, G. Costa, L. Girardi, G. Volpato, et al., *Astron. and Astrophys.*, **665**, A126, 2022.
26. A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **427**, 127, 2012.
27. P. Kroupa, C. Weidner, J. Pflamm-Altenburg, I. Thies, J. Dabringhausen, M. Marks, and T. Maschberger, **5**, 115, 2013.
28. J. Fabregat, J. M. Torrejon, P. Reig, G. Bernabeu, J. Busquets, A. Marco, and V. Reglero, *Astron. and Astrophys. Suppl.*, **119**, 271, 1996.
29. J. Fabregat and J. M. Torrejon, *Astron. and Astrophys.*, **332**, 643, 1998.

# Исследования неупругих столкновений лития и водорода точными квантовыми методами

Яковлев М.Ю., Беляев А.К.

*Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия*

Данная работа посвящена исследованию неупругих процессов, происходящих при столкновениях атомов и катионов лития с атомами и анионами водорода в рамках подхода Борна-Оппенгеймера. Основываясь на строгих квантово-химических данных о структуре квазимолекулы LiH, проведено исследование ядерной динамики методом Нумерова и методом волновых пакетов, рассчитаны значения сечений и констант скоростей неупругих процессов, проведено сравнение полученных результатов с иными теоретическими и экспериментальными данными. Показано, что оба метода являются эффективными и позволяют получать точные атомные данные, демонстрируя хорошее согласие с результатами иных расчетов и экспериментом для процессов, обладающих наибольшими значениями сечений и констант скоростей.

Поступила в редакцию 20.10.2025 г. Принята в печать 04.12.2025 г.

*Ключевые слова: неупругие столкновения атомов и ионов, константы скоростей, сечения, неадиабатические переходы*

## Investigations of the inelastic lithium-hydrogen collisions by rigorous quantum methods

Yakovlev M.Yu., Belyaev A.K.

*Herzen State Pedagogical University of Russia, Saint Petersburg, Russia*

The work is devoted to the study of inelastic processes in collisions of lithium atoms and cations with hydrogen atoms and anions within the Born-Oppenheimer formalism. The nuclear dynamics were investigated by two methods, the Numerov method and the wave packet method based on the accurate quantum chemical data on the electronic structure of the quasimolecule LiH. The cross sections and rate coefficients of the inelastic processes were calculated. The results were compared to other theoretical and experimental data, and the good agreement of the computed data with the results of other calculations and experimental measurements is achieved, especially, for the processes with the largest values of the cross sections and rate coefficients. It is shown, that both methods are efficient and reliable, each one of them allows one to obtain accurate atomic data.

Received 20.10.2025. Accepted 04.12.2025.

*Keywords: inelastic collisions of atoms and ions, rate coefficients, cross sections, non-adiabatic transitions*

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.004

### 1. Введение

Расчет достоверных атомных данных о неупругих процессах, происходящих при столкновениях атомов и ионов, является актуальной задачей, связанной, в том числе, с необходимостью проведения астрофизического моделирования атмосфер звезд в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия (не-ЛТР моделирования). Хорошо известно, см., например, [1, 2, 3], что учет не-ЛТР эффектов позволяет более точно воспроизводить профили спектральных линий и, как следствие, точнее определять количественный состав фотосфер звезд. Самым распространенным химическим элементом во Вселенной является водород. В связи с этим столкновения с его участием являются наиболее значимыми для астрофизических приложений [4, 5]. Источником лития во Вселенной, помимо звездных процессов и космических лучей, также является ядерный синтез Большого Взрыва. Однако содержание лития, наблюдаемое у старейших звезд (плато Спайтов), примерно в три раза ниже того, что получается в расчетах первичного нуклеосинтеза [6, 7, 8]. Данная проблема получила название проблемы первичного лития. При более детальном рассмотрении оказалось, что плато Спайтов не плоское: у звезд с дефицитом металлов содержание лития растет с повышением металличности, что трудно объяснить в рамках существующих представлений о производстве лития в Галактике [9]. Таким образом, изучение литий-водородных процессов, в том числе неупругих процессов, происходящих при столкновениях их атомов и ионов, является актуальной задачей.

Для исследования атомных столкновений к настоящему времени предложен ряд теоретических подходов. Наиболее распространенным является подход Борна-Оппенгеймера [10]. В рамках этого подхода выделяют два этапа: 1) расчет электронной структуры; 2) исследование ядерной динамики. Для каждого из них существует собственный набор методов, как строгих квантовых, так и приближенных модельных. Данная работа фокусируется на втором этапе — решении задачи ядерной динамики.

## 2. Краткая теория

Строгое квантовое исследование ядерной динамики сводится к решению уравнения Шредингера. В рамках стационарного подхода — стационарного уравнения Шредингера, а в рамках нестационарного — нестационарного уравнения Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t)}{\partial t} = \hat{H} \psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t); \quad (1a)$$

$$\hat{H} \psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}), \quad (1b)$$

где  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка;  $\psi$  — полная волновая функция;  $\mathbf{R}$  — вектор межъядерного расстояния;  $\mathbf{r}$  — вектор, соединяющий центр масс ядер и электрон;  $t$  — время;  $E$  — полная энергия. Гамильтониан в рамках подхода Борна–Оппенгеймера представляется в виде суммы оператора электронного гамильтониана  $\hat{H}_e$ , включающего операторы всех взаимодействий и оператор кинетической энергии движения электронов, и оператора кинетической энергии движения ядер  $\hat{T}_N$ :

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \hat{T}_N. \quad (2)$$

Полную волновую функцию можно представить в виде суперпозиции парциальных волновых функций  $\psi_{J,M_J}$ , которые отличаются значениями квантового числа полного орбитального момента  $J$  и квантового числа проекции полного орбитального момента на межъядерную ось  $M_J$ :

$$\psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t) = \sum_{J,M_J} \psi_{J,M_J}(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t); \quad (3a)$$

$$\psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \sum_{J,M_J} \psi_{J,M_J}(\mathbf{R}, \mathbf{r}). \quad (3b)$$

Каждая парциальная волновая функция удовлетворяет соответствующему уравнению Шредингера (1). Парциальные волновые функции (3) можно разложить по базису элеронных волновых функций, которые могут быть как адиабатическими, так и диабатическими. Для последнего случая имеем:

$$\psi_{J,M_J}(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t) = Y_{J,M_J}(\theta, \phi) \sum_{j=1} \frac{F_j(R, t)}{R} \varphi_j^{di}(\mathbf{r}; R); \quad (4a)$$

$$\psi_{J,M_J}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = Y_{J,M_J}(\theta, \phi) \sum_{j=1} \frac{F_j(R)}{R} \varphi_j^{di}(\mathbf{r}; R), \quad (4b)$$

где  $F_j$  — радиальная ядерная волновая функция канала  $j$ ;  $Y_{J,M_J}(\theta, \phi)$  — сферическая функция;  $\varphi_j^{di}(\mathbf{r}; R)$  — диабатическая электронная волновая функция того же канала. Подставляя выражения (4) в уравнения Шредингера для парциальной волновой функции и используя свойства выбранного диабатического базиса  $\langle \varphi_k^{di}(\mathbf{r}; R) | \frac{\partial}{\partial R} | \varphi_j^{di}(\mathbf{r}; R) \rangle = 0$ , после математических преобразований приходим к системе связанных дифференциальных уравнений:

$$i\hbar \frac{\partial F_k(R, t)}{\partial t} = \left( -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{J(J+1)}{R^2} + H_{kk} \right) F_k(R, t) + \sum_{j \neq k} H_{kj} F_j(R, t); \quad (5a)$$

$$E F_k(R) = \left( -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{J(J+1)}{R^2} + H_{kk} \right) F_k(R) + \sum_{j \neq k} H_{kj} F_j(R), \quad (5b)$$

где  $\mu$  — приведенная масса ядер,  $H_{kj} = \langle \varphi_k^{di}(\mathbf{r}; R) | \hat{H}_e | \varphi_j^{di}(\mathbf{r}; R) \rangle$ . Задачей второго этапа подхода Борна–Оппенгеймера, а значит и всего исследования, является нахождение решений системы уравнений (5) и определение вероятностей переходов и связанных с ними сечениях и константах скоростей. Существует ряд методов для решения дифференциальных уравнений подобного типа. В рамках данной работы рассмотрим метод волнового пакета [11] для исследования нестационарной задачи и перенормированный метод Нумерова [12, 13] — для стационарной задачи.

Рассмотрим нестационарную задачу и уравнение (5a), записав его в матричном виде:

$$\underline{\dot{F}} = (\underline{T} + \underline{U}) \underline{F}. \quad (6)$$

Здесь  $\underline{\dot{F}} = (\partial F_1(R, t)/\partial t, \partial F_2(R, t)/\partial t, \dots, \partial F_n(R, t)/\partial t)^T$ ;  $\underline{F} = (F_1(R, t), F_2(R, t), \dots, F_n(R, t))^T$ ;

$$[\underline{T}]_{kj} = -\frac{i}{\hbar} \frac{\hbar^2 \hat{k}^2}{2\mu} \delta_{kj}, \quad (7)$$

где  $\hat{k} = -i\frac{\partial}{\partial R}$ ,

$$[\underline{U}]_{kj} = -\frac{i\hbar^2}{\hbar} \frac{J(J+1)}{2\mu R^2} \delta_{kj} - \frac{i}{\hbar} H_{kj}. \quad (8)$$

Решение данной системы уравнений можно представить в виде матричной экспоненты:

$$\underline{F} = e^{(\underline{T} + \underline{U})t} \underline{F}_0, \quad (9)$$

где  $\underline{F}_0 = (F_1(R, 0), F_2(R, 0), \dots, F_n(R, 0))^T$ . Таким образом, возникают две подзадачи — определение вектора волновых функций в начальный момент времени и определение действия матричной экспоненты на этот вектор.

Из физических соображений ясно, что в начальный момент времени имеется только одно состояние с ненулевой волновой функцией — входное состояние. Ядра столкновительной системы изначально находятся на бесконечно большом расстоянии друг от друга, а значит, могут рассматриваться, как свободные частицы. Для квантовомеханического описания свободных частиц хорошо подходит волновой пакет, который представляет собой суперпозицию волн де-Бройля:

$$F_{in}(R, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} B(k) e^{ikR} dk, \quad (10)$$

где функция  $B(k)$  задает распределение импульсов внутри пакета. Представление радиальных ядерных волновых функций в таком виде и составляет суть метода волновых пакетов для исследования ядерной динамики. Если функцию  $B(k)$  выбрать в виде функции Гаусса:

$$B(k) = \left(\frac{a}{\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{a^2(k-k_0)^2}{2}\right), \quad (11)$$

то интеграл в выражении (10) может быть вычислен аналитически:

$$F_{in}(R, 0) = \left(\frac{1}{a\sqrt{\pi}}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{R-R_0}{a}\right)^2 + ik_0R\right), \quad (12)$$

где  $a$  — параметр, отвечающий за ширину волнового пакета;  $R_0$  — центр волнового пакета;  $k_0$  — средний импульс волнового пакета. Таким образом решается вопрос об определении вектора  $\underline{F}_0$ .

Рассмотрим матричную экспоненту в правой части выражения (9). Она представляет собой экспоненту, в степени которой стоит матрица, содержащая оператор волнового числа  $\hat{k} = -i\frac{\partial}{\partial R}$ , что усложняет действие экспоненты на вектор  $\underline{F}_0$ . Метод расщепленного оператора [14] позволяет упростить данную операцию с помощью отделения действий операторов координатного и импульсного пространств, посредством представления экспоненты в степени суммы двух операторов в виде произведения экспонент в степени каждого оператора в отдельности:

$$\exp[(\underline{T} + \underline{U})t] = \exp\left(\frac{\underline{U}t}{2}\right) \exp(\underline{T}t) \exp\left(\frac{\underline{U}t}{2}\right) + O(t^3). \quad (13)$$

Пренебрегая малыми слагаемыми, получаем итоговое выражение:

$$\underline{F} \approx \exp\left(\frac{\underline{U}t}{2}\right) \exp(\underline{T}t) \exp\left(\frac{\underline{U}t}{2}\right) \underline{F}_0. \quad (14)$$

Теперь, для численного решения системы уравнений возможно реализовать следующий алгоритм:

- 1)  $\underline{\xi}_1(R) = \exp\left(\frac{\underline{U}t}{2}\right) \underline{F}_0$ ;
- 2)  $\underline{\xi}_2(k) = \text{FFT}[\underline{\xi}_1(R)]$ ;
- 3)  $\underline{\xi}_3(k) = \exp(\underline{T}t) \underline{\xi}_2(k)$ ;
- 4)  $\underline{\xi}_4(R) = \text{IFFT}[\underline{\xi}_3(k)]$ ;
- 5)  $\underline{F} = \exp\left(\frac{\underline{U}t}{2}\right) \underline{\xi}_4(R)$ ,

где FFT — прямое быстрое преобразование Фурье; IFFT — обратное быстрое преобразование Фурье. В рамках данного подхода умножение на центральную матричную экспоненту осуществляется в импульсном представлении, в котором оператор волнового числа  $\hat{k}$  не содержит производной, а является умножением на скалярную величину. Выполняя данный алгоритм заданное количество раз, можно получить вектор радиальных ядерных волновых функций в интересующий момент времени.

Таким образом, процесс исследования ядерной динамики методом волновых пакетов выглядит следующим образом. В начальный момент времени во входном состоянии в асимптотической области формируется волновой пакет, который начинает двигаться в сторону малых межъядерных расстояний. Достигнув области взаимодействий и двигаясь в ней, волновой пакет перераспределяется по состояниям, далее доходит до классической точки поворота, разворачивается и движется обратно в асимптотическую область, вновь перераспределяясь в области взаимодействий. Используя знания о волновых функциях в начальный и конечный моменты времени, можно вычислить вероятности переходов, а затем сечения и константы скоростей.

Вернемся к стационарной задаче и уравнению (5b), которое в матричном виде можно представить как:

$$\frac{\partial}{\partial R} F + \underline{W} F = 0, \quad (15)$$

где

$$[\underline{W}]_{kj} = \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[ \left( E - \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mu R^2} \right) \delta_{kj} - H_{kj} \right]. \quad (16)$$

Классический метод Нумерова [15] приводит к следующей вычислительной схеме:

$$\left( \underline{I} + \frac{\hbar^2}{12} \underline{W}_{i+1} \right) F_{i+1} - \left( 2\underline{I} - 10 \frac{\hbar^2}{12} \underline{W}_i \right) F_i + \left( \underline{I} + \frac{\hbar^2}{12} \underline{W}_{i-1} \right) F_{i-1} = 0, \quad (17)$$

где  $\underline{I}$  — единичная матрица;  $\underline{h}$  — шаг координатной сетки; индекс  $i$  нумерует узлы координатной сетки. Однако ее непосредственное применение к уравнению (15) зачастую не будет приводить к корректному результату в силу жесткости уравнения.

Для решения сложившейся ситуации метод Нумерова усовершенствован [12] и приведен к следующей вычислительной схеме:

$$\underline{Z}_i = \left( 2\underline{I} - 10 \frac{\hbar^2}{12} \underline{W}_i \right) \left( \underline{I} + \frac{\hbar^2}{12} \underline{W}_i \right)^{-1} - \underline{Z}_{i-1}^{-1}, \quad (18)$$

где  $\underline{Z}_i = \left( \underline{I} + \frac{\hbar^2}{12} \underline{W}_{i+1} \right) F_{i+1} \left[ \left( \underline{I} + \frac{\hbar^2}{12} \underline{W}_i \right) F_i \right]^{-1}$ . Данный подход получил название перенормированный метод Нумерова и, в том числе, приспособлен для решения задачи ядерной динамики.

Однако вычислительная схема классического метода Нумерова (17) может быть усовершенствована [13, 16] для получения схемы более высокого порядка точности, но с сохранением первоначального вида:

$$\left( \underline{I} - \underline{\gamma}_{i+1} \right) F_{i+1} - \left( 2\underline{I} + \underline{\gamma}_i \right) F_i + \left( \underline{I} - \underline{\gamma}_{i-1} \right) F_{i-1} = 0, \quad (19)$$

где  $\underline{\gamma}$  — матрицы, зависящие от  $h$  и  $\underline{W}$ , выражения для них довольно громоздки, читатель может ознакомиться с ними в статье [13]. Вводя обозначение  $\underline{\Omega} = \underline{F}_{i+1} F_i^{-1}$ , приходим к вычислительной схеме:

$$\underline{\Omega}_i = \left( 2\underline{I} + \underline{\gamma}_i \right) \left( \underline{I} - \underline{\gamma}_{i+1} \right)^{-1} - \left( \underline{I} - \underline{\gamma}_{i-1} \right) \left( \underline{I} - \underline{\gamma}_{i+1} \right)^{-1} \underline{\Omega}_{i-1}^{-1}, \quad (20)$$

которая получила название усовершенствованный перенормированный метод Нумерова и использовалась в рамках данного исследования для решения уравнения (15).

### 3. Результаты и обсуждение

Настоящее исследование базируется на квантовохимических данных [17], семь нижних ковалентных состояний  $^1\Sigma^+$  симметрии и одно ионное состояние той же симметрии (рис. 1), а также недиагональные матричные элементы неадиабатической связи.

На графике (рис. 2) представлены сечения для процесса взаимной нейтрализации  $\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(\text{nl}) + \text{H}(1\text{s})$ , полученные методом волновых пакетов и методом Нумерова в сравнении с результатами полученными иными теоретическими методами [17, 18].

Видно, что для процессов с наибольшим значением сечений  $\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(3\text{s}, 3\text{p}, 3\text{d}) + \text{H}(1\text{s})$  результаты, полученные различными методами, хорошо согласуются. Сечения именно для этих процессов являются определяющими для полного сечения неупругого процесса, отличаясь от остальных парциальных сечений минимум на 1–2 порядка. Хорошее согласие результатов всех методов наблюдается и для процесса  $\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(2\text{p}) + \text{H}(1\text{s})$ . Для взаимной нейтрализации в основное состояние  $\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(2\text{s}) + \text{H}(1\text{s})$  строгие квантовые методы показывают хорошее согласие для энергий столкновения до 0.3 эВ, после чего результат решения стационарной задачи дает завышенные данные в сравнении с методом Нумерова и методом волновых пакетов вплоть до 2 эВ, а начиная с 5 эВ результаты, полученные методом Нумерова, оказываются выше, чем данные, полученные с помощью метода волновых пакетов. Для процессов

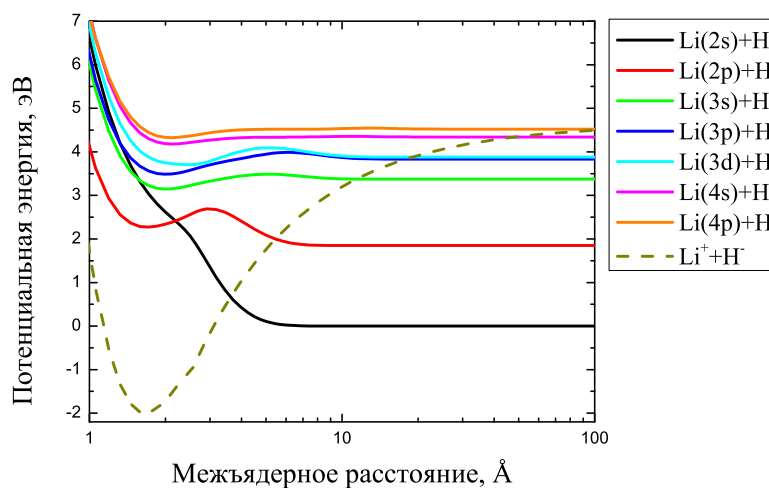
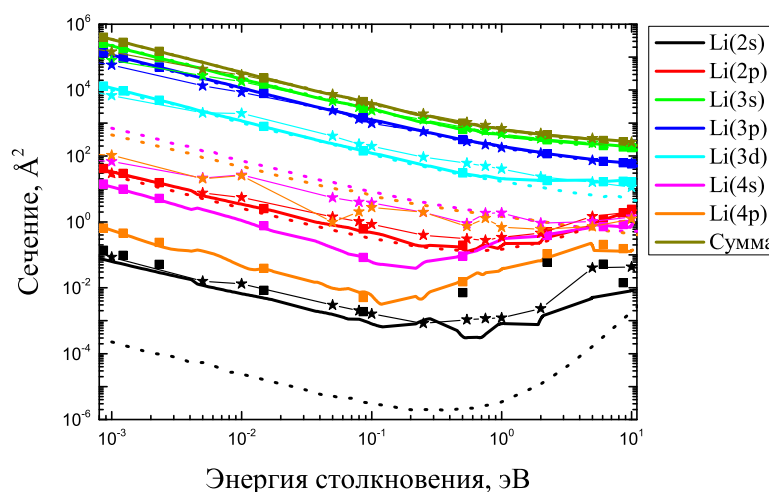


Рис. 1: Диабатические потенциальные энергии квазимолекулы LiH [17].

Рис. 2: Зависимость сечений от энергии столкновения для процесса взаимной нейтрализации  $\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(nl) + \text{H}(1s)$ . Сплошные линии — метод волновых пакетов, звезды — метод Нумерова, пунктирные линии — метод токов вероятности [18], квадраты — результат решения стационарной задачи [17].

$\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(4s, 4p) + \text{H}(1s)$  метод волновых пакетов показывает хорошее согласие с результатом решения стационарной задачи, а метод Нумерова и модельный метод токов вероятности дают более высокие значения сечений.

Сравнение констант скоростей для процесса взаимной нейтрализации с результатами эксперимента [19] приведено в табл. 1. Видно, что рассчитанные обоими методами данные хорошо согласуются с эксперимен-

Таблица 1: Константы скоростей для процесса взаимной нейтрализации, рассчитанные методом волновых пакетов и методом Нумерова в сравнении с данными эксперимента [19].

	$\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(3s) + \text{H}(1s)$	$\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(3p) + \text{H}(1s)$	$\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(3d) + \text{H}(1s)$
Эксперимент [19]	7.43e-08	2.27e-08	7.72e-09
Метод волновых пакетов	8.23e-08	3.90e-08	4.08e-09
Метод Нумерова	9.22e-08	3.70e-08	7.44e-09

		Выходное состояние								
		1	2	3	4	5	6	7	ion	
Входное состояние	1									log <sub>10</sub> (K) > -8
	2									log <sub>10</sub> (K) > -9
	3									log <sub>10</sub> (K) > -10
	4									log <sub>10</sub> (K) > -11
	5									log <sub>10</sub> (K) > -12
	6									log <sub>10</sub> (K) < -12
	7									log <sub>10</sub> (K) < -12
	ion									упругое

Рис. 3: Константы скоростей неупругих процессов для температуры 6000 К.

том. Тем не менее, для процесса  $\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(3s) + \text{H}(1s)$  ближе оказывается метод волновых пакетов, а для процессов  $\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(3p, 3d) + \text{H}(1s)$  — метод Нумерова.

В рамках настоящего исследования методом Нумерова рассчитана теплокарта констант скоростей, см. рис. 3. Отметим, что данные, рассчитанные путем полного исследования ядерной динамики (включая процессы взаимной нейтрализации, образования ионной пары, возбуждения, девозбуждения/тушения/гашения/снятия возбуждения) точным квантовым методом, получены впервые.

#### 4. Заключение

В данной работе на основе точных квантовохимических данных [17] проведено исследование ядерной динамики квазимолекулы LiH строгим квантовым нестационарным методом волновых пакетов и строгим квантовым стационарным методом Нумерова. Рассчитаны значения сечений и констант скоростей для процессов взаимной нейтрализации обоими методами. Показано, что рассчитанные данные хорошо согласуются с результатами, полученными иными теоретическими методами [17, 18], и с результатами эксперимента [19] для процессов  $\text{Li}^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{Li}(3s, 3p, 3d) + \text{H}(1s)$ , вносящих наибольший вклад в полное сечение неупругих процессов. Точным квантовым методом Нумерова впервые проведено полное исследование ядерной динамики для процессов взаимной нейтрализации, образования ионной пары, возбуждения и девозбуждения/тушения/гашения/снятия возбуждения, рассчитана теплокарта констант скоростей. Сравнивая два метода, стоит отметить, что метод волновых пакетов требует больших вычислительных затрат, поскольку решается система уравнений в частных производных (функции зависят от времени и от межъядерного расстояния), в отличие от стационарной задачи, которая является одномерной (функции зависят только от межъядерного расстояния). В то же время, использование метода расщепленного оператора позволяет придать алгоритму решения нестационарной задачи большую вычислительную устойчивость. Тем не менее и метод волновых пакетов, и метод Нумерова являются надежными равноправными инструментами, позволяющими эффективно проводить исследования ядерной динамики и получать точные атомные данные.

#### Финансирование

Работа поддержана внутренним грантом Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена № 46-ВГ.

#### Список литературы

1. L. Mashonkina, *Physica Scripta*, **134**, 014004, 2009.
2. L. Mashonkina, *EAS Publications Series*, **43**, 79, 2010.
3. L. Mashonkina, in S. Feltzing, G. Zhao, N. A. Walton, and P. Whitelock, eds., *Setting the scene for Gaia and LAMOST*, **298**, 355 (2014).
4. M. Asplund, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **43**, 481, 2005.
5. P. S. Barklem, *Astronomy and Astrophysics Review*, **24**, 9, 2016.
6. E. X. Wang, T. Nordlander, M. Asplund, A. M. Amarsi, K. Lind, and Y. Zhou, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **500**, 2159, 2021.

7. J. G. Hernández, P. Bonifacio, E. Caffau, H.-G. Ludwig, M. Steffen, L. Monaco, and R. Cayrel, *Astron. and Astrophys.*, **628**, A111, 2019.
8. F. Spite and M. Spite, *Astron. and Astrophys.*, **115**, 357, 1982.
9. J. Norris, D. Yong, A. Frebel, and S. Ryan, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **522**, 1358, 2023.
10. M. Born and J. R. Oppenheimer, *Annalen der Physik*, **84**, 457, 1927.
11. N. Balakrishnan, C. Kalyanaraman, and N. Sathyamurthy, *Physics Reports*, **280**, 79, 1997.
12. B. R. Johnson, *Journal of Chemical Physics*, **67**, 4086, 1977.
13. T. Xie, L. Li, and Z. Sun, *Physica Scripta*, **98**, 125413, 2023.
14. M. Feit, J. Fleck Jr, and A. Steiger, *Journal of Computational Physics*, **47**, 412, 1982.
15. J. M. Blatt, *Journal of Computational Physics*, **1**, 382, 1967.
16. J. Cash and A. Raptis, *Computer physics communications*, **33**, 299, 1984.
17. H. Croft, A. S. Dickinson, and F. X. Gadéa, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **32**, 81, 1999.
18. A. K. Belyaev and Y. V. Voronov, *Phys. Rev. A*, **104**, 022812, 2021.
19. T. Launoy, J. Loreau, A. Dochain, J. Liévin, N. Vaeck, and X. Urbain, *Astrophys. J.*, **883**, 85, 2019.

# Необычная спектральная активность Ae звезды Хербига AB Aur

Козлова О.В.

*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

Представлены результаты многолетнего спектрального мониторинга Ae звезды Хербига AB Aur в области эмиссионной линии  $H_\alpha$ , линий резонансного дублета Na I D и эмиссионной линии гелия He I 5876. Спектры с высоким разрешением ( $R = 20000$ ) получены в Крымской астрофизической обсерватории в период с 2009 по 2025 гг. Ae звезда Хербига AB Aur хорошо известна, как молодая звезда со спектральными признаками ветра, окруженная протяженным газопылевым диском, в котором идут активные процессы планетообразования. Анализ данных многолетнего спектрального мониторинга этой звезды показал, что:

- лучевые скорости и интенсивности смещенных в синюю сторону абсорбционных компонентов в линии  $H_\alpha$  показывают циклические изменения на шкале времени около  $2000^d$ ;
- изменение эквивалентных ширин и интенсивностей эмиссионной линии  $H_\alpha$ , резонансного дублета Na I D и линии гелия He I 5876 показывает масштабную переменность на шкале времени около  $4500^d$ ; в момент минимума этой переменности наблюдалась трансформация эмиссионного профиля  $H_\alpha$  из P Cyg в 2-х компонентную эмиссию, наблюдаемую обычно у звезд типа UX Ori, а также отмечалось практически полное исчезновение околозвездной эмиссии в линиях резонансного дублета натрия;
- околозвездные линии поглощения, наблюдаемые в He I 5876, смещены в красную сторону и могут быть разделены на две группы: низкоскоростной компонент I со скоростями до  $+80$  км/с и высокоскоростной компонент II со скоростями до  $+300$  км/с;
- высокоскоростные абсорбционные компоненты в линии гелия He I 5876 не показывают связи с изменением интенсивности самой линии, но демонстрируют корреляцию с изменением интенсивности эмиссионной линии  $H_\alpha$  и резонансного дублета Na I D.

Полученные данные позволяют предположить, что необычная спектральная активность AB Aur может быть связана с процессом планетообразования, который активно идет в околозвездном диске AB Aur.

Поступила в редакцию 18.10.2025 г. Принята в печать 03.11.2025 г.

*Ключевые слова: Ae звезды Хербига, спектральная переменность, протопланетные диски*

## Unusual spectral activity of the Herbig Ae star AB Aur

Kozlova O.V.

*Crimean Astrophysical Observatory of the RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

The results of long-term spectral monitoring of Herbig Ae star AB Aur in the region of emission line  $H_\alpha$ , lines of the Na I D resonance doublet and emission line of helium He I 5876 are presented. High-resolution ( $R = 20000$ ) spectra were obtained at the Crimean Astrophysical Observatory in the period from 2009 to 2025. The Herbig Ae star AB Aur is well known as a young star with the wind spectral features. It is surrounded by an extended gaseous-dust disk, in which the active processes of planet formation are taking place. Analysis of data of long-term spectral monitoring of this star has shown that:

- radial velocities and intensities of blue-shifted absorption components in the  $H_\alpha$  line show cycle changes on a time scale of about  $2000^d$ ;
- the change of equivalent widths and intensities of the emission  $H_\alpha$  line, the resonance doublet Na I D, and the helium line He I 5876 shows a large-scale variability on a time scale of about  $4500^d$ ; at the minimum of this variability was accompanied by a transformation of the  $H_\alpha$  emission profile from P Cyg to the two-component emission typically observed in UX Ori-type stars, as well as a near-complete disappearance of circumstellar emission in the lines of the sodium resonance doublet.
- the circumstellar absorption lines observed in helium line He I 5876 are red-shifted and can be divided into two groups: the low-velocity component V I with velocities up to  $+80$  km/s and the high-velocity component V II with velocities up to  $+300$  km/s;
- The high-speed absorption components in the helium line He I 5876 do not show a connection with the intensity changing of the line itself, but they do show a correlation with the changing of the intensity of the emission  $H_\alpha$  line and the resonance doublet Na I D.

The obtained data allow to suggest that the unusual spectral activity of AB Aur may be related to the planet-forming process that is taking place in the circumstellar disk of AB Aur.

Received 18.10.2025. Accepted 03.11.2025.

*Keywords: Herbig Ae stars, spectral variability, protoplanetary disks*

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.005

## 1. Введение

Ae/Be звезды Хербига — это молодые горячие звезды промежуточных масс (от 2 до  $8 M_\odot$ ), еще не вышедшие на главную последовательность и отличающиеся наличием ИК-избытков и присутствием околозвездных эмиссионных линий в спектрах. Они окружены протяженными газопылевыми дисками, в которых идут процессы планетообразования. Во внутренних областях дисков наблюдается аккреция околозвездного (CS)

газа на звезду, а в более высоких широтах происходит истечение вещества — ветер. Т. о. наблюдаемые параметры звезды зависят от ориентации ее CS диска по отношению к наблюдателю [1].

Ae звезда Хербига АВ Ау хорошо известна, как молодая звезда спектрального класса A0Ve. По данным [2] у нее наблюдаются ИК-избытки, обусловленные излучением CS пыли. Возраст звезды в [3] оценивается в 3–5 млн. лет. Угол наклона оси вращения диска по отношению к наблюдателю у разных авторов отличается: по данным [4, 3] он составляет от  $39^\circ$  до  $43^\circ$ , в работе [5] —  $23^\circ$ . Тем не менее, все оценки сходятся в том, что ориентация диска является промежуточной: на луче зрения мы видим ветер. Это объясняет P Cуг профили эмиссионных бальмеровских линий, наблюдаемые у этой звезды, и слабую фотометрическую активность в оптическом диапазоне. Однако в ИК области по данным Шенаврина и др. [6] у АВ Ау обнаружена переменность до  $0.72^m$  и выявлены крупномасштабные возмущения в газопылевом диске. Авторы также обнаружили квазипериодические изменения блеска на шкале времени  $130^d$ ,  $1000^d$  и  $3000^d$ , связанные с нестационарными пылевыми структурами диска.

Спектральные исследования АВ Ау довольно многочисленны, но разрозненны и охватывают достаточно небольшие промежутки времени. В работах [7, 8] была подробно проанализирована быстрая спектральная переменность звезды и выявлены периодические изменения на шкале около 32 часов у линий, формирующихся в ветре. Поиск магнитных полей у молодых звезд в [9] не показал наличия у АВ Ау поля, превышающего 200 Гс, однако исследователи полагают, что слабая магнитосфера у звезды все же есть. В пользу ее существования говорит характер быстрой спектральной переменности, результаты [10] и другие данные. Так в работе по  $H_\alpha$ -интерферометрии Perraut и др. [11] показано, что основная часть эмиссионного профиля  $H_\alpha$  формируется в магнитоцентробежном дисковом ветре и в области магнитосферы на расстоянии 0.05–0.15 а. е. Хотя вклад от магнитосферы очень слабый, авторы исследования полагают, что его все же необходимо учитывать.

Анализ спектральной переменности в работе [12] выявил периодические изменения в значении эквивалентных ширин  $EW(H_\alpha)$  и  $EW(He\ I\ 5876)$  на шкале времени  $123.7^d$ , что очень близко к обнаруженной шкале переменности  $130^d$  в ИК области. В то же время поведение звезды на многолетней шкале времени остается до сих пор не исследованным.

Прямые наблюдения диска, полученные на ALMA [5] и данные [3] указывают на интенсивный процесс планетообразования, идущий в CS диске АВ Ау. С этим выводом согласуются и данные исторической кривой блеска звезды: в работе [13] 1933 г. АВ Ау характеризуется, как переменная типа R Coronae Borealis с амплитудой переменности  $1.2^m$ .

В данной работе мы представляем результаты многолетнего спектрального мониторинга АВ Ау, охватывающие период около 16 лет. Это первые столь продолжительные наблюдения, позволяющие изучить характер многолетней спектральной активности звезды.

## 2. Результаты наблюдений

Спектральные наблюдения проводились на 2.6 м телескопе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории в период с 2009 по 2025 гг. на эшелле-спектрографе ЭСПЛ ( $R = 20000$ ) в области эмиссионной линии  $H_\alpha$ , линии нейтрального гелия He I 5876 и резонансного дублета натрия Na I D. Обработка полученных изображений выполнялась с помощью программы DECH Галазутдинова Г.А., двумерные изображения обрабатывались с помощью пакета программ SPE, разработанного в КРАО Сергеевым С.Г. Для определения параметров эмиссионной линии  $H_\alpha$  из наблюдаемого спектра вычитался фотосферный профиль, рассчитанный для модели  $T_{\text{eff}}=10000\text{ K}$ ,  $\lg g=3.5$ .

Как уже отмечалось выше, эмиссионная линия  $H_\alpha$  показывает P Cуг профиль, характерный для молодых звезд с признаками ветра. Примеры этих профилей показаны на рис. 1. В синем эмиссионном крыле можно видеть от одного до трех абсорбционных компонентов, формирующихся в ветре на луче зрения. Это позволило выделить низкоскоростной компонент I, среднескоростной компонент II и высокоскоростной компонент III. Для анализа переменности эмиссионных профилей были определены интенсивность эмиссии  $I$ , эквивалентная ширина  $EW$ , а также лучевые скорости абсорбционных компонентов  $V_{\text{abs}}$  и их интенсивности  $I_{\text{abs}}$ . Переменность этих величин показана на рис. 2 (левая панель).

На рис. 3 приведены примеры профилей резонансного дублета натрия. Как и в линии  $H_\alpha$ , здесь можно увидеть переменную CS эмиссию и абсорбционные компоненты. Обычно они очень слабые, но иногда наблюдаются и сильные, глубокие абсорбции. В отличие от  $H_\alpha$ , они смещены не только в синюю, но и в красную сторону (см. рис. 3). Это важное отличие позволяет уточнить область формирования линий дублета, как внутреннюю область аккреционного диска на границе с магнитосферой.

Для анализа их переменности были выбраны те же параметры, что и для  $H_\alpha$ . Их изменение показано на правой панели рис. 2.

Из этого рисунка видно, что АВ Ау показывает сложную переменность на разных временных шкалах, от дней до месяцев и лет. Наиболее значимая переменность наблюдается в изменении параметров смещенных в синюю сторону абсорбционных компонентов в линии  $H_\alpha$  на шкале времени около  $2000^d$ : значения лучевых

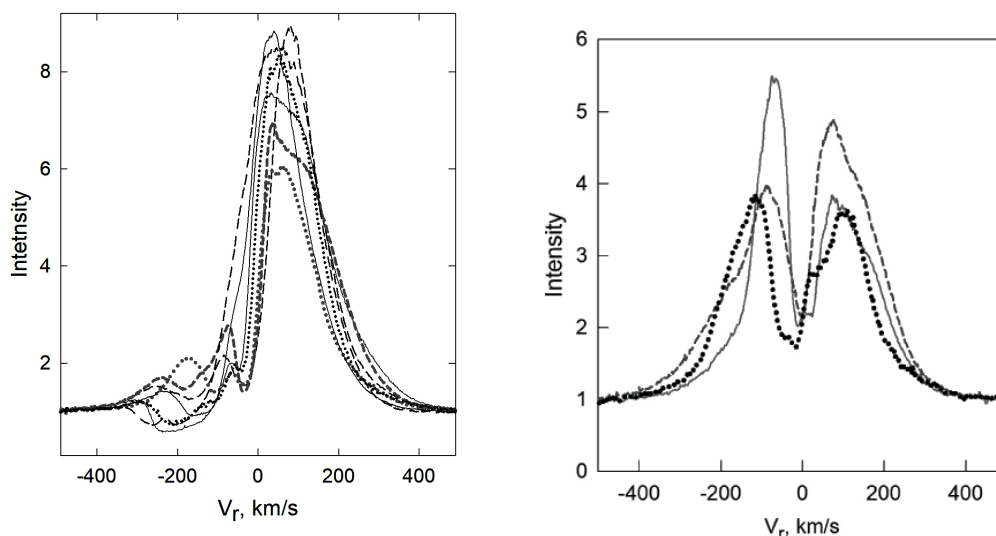


Рис. 1: Пример профилей эмиссионной линии  $H_{\alpha}$ , наблюдаемых у AB Aur: обычные P Cyg профили (слева) и наблюдавшиеся в момент, близкий к  $JD=2460000$ , двухкомпонентные эмиссионные профили (справа).

скоростей и глубин этих линий то увеличиваются, то уменьшаются. Интересно, что в изменении абсорбционных компонентов резонансного дублета эта переменность не видна, что указывает на различные области формирования этих линий. По всей видимости, ветер, наблюдаемый в линиях резонансного дублета натрия, образуется не в магнитоцентрическом дисковом ветре, а в области взаимодействия диска и магнитосферы.

В изменении интенсивностей  $I$  и эквивалентных ширин  $EW$  эмиссионных линий  $H_{\alpha}$  и  $Na\ I\ D$  видна переменность на шкале времени около  $4500^d$ : отчетливо видны два широких минимума в области дат  $J.D.=2456000$  и  $J.D.=2460500$ . Особенностью этой переменности стало необычное поведение эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  вблизи минимума  $J.D.=2460500$ . Вместо P Cyg-профиля линия показала 2-х компонентную эмиссию, характерную для звезд типа UX Ori (см. рис. 1). В это же время наблюдалось и практически полное исчезновение CS эмиссии в линиях резонансного дублета натрия. Можно также видеть, что вблизи минимумов  $J.D.=2456000$  и  $J.D.=2460500$  отмечалось появление очень глубоких абсорбционных компонентов  $Na\ I\ D$ , что вряд ли случайно.

На рис. 3 (правая панель) показан пример профилей линии гелия  $He\ I\ 5876$ . Областью ее формирования, по-видимому, является магнитосфера звезды, поэтому мы видим здесь абсорбционные компоненты, смещенные не в синюю, а в красную сторону. Эти компоненты разделяются на две группы, в зависимости от лучевой скорости: низкоскоростной компонент I (скорости до  $+80\text{ км/с}$ ) и высокоскоростной компонент II (скорости до  $+300\text{ км/с}$ ). Интересно, что компонент I наблюдается практически всегда, а компонент II появляется только в отдельные даты. Переменность параметров линии гелия  $He\ I\ 5876$  можно увидеть на рис. 4. Слева показано изменение эквивалентной ширины, интенсивности и лучевых скоростей смещенных в красную сторону абсорбционных компонентов (черные кружки — низкоскоростной компонент I, пустые кружки — высокоскоростной компонент II). Справа показано изменение лучевых скоростей обоих компонентов в зависимости от интенсивности самой линии гелия, а также интенсивности эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  и резонансного дублета  $Na\ I\ D$ .

В изменении этих параметров опять заметна шкала переменности около  $4500^d$ . Особенно хорошо она видна в изменении лучевых скоростей низкоскоростного компонента I: вблизи  $J.D.=2456000$  и  $J.D.=2460500$  величина скорости достигает максимальных значений. Поведение высокоскоростного компонента II совершенно иное. Он наблюдается крайне редко. Пока сложно установить, есть ли закономерность в его появлении, но, возможно, оно привязано к минимумам  $J.D.=2456000$  и  $J.D.=2460500$ . Удивительно также, что нет никакой связи между скоростью этого компонента и интенсивностью самой линии гелия, зато есть хорошая корреляция с изменением интенсивностей  $I(H_{\alpha})$  и  $I(NaID)$ .

### 3. Обсуждение результатов

Уникальные по продолжительности многолетние ряды спектральных наблюдений AB Aur позволили выявить необычные особенности спектральной активности звезды. В первую очередь это относится к масштабной переменности на шкале времени около  $4500^d$ , наблюдавшейся в линиях  $H_{\alpha}$ ,  $Na\ I\ D$  и  $He\ I\ 5876$ .

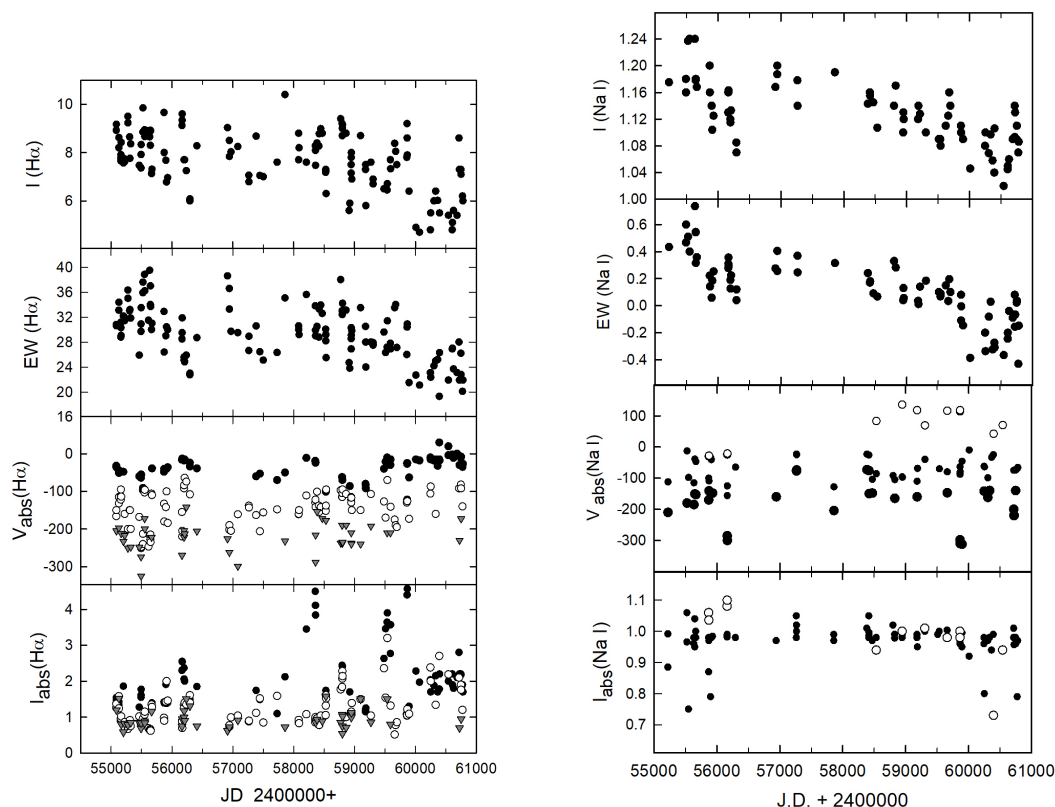


Рис. 2: Изменение интенсивности эмиссии  $I$ , эквивалентной ширины  $EW$ , лучевых скоростей абсорбционных компонентов  $V_{abs}$  и их интенсивностей  $I_{abs}$  линий  $H_{\alpha}$  и натрия  $Na\ I\ D$ . Слева — эмиссионная линия  $H_{\alpha}$  (черными кружками отмечен низкоскоростной компонент I, пустыми кружками — среднескоростной компонент II, серыми треугольниками — высокоскоростной компонент III). Справа — резонансный дублет натрия  $Na\ I\ D$  (черными кружками показаны смещенные в синюю сторону абсорбционные компоненты, пустыми кружками — абсорбционные компоненты, смещенные в красную сторону).

Она сопровождалась трансформацией эмиссионного профиля  $H_{\alpha}$  из P Cyg в двухкомпонентную эмиссию, характерную для звезд типа UX Ori, и практически полным исчезновением CS эмиссии в линиях резонансного дублета натрия  $Na\ I\ D$ . Поскольку местом формирования всех этих линий является магнитосфера звезды, прилегающие к ней области аккреционного диска и область магнитоцентробежного дискового ветра, полученный результат указывает на масштабные процессы, идущие в этой области CS газовой оболочки и позволяет говорить о значительном изменении темпов аккреции и истечения.

Наблюдается и более длинная шкала переменности, значительно превышающая продолжительность нашего мониторинга. Она видна лишь как многолетний тренд в изменении интенсивностей и эквивалентных ширин эмиссионных линий.

К другим особенностям переменности эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  относится поведение параметров смещенных в синюю сторону абсорбционных компонентов, формирующихся в дисковом ветре, но не наблюдающихся в других спектральных линиях. Они показали циклические изменения лучевых скоростей и глубин на шкале времени около  $2000^d$  (например, интенсивность низкоскоростного компонента I, отмеченного черными кружками, показывает максимумы вблизи юлианских дат J.D. 2456100, 2458300, 2459800). Интересно, что эта величина не является постоянной, а немного меняется в разных циклах в пределах  $1500^d - 2000^d$ . Это довольно близко к квазипериодическим изменениям ИК блеска АВ Aur на шкале времени  $1000^d$  и  $3000^d$  по данным [6]. Вряд ли это случайно. В теории формирования планет обсуждаются ранние этапы эволюции протопланетных дисков (см., например, работу [14]), когда на месте будущей планеты располагаются планетезимали, конкурирующие друг с другом и меняющие вокруг себя структуру околозвездного вещества. Для этой фазы будут характерны именно квазипериодические процессы.

Нельзя не отметить и необычное поведение смещенных в красную сторону высокоскоростных абсорбционных компонентов в линии нейтрального гелия  $He\ I\ 5876$ , лучевые скорости которых могут достигать значений  $+250\text{ км/с}$  и более. Они указывают на появление в ближайшей окрестности звезды горячего и плотного

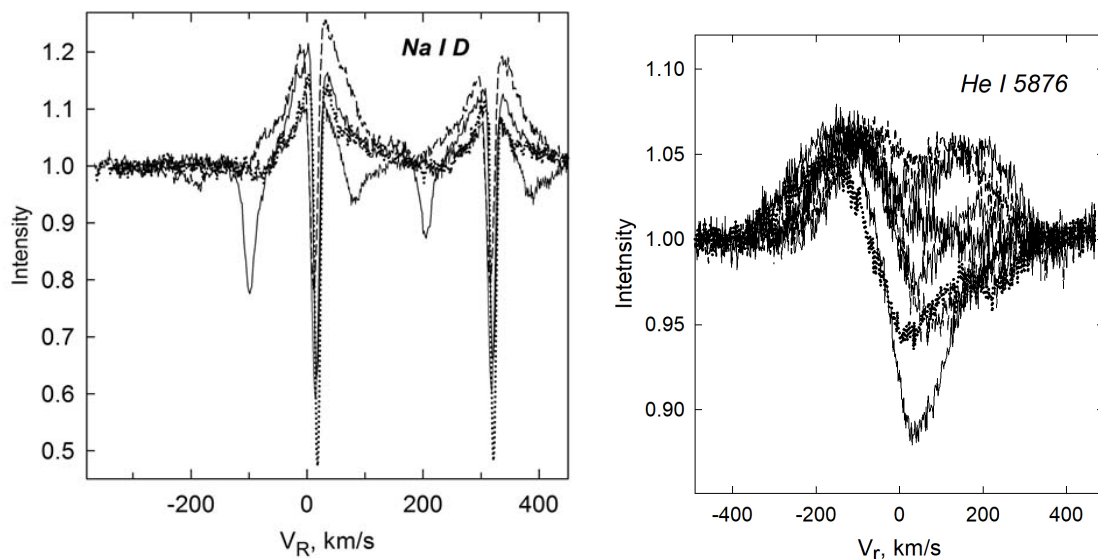


Рис. 3: Примеры профилей линий резонансного дублета Na I D (слева) и гелия He I 5876 (справа).

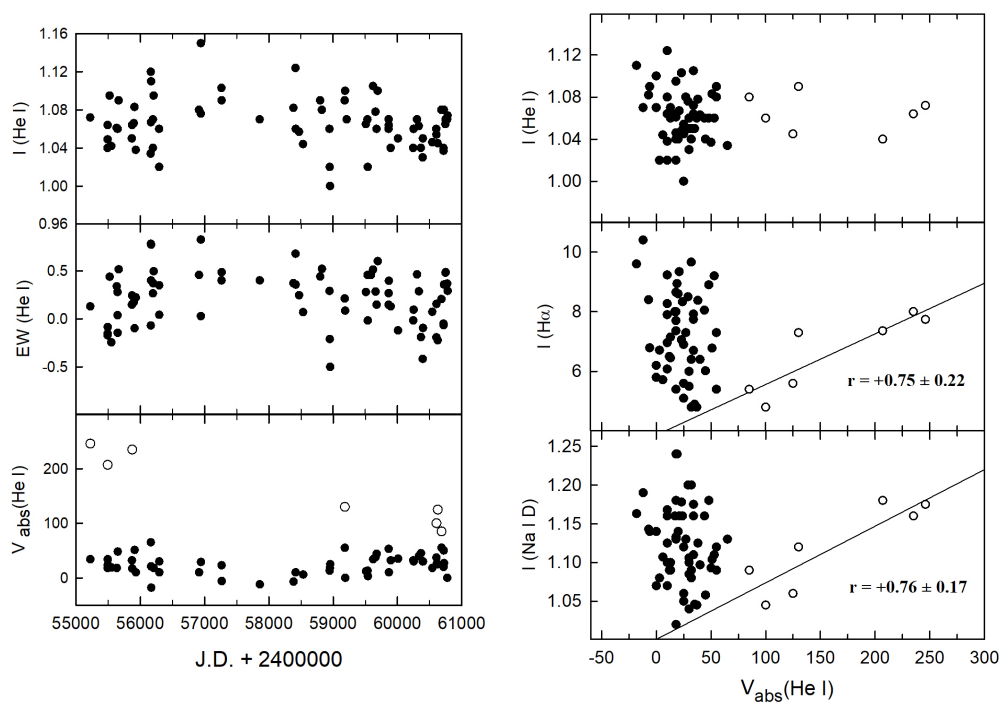


Рис. 4: Переменность параметров линии гелия He I 5876. Слева — изменение интенсивности эмиссии  $I$ , эквивалентной ширины  $EW$  и лучевых скоростей абсорбционных компонентов  $V_{abs}$  (черными кружками обозначены низкоскоростные абсорбционные компоненты I, пустыми кружками — высокоскоростные компоненты II). Справа — изменение лучевых скоростей абсорбционных компонентов в линии гелия He I 5876 в зависимости от интенсивности  $I(\text{He I})$ ,  $I(\text{H}\alpha)$  и  $I(\text{Na I D})$ .

газа, кинематика которого совершенно отлична от кинематики окружающего CS вещества (о кинематике газа во внутренней области CS газовой оболочки можно судить по поведению лучевых скоростей низкоскоростного компонента I). Полученные данные говорят о том, что существует некий внешний физический

механизм, поставляющий газ с совершенно другой кинематикой во внутреннюю область аккреционного диска АВ Аур.

Аналогичный результат был получен ранее в [15] для Ae звезды Хербига СQ Тау в области эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  (ориентация этой звезды другая и на луче зрения не ветер, а аккрецирующий газ). Появление высокоскоростного компонента у СQ Тау удалось связать с диссипацией пылевых облаков. Их движение периодически возмущалось неким внешним фактором, в результате чего облака втягивались во внутреннюю область аккреционного диска и, двигаясь по сильно вытянутым орбитам, диссипировали, поставляя газ с другой кинематикой в ближайшую окрестность звезды. Было сделано предположение о существовании у СQ Тау планеты или компаньона, который мог бы вызывать подобные возмущения газопылевой обложки. Этот вывод был недавно поддержан в работе [16], посвященной моделированию структуры CS диска СQ Тау.

К сожалению, у нас пока нет уверенности в периодичности наблюдаемой переменности АВ Аур на шкале времени 4500<sup>d</sup>, но новые данные нашего многолетнего мониторинга смогут дать ответ на этот вопрос.

#### 4. Заключение

Полученные результаты показали очень необычный характер спектральной активности АВ Аур на многолетней временной шкале. Тем не менее, они хорошо согласуются с тем, что мы ожидаем от процесса планетообразования, согласно данным современного моделирования. С этим выводом согласуется и значительная фотометрическая активность АВ Аур в оптическом диапазоне, которую она по данным [13] показывала в 20-е гг. прошлого века. Моделирование протопланетных дисков [17] показывает, что компаньон или планета могут формировать мощный пылевой ветер, поставляющий CS пыль в высокие широты, где она могла бы стать причиной фотометрической переменности для звезд с такой же ориентацией диска, как и у АВ Аур.

У нас пока нет подтверждения периодичности наблюдаемых изменений, поэтому нельзя исключать, что обнаруженные особенности спектральной активности АВ Аур могут иметь и другую природу, обусловленную, например, влиянием магнитного поля диска на его структуру. Внести ясность в этот вопрос могут только новые наблюдения.

#### Список литературы

1. V. P. Grinin and A. N. Rostopchina, *Astronomy Reports*, **40**, 171, 1996.
2. A. Natta, T. Prusti, R. Neri, D. Wooden, V. P. Grinin, and V. Mannings, *Astron. and Astrophys.*, **371**, 186, 2001.
3. J. Hashimoto, M. Tamura, T. Muto, T. Kudo, et al., *Astrophys. J.*, **729**, L17, 2011.
4. V. Piétu, S. Guilloteau, and A. Dutrey, *Astron. and Astrophys.*, **443**, 945, 2005.
5. E. W. Tang, S. Guilloteau, A. Dutrey, T. Muto, et al., *Astrophys. J.*, **840**, 32, 2017.
6. V. I. Shenavrin, V. P. Grinin, R. V. Baluev, and T. V. Demidova, *Astronomy Reports*, **63**, 1035, 2019.
7. C. Catala, P. Felenbok, J. Czarny, A. Talavera, and A. M. Boesgaard, *Astrophys. J.*, **308**, 791, 1986.
8. T. Boehm, C. Catala, J. F. Donati, A. Welty, et al., *Astron. and Astrophys. Supp.*, **120**, 431, 1996.
9. G. A. Wade, S. Bagnulo, D. Drouin, J. D. Landstreet, and D. Monin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **376**, 1145, 2007.
10. G. G. Corciulo, A. Bianchini, F. Strafella, and A. A. Vittone, in E. Bussoletti and A. A. Vittone, eds., *Dusty Objects in the Universe*, **165**, 155 (1990).
11. K. Perraut, C. Dougados, G. H. R. A. Lima, M. Benisty, et al., *Astron. and Astrophys.*, **596**, 17, 2016.
12. M. A. Pogodin, O. V. Kozlova, N. G. Beskrovnaya, N. G. Ikhsanov, N. R. Ismalov, N. Z. Khalilov, and O. V. Yudin, *Astrophysics*, **55**, 480, 2012.
13. P. W. Merrill and C. G. Burwell, *Astrophys. J.*, **78**, 87, 1933.
14. P. J. Armitage, *arXiv e-prints*, arXiv:2412.11064, 2024.
15. O. V. Kozlova, D. N. Shakhovskoi, A. N. Rostopchina, and I. Y. Alekseev, *Astrophysics*, **50**, 26, 2007.
16. T. V. Demidova, *Astrophysical Bulletin*, **80**, 38, 2025.
17. L. V. Tambovtseva, *Astrophysics*, **51**, 218, 2008.

## Связь между вспышечной активностью и долгосрочными вариациями рентгеновского излучения звезд типа $\gamma$ Cas

Рыспаева Е.Б.<sup>1</sup>, Холтыгин А.Ф.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В работе выполнен поиск быстрых вспышек в рентгеновских кривых блеска двух звезд типа  $\gamma$  Cas HD 45314, HD 119682 с обнаруженными долгосрочными изменениями в их рентгеновских спектрах, связанными с изменениями в их декреционных дисках. Сделано сравнение чисел вспышек в разных состояниях рентгеновских спектров звезд. Показано, что при снижении рентгеновских потоков в спектрах звезд количество быстрых вспышек может уменьшаться. Сделано предположение о том, что сокращение числа вспышек может быть связано с увеличением расстояния от звезды до декреционного диска, а также с уменьшением толщины диска, что приводит к меньшему числу событий пересоединения силовых линий локальных магнитных полей звезды и магнитного поля диска.

Поступила в редакцию 21.10.2025 г. Принята в печать 01.12.2025 г.

*Ключевые слова:* звезды, рентгеновское излучение, вспышки

## The correlation between X-ray flare activity and long-time variations of X-ray emission from $\gamma$ Cas type stars

Ryspaeva E.B.<sup>1</sup>, Kholtygin A.F.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Crimean Astrophysical Observatory of the RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<sup>2</sup>Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

We search for fast X-ray flares in two  $\gamma$  Cas type stars HD 45314, HD 119682 with detected long-term variations in their X-ray spectra associated with changes in the decretion disks. A comparison of the numbers of flares in different states of stellar X-ray spectra of stars is made. It is shown that as the X-ray fluxes in the spectra of stars decrease, the number of fast flares can decrease. We make a cautious assumption about the decrease of the number of flares linked with an increase of the distance between the star and its decretion disk, as well as a decrease in the thickness of the disk, which leads to a decrease in the number of reconnection events between the lines of force of the local magnetic fields of the star and the magnetic field of the disk.

Received 21.10.2025. Accepted 01.12.2025.

*Keywords:* stars, X-ray emission, flares

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.006

### 1. Введение

К уникальному подклассу звезд типа  $\gamma$  Cas (аналогов  $\gamma$  Cas) [1] относятся Ое-Ве звезды с аномальным рентгеновским излучением. В предположении о полностью тепловой природе рентгеновского излучения таких звезд температура излучающей плазмы достигает экстремальных значений 10–20 кэВ и даже больше. При этом их рентгеновская светимость составляет  $10^{31}$ – $10^{33}$  эрг/с, что выше, чем у типичных ОВ и Ве звезд, но ниже, чем у массивных рентгеновских двойных систем с Ве-компонентами. Процессы формирования рентгеновского излучения аналогов  $\gamma$  Cas в настоящее время остаются предметом споров. Есть несколько предложенных объяснений. Авторы статьи [1] утверждают, что рентгеновское излучение звезд типа  $\gamma$  Cas возникает в результате взаимодействия магнитных полей декреционных дисков с локальными магнитными полями самих звезд. Такое излучение должно состоять из большого числа коротких вспышек. В работах [2, 3] было предположено, что рентгеновское излучение исходит от горячего газа, формирующегося при аккреции на компактный объект: нейтронную звезду в режиме пропеллера или белый карлик. Многие исследователи придерживаются гипотезы [1]. С целью ее проверки Smith et al. [4] проанализировали рентгеновские кривые блеска звезды HD 110432 (BZ Cru), первого обнаруженного аналога  $\gamma$  Cas, и выявили 1615 «быстрых вспышек» (вспышечноподобных событий, «flare-like events») продолжительностью от нескольких секунд до полутора минут, которые объясняли либо результатом перезамыкания силовых линий магнитных полей диска и звезды, либо аккрецией на вырожденный компонент.

Еще более неожиданными оказались результаты рентгеновских наблюдений аналогов  $\gamma$  Cas, выполненных через длительные промежутки времени. Было обнаружено, что по крайней мере у некоторых звезд загадочного подкласса имеются состояния повышенного и пониженного рентгеновского излучения. Параллельные оптические наблюдения звезд HD 45314 [5], HD 119682 [6] в линии  $H_{\alpha}$  показали, что снижение рентгеновских потоков в спектрах объектов связано с уменьшением массы и плотности декреционных дисков.

Эти результаты дают основание предположить, что в случае справедливости гипотезы [1], число и мощности быстрых вспышек в состоянии пониженного рентгеновского излучения звезд должны уменьшаться, а в состоянии повышенного излучения, соответственно, возрастая. С целью проверки этого предположения мы выполнили независимый анализ архивных рентгеновских наблюдений двух указанных выше звезд, осуществленных на орбитальной обсерватории «XMM-Newton», включающий моделирование спектров и поиск быстрых вспышек в кривых блеска с оценением их характеристик (продолжительность вспышки и межвспышечного интервала).

Настоящая статья организована следующим образом. В разделе 2 приведены сведения об использованных наблюдениях и их первичной обработке, кратко описаны методики работы с рентгеновскими спектрами и кривыми блеска. В разделе 3 представлены результаты анализа наблюдений каждой из рассмотренных звезд. Окончательные выводы сформулированы в Заключение.

## 2. Анализ наблюдательных данных

В табл. 1 приведены сведения о рассмотренных звездах и об использованных наблюдениях: спектральные классы, расстояния  $d$ , избытки цвета  $E(B - V)$ , идентификационные номера (ObsID), даты, экспозиции в килосекундах. Расстояния до объектов взяты из каталога GAIA EDR3<sup>1</sup>, по ним определены избытки цвета с использованием базы данных «Stilism»<sup>2</sup> [7]. Спектральные классы звезд брались из базы данных «SIMBAD»<sup>3</sup>. Наблюдения обработаны в программном пакете «SAS 20.0» (Scientific analysis software) с учетом рекомендаций группы SAS<sup>4</sup>.

Таблица 1: Список рассмотренных в работе звезд и их рентгеновских наблюдений.

Звезда	Спектральный класс	$E(B - V)$ , маг.	$d$ , кпк	ObsID	Дата	Экспозиция, кс
HD 45314	O9:npe C	0.146	0.89	670080301	14.04.2012	26.2
				760220601	8.03.2016	31.0
HD 119682	B0Ve C	0.313	1.65	551000201	6.03.2009	25.3
				840311001	21.01.2020	25.3
				840311101	20.07.2020	14.5
				840310801	6.03.2021	14.2
				840310901	26.08.2019	14.2

Из изображений с камер низкого разрешения EPIC (European Photon Imaging Camera) спутника «XMM-Newton», в которых содержатся изучаемые объекты, были извлечены рентгеновские кривые блеска. С этой целью на изображениях были выбраны круговые области, радиусом не менее  $15'$ , центрированные на звезду с координатами, взятыми из базы данных «SIMBAD» и скорректированные по рентгеновскому изображению. Из этих областей были извлечены кривые блеска процедурой «evselect» пакета «SAS 20.0». Аналогично, из тех же изображений в месте, свободном от других ярких источников, были извлечены кривые блеска фона. Вычитание кривых блеска фона из кривых блеска источника было выполнено с использованием процедуры «epicssorg». Подробное описание процедур первичной обработки дальнейшей работы с наблюдениями можно найти в статьях [8, 9].

Полные рентгеновские кривые блеска во всей рабочей области энергий камеры EPIC 0.2–10 кэВ были извлечены как с шагом 100–500 с для выявления возможных повышений блеска на шкале времени минуты — часы, так и с шагом 5 с для поиска быстрых вспышек на секундной шкале времени. Дополнительно с шагом 5 с были извлечены кривые блеска в полосах энергий 0.2–1 кэВ, 1–2 кэВ, 2–4 кэВ и 4–8 кэВ. В кривых блеска с крупным шагом не обнаружено резких изменений скорости счета.

При анализе кривых блеска (как полной, так и частичных) с шагом 5 с сделано предположение о том, что они состоят из вспышек и «базового» уровня без вспышек. Для поиска быстрых вспышек использовалась методика, описанная Smith et al. [4] с нашими корректировками, представленными в статье [10]. У обнаруженных вспышек были вычислены их интегральные мощности в отсчетах детектора (counts) и относительные мощности вспышек по сравнению с «базовым» уровнем.

Были также извлечены рентгеновские спектры изучаемых звезд в диапазоне энергий 0.2–8 кэВ. Спектры звезд, полученные из наблюдений, проведенных через короткие интервалы времени, были объединены. Рентгеновские спектры были аппроксимированы в программном пакете «XSPEC 12.10.0»<sup>5</sup> двухтемператур-

<sup>1</sup><http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/cat/J/A+A/650/A182>

<sup>2</sup><http://stilism.obspm.fr/>

<sup>3</sup><http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad>

<sup>4</sup><https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton>

<sup>5</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>

ными моделями APEC (Astrophysical Plasma Emission Code by [11]) или MEKAL [12, 13, 14]<sup>6</sup>. Эти модели определяют температуру плазмы и ее меру эмиссии и описывают стационарное тепловое излучение горячего газа, в котором атомы ионизируются электронным ударом. Параметр металличности *Abundance*, имеющийся в обеих моделях, фиксировался равным солнечному 1.0 (по материалам статьи [15]). Для учета поглощения рентгеновского излучения объектов межзвездной и околозвездной средой (ветром, диском) все модели умножались на модель межзвездного поглощения TBABS (The Tuebingen-Boulder ISM absorption, [16]), учитывающую поглощение как газовой составляющей межзвездного пространства, так и пылевыми частицами в нем.

### 3. Результаты

#### 3.1. HD 45314

Эта звезда известна как самая горячая Be/Oe звезда. Rauw et al. (см. [5] и ссылки в этой работе) проанализировали ее рентгеновские наблюдения, проведенные с 2012 по 2016 г., и сравнили с оптическими спектрами, полученными в 1997–2017 гг. на спектрографах/телескопах Aurelie/OHP (Observatoire de Haute Provence), FEROS/ESO (European Southern Observatory), HEROS/TIGRE (Telescopio Internacionale de Guanajuato Robotico Espectroscopico). По форме профиля линии  $H_{\alpha}$  авторы определили, что в 2012–2013 гг. звезда вступила в фазу дисковых вариаций («spectacular variations»), в 2012 г. ее диск находился в оболочечной фазе, в 2014 г. в фазе частичного распада, а в 2016 г. было зафиксировано состояние с самым низким рентгеновским потоком. По мнению Rauw et al. эти изменения массы и плотности декреционного диска и уменьшения рентгеновской светимости звезды с температурой излучающей в рентгеновском диапазоне плазмы взаимосвязаны. Как следует из рис. 1, при снижении массы и плотности диска HD 45314 температура излучающей плазмы и рентгеновская светимость звезды действительно уменьшаются.

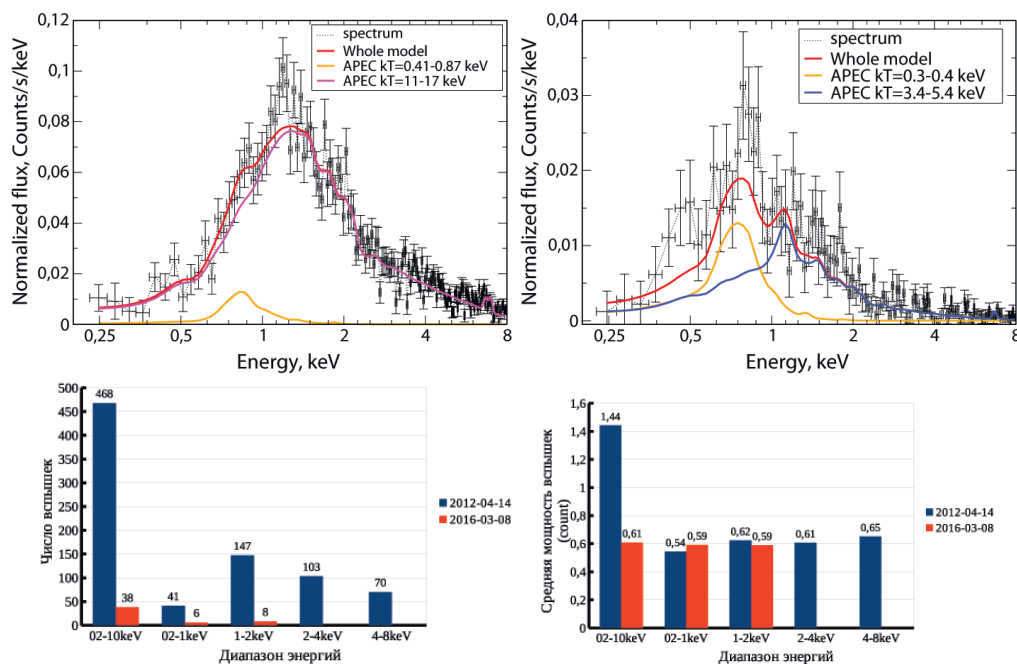


Рис. 1: Модельные рентгеновские спектры звезды HD 45314 от 14 апреля 2012 (*вверху слева*), от 8 марта 2016 (*вверху справа*) с покомпонентным разложением. Цветными линиями показаны графики отдельных модельных компонентов. Рентгеновские светимости звезды в эти даты составляли  $L_X(0.2-8 \text{ keV})=4.63\pm 0.12\cdot 10^{32}$  эрг·с<sup>-1</sup> и  $L_X(0.2-8 \text{ keV})=4.66\pm 0.38\cdot 10^{31}$  эрг·с<sup>-1</sup> соответственно. *Внизу слева* показано распределение по энергиям чисел быстрых вспышек на звезде из двух наблюдений, *внизу справа* показано аналогичное распределение средних мощностей вспышек.

В рассмотренных рентгеновских кривых блеска звезды нами было обнаружено от десятков до сотен быстрых вспышек продолжительностью от 5 до 25 секунд. В состоянии частичного распада диска вспышек сильно меньше, чем в фазе дисковых вариаций (рис. 1, внизу слева), а средние интегральные мощности

<sup>6</sup>Далее в тексте — тепловые модели.

на отдельных интервалах энергий почти одинаковы<sup>7</sup>, но на полном энергетическом диапазоне 0.2–10 кэВ в состоянии частичного распада диска вспышки намного слабее, чем в предыдущем наблюдении (рис. 1, внизу справа). При этом большинство вспышек во всех кривых блеска HD 45314 имеют относительную мощность (превышение медленно меняющегося уровня) 0.6–0.8. Можно предположить о корреляции между числом быстрых вспышек и состоянием декреционного диска звезды, в таком случае рентгеновское излучение звезды формируется в декреционном диске и определяется только количеством быстрых вспышек.

### 3.2. HD 119682

В работе Naze et al. [6] анализировались оптические наблюдения звезды, выполненные на телескопе в Cerro Paranal ESO с применением спектрографа UVES (Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph) и других оптических телескопов. Авторами было показано, что, начиная с 2019 г., эмиссия в линии  $H_{\alpha}$  эпизодически уменьшалась и линия полностью исчезла в июле 2020 г. На рис. 2 сверху показано моделирование рентгеновских спектров звезды, полученных в эти годы. Видно, что в январе-июле 2020 г. рентгеновская светимость звезды была намного ниже, чем в 2019 г., но температура плазмы сильно возросла. В данной работе на всех

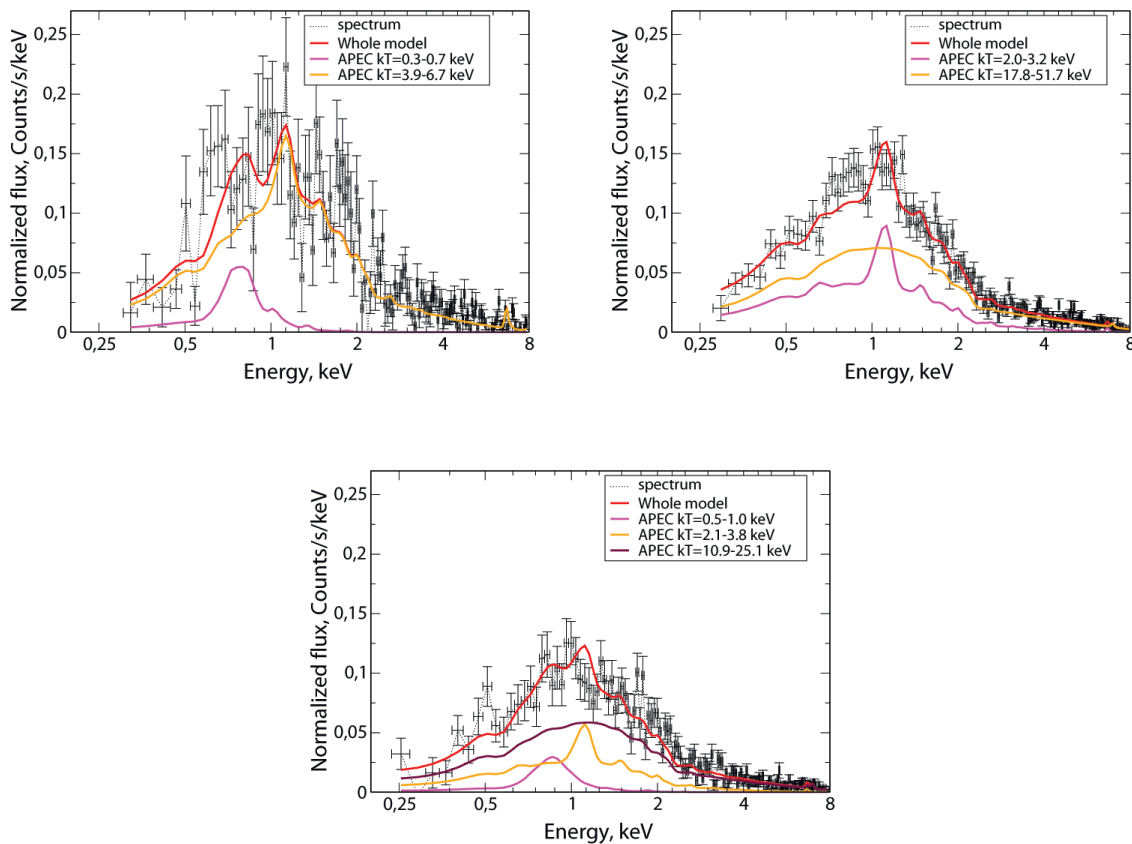


Рис. 2: Модельные рентгеновские спектры звезды HD 119682 с покомпонентным разложением от 26 августа 2019 (*вверху слева*,  $L_X(0.2-8 \text{ keV})=4.39\pm 0.26\cdot 10^{32}$  эрг·с<sup>-1</sup>), от 21 января 2020 (*вверху справа*,  $L_X(0.2-8 \text{ keV})=3.83\pm 0.11\cdot 10^{32}$  эрг·с<sup>-1</sup>), от 20 июля 2020 (*внизу в центре*,  $L_X(0.2-8 \text{ keV})=3.59\pm 0.15\cdot 10^{32}$  эрг·с<sup>-1</sup>). Цветными линиями показаны графики отдельных модельных компонентов.

рентгеновских кривых блеска было обнаружено до 270 быстрых вспышек продолжительностью 5–15 секунд. Наибольшее количество вспышек на звезде в это время было зафиксировано в состоянии самой высокой температуры плазмы, а наименьшее в состоянии самой низкой температуры плазмы. При этом температура не коррелирует с рентгеновской светимостью, а интегральная мощность вспышек на энергиях 0.2–10 кэВ

<sup>7</sup>Программное обеспечение для работы с наблюдательными данными «XMM-Newton» не позволяет напрямую получить кривые блеска в единицах реального потока эрг·с<sup>-1</sup>, эти кривые составляются в единицах нормированного потока count·с<sup>-1</sup>, в данной работе выполняется сравнение мощностей вспышек в разных кривых.

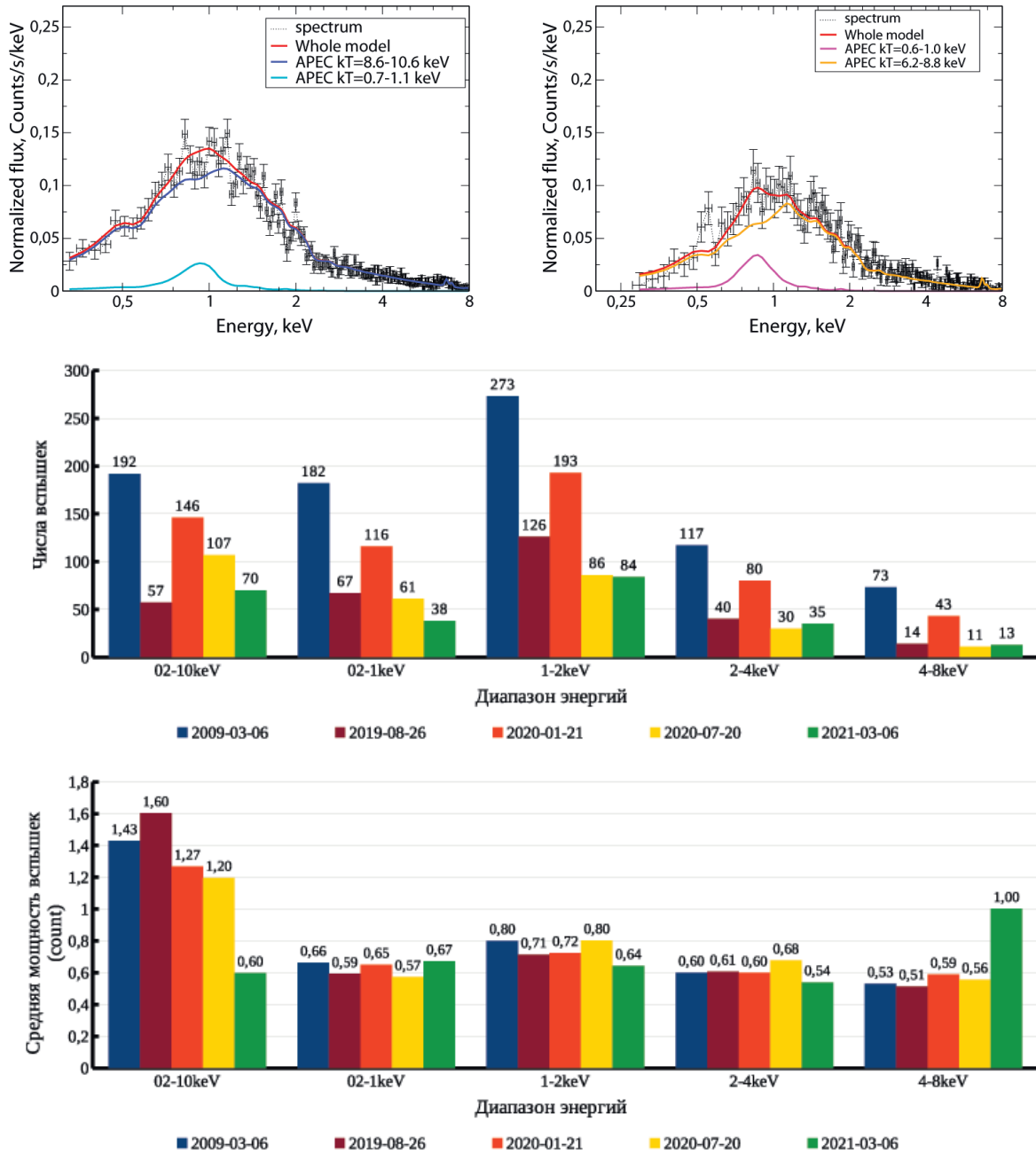


Рис. 3: То же, что на рис. 1 для наблюдений звезды HD 119682 от 6 марта 2009 (вверху слева), от 6 марта 2021 (вверху справа). Рентгеновские светимости звезды в эти даты составляли  $L_X(0.2-8 \text{ keV})=4.45\pm 0.09\cdot 10^{32}$  эрг·с<sup>-1</sup> и  $L_X(0.2-8 \text{ keV})=2.81\pm 0.13\cdot 10^{32}$  эрг·с<sup>-1</sup> соответственно. На средней и нижней панелях показаны гистограммы распределений чисел и мощностей вспышек по энергиям из всех рассмотренных наблюдений.

уменьшается со снижением светимости (см. рис. 3, средняя и нижняя панели), на узких диапазонах энергий эта величина почти одинакова во всех кривых блеска.

Ранее 2019 г. и позднее 2020 г. не проводились наблюдения HD 119682 в линии  $H_\alpha$ , поэтому не представляется возможным определить состояние диска звезды во время рентгеновских наблюдений в 2009 и 2021 гг. На рис. 3 показано, что спектры в эти даты визуально и по модельным характеристикам похожи на спектр 20 июля 2020 г., а рентгеновская светимость от 6 марта 2021 г. самая низкая, от 6 марта 2009 г. близка к таковой в августе 2019 г. Вместе со светимостью в самом позднем наблюдении сократились число и мощности быстрых вспышек на 0.2–10 кэВ. В узких энергетических диапазонах мощности вспышек близки к таковым из наблюдений 2019–2020 гг. В кривой блеска 2009 г. было выявлено наибольшее число быстрых вспышек

на звезде на всех диапазонах энергий. При этом на энергиях 0.2–10 кэВ большинство вспышек имеют относительную мощность 0.2–0.4 (отн. ед.), а в остальных диапазонах 0.6–1 (отн. ед.). Можно с осторожностью предположить, что на звезде HD 119682 [6] имеют место циклические изменения в ее декреционном диске, влияющие на характеристики рентгеновского излучения, либо присутствуют дополнительные процессы формирования рентгеновского излучения, возможно, связанные с вырожденным компонентом.

#### 4. Обсуждение и общее заключение

Выполненный в настоящей работе анализ рентгеновских спектров и кривых блеска двух звезд типа  $\gamma$  Cas показал, что у обеих звезд наибольшее количество вспышек происходит в области энергий 1–2 кэВ, у HD 45314 меньше всего вспышек на энергиях до 1 кэВ, у HD 119682 меньше всего вспышек случается с энергиями 4–8 кэВ. Интегральные и относительные мощности вспышек обеих звезд различаются только в полном энергетическом диапазоне 0.2–10 кэВ, а в отдельных узких интервалах почти не меняются от наблюдения к наблюдению. Не выявлено четкой корреляции между состоянием декреционных дисков звезд и числом вспышек и характеристиками быстрых рентгеновских вспышек на звездах. Эти результаты позволяют предположить, что процессы формирования рентгеновского излучения аналогов  $\gamma$  Cas в ходе взаимодействия магнитных полей диска и звезды не является доминирующими. Скорее всего, на звездах происходят дополнительные процессы, приводящие к рентгеновскому излучению, скорее всего, аккреция на компактный компонент.

#### Список литературы

1. M. A. Smith, R. Lopes de Oliveira, and C. Motch, *Advances in Space Research*, **58**, 782, 2016.
2. K. Postnov, L. Oskinova, and J. M. Torrejón, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **465**, L119, 2017.
3. M. Tsujimoto, K. Morihana, T. Hayashi, and T. Kitaguchi, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **70**, 109, 2018.
4. M. A. Smith, R. Lopes de Oliveira, and C. Motch, *Astrophys. J.*, **755**, 64, 2012.
5. G. Rauw, Y. Nazé, M. A. Smith, A. S. Miroshnichenko, et al., *Astron. and Astrophys.*, **615**, A44, 2018.
6. Y. Nazé, G. Rauw, T. Bohlsen, B. Heathcote, P. Mc Gee, P. Cacella, and C. Motch, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **512**, 1648, 2022.
7. L. Capitanio, R. Lallement, J. L. Vergely, M. Elyajouri, and A. Monreal-Ibero, *Astron. and Astrophys.*, **606**, A65, 2017.
8. E. B. Ryspaeva and A. F. Kholtygin, *Astrophysical Bulletin*, **75**, 127, 2020.
9. E. Ryspaeva and A. Kholtygin, *Research in Astronomy and Astrophysics*, **20**, 108, 2020.
10. E. Ryspaeva, *Proc. XXI Young Scientists Conference, IKI, Moscow, 10–12 April 2024*, **12**, 108, 2024.
11. R. K. Smith, N. S. Brickhouse, D. A. Liedahl, and J. C. Raymond, *Astrophys. J. Lett.*, **556**, L91, 2001.
12. R. Mewe, E. H. B. M. Gronenschild, and G. H. J. van den Oord, *Astron. and Astrophys. Supp.*, **62**, 197, 1985.
13. R. Mewe, J. R. Lemen, and G. H. J. van den Oord, *Astron. and Astrophys. Supp.*, **65**, 511, 1986.
14. D. A. Liedahl, A. L. Osterheld, and W. H. Goldstein, *Astrophys. J. Lett.*, **438**, L115, 1995.
15. E. Anders and N. Grevesse, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **53**, 197, 1989.
16. J. Wilms, A. Allen, and R. McCray, *Astrophys. J.*, **542**, 914, 2000.

# Исследование неупругих процессов, происходящих при столкновениях серебра и водорода

Яковлева С.А., Васильева В.А.

*Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия*

В работе рассчитаны сечения и константы скоростей неупругих процессов, происходящих при столкновениях атомов и ионов серебра с атомами и ионами водорода, учитывающие тонкую структуру уровней атома серебра. В рассмотрение включены 11 ковалентных состояний  $\text{Ag}+\text{H}$  и одно ионное состояние  $\text{Ag}^+ + \text{H}^-$ , обладающих  $0^+$  молекулярной симметрией. Асимптотический подход, учитывающий тонкую структуру, использован для моделирования электронных адиабатических потенциальных энергий высоколежащих состояний, в то время как для низколежащих состояний использованы данные точных квантово-химических расчетов. Расчеты неадиабатической ядерной динамики выполнены в рамках многоканальной модели Ландау-Зинера методом ветвящихся токов вероятности. Рассчитаны сечения и константы скоростей неупругих процессов возбуждения, де-возбуждения, взаимной нейтрализации и образования ионной пары.

Поступила в редакцию 20.10.2025 г. Принята в печать 04.12.2025 г.

*Ключевые слова: неупругие процессы, константы скорости, тонкая структура, серебро*

## The study of inelastic processes in silver-hydrogen collisions

Yakovleva S.A., Vasil'eva V.A.

*Herzen State Pedagogical University of Russia, Saint Petersburg, Russia*

Inelastic cross sections and rate coefficients for inelastic processes in low-energy silver-hydrogen collisions are investigated taking the fine structure of silver atom into account. The study considers 11 covalent  $\text{Ag}+\text{H}$  state and one ionic  $\text{Ag}^+ + \text{H}^-$  state that have  $0^+$  molecular symmetry. Higher-lying molecular states are modelled using the asymptotic approach, while for several lower-lying states the data from *ab initio* calculations is used. Non-adiabatic nuclear dynamics is investigated with the multichannel Landau-Zener model using the probability currents method. Cross sections and rate coefficients for excitation, de-excitation, mutual neutralization, and ion pair formation processes are calculated.

Received 20.10.2025. Accepted 04.12.2025.

*Keywords: inelastic processes, rate coefficients, fine structure, silver*

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.007

## 1. Введение

Неупругие процессы, происходящие при столкновениях с атомами и ионами водорода, вносят значительную неопределенность при моделировании спектральных линий в условиях отклонения от локального термодинамического равновесия. Экспериментальные данные для сечений и констант скоростей таких неупругих процессов существуют лишь для некоторых столкновительных систем, в связи с чем основным источником являются теоретические расчеты. В данной работе исследование неупругих процессов возбуждения, де-возбуждения, взаимной нейтрализации и образования ионной пары, происходящих при столкновениях серебра и водорода, проведено в рамках подхода Борна-Оппенгеймера. Наиболее строгим подходом при исследованиях с помощью формализма Борна-Оппенгеймера является сочетание строгих квантово-химических расчетов из первых принципов с решением системы связанных уравнений для определения матрицы рассеяния с учетом перепроецирования [1]. Во многих случаях, когда нет квантово-химических данных для конкретной столкновительной системы, либо они неполные, используется асимптотический подход [2], в частности обобщенный на случай учета тонкой структуры [3]. При использовании модельных адиабатических потенциалов для исследования неадиабатической ядерной динамики также применяются модельные подходы, наиболее распространенными из которых являются различные обобщения модели Ландау-Зинера на случай многоканальной задачи [2, 4].

## 2. Электронная структура $\text{AgH}$

Квантово-химические расчеты адиабатических молекулярных кривых квазимолекулы  $\text{AgH}$  проводились несколькими различными группами, однако в большинстве работ учтены лишь несколько низколежащих состояний. Наиболее полные данные в настоящее время есть в работе [5], из которой мы использовали 6 низколежащих состояний молекулярной симметрии  $0^+$ . Всего в исследование включено 12 молекулярных состояний квазимолекулы  $\text{AgH}$ , обладающих  $0^+$  молекулярной симметрией: 11 ковалентных и одно ионное. Адиабатические потенциальные энергии высоколежащих состояний получены в рамках асимптотического подхода [3]. Каналы рассеяния и их асимптотические значения энергий из базы данных NIST [6] приведены

Таблица 1: Каналы рассеяния системы AgH и их асимптотические энергии из базы данных NIST [6].

j	Канал рассеяния	$U_j^{\text{asympt}}$ (эВ)
1	$\text{Ag}(4d^{10}5s^2S_{1/2}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	0.000000
2	$\text{Ag}(4d^{10}5p^2P_{1/2}^{\circ}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	3.663988
3	$\text{Ag}(4d^{10}5p^2P_{3/2}^{\circ}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	3.778129
4	$\text{Ag}(4d^95s^2^2D_{5/2}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	3.749567
5	$\text{Ag}(4d^95s^2^2D_{3/2}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	4.304016
6	$\text{Ag}(4d^{10}6s^2S_{1/2}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	5.276289
7	$\text{Ag}(4d^{10}6p^2P_{1/2}^{\circ}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	5.988115
8	$\text{Ag}(4d^{10}6p^2P_{3/2}^{\circ}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	6.013334
9	$\text{Ag}(4d^{10}5d^2D_{3/2}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	6.043482
10	$\text{Ag}(4d^{10}5d^2D_{1/2}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	6.045993
11	$\text{Ag}(4d^{10}7s^2S_{1/2}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$	6.433164
12	$\text{Ag}^+(4d^{10}^1S_0) + \text{H}^-(1s^2^1S_0)$	6.822234

в табл. 1. Стоит отметить, что уровни тонкой структуры первых двух возбужденных состояний имеют значительное расщепление и при этом перемешаны: состояние  $\text{Ag}(4d^95s^2^2D_{5/2})$  лежит ниже  $\text{Ag}(4d^{10}5p^2P_{3/2}^{\circ})$ , что вносит дополнительные сложности в расчеты адиабатических потенциальных энергий.

Использованные в исследовании неадиабатической ядерной динамики адиабатические термы приведены на рис. 1а. Из рисунка можно увидеть, что нижние 6 состояний, взятые из квантово-химических расчетов, имеют по несколько областей неадиабатичности, остальные же состояния, полученные в рамках асимптотического подхода, образуют по одной области неадиабатичности между каждой парой соседних термов, связанных с ионно-ковалентным взаимодействием. В случае когда между термами есть всего по одной области неадиабатичности хорошо применимы аналитические формулы [4], позволяющие рассчитать вероятность неупругого процесса, используя вероятности Ландау-Зинера в каждой из областей. Если же областей между каждой парой соседних термов оказывается несколько, то аналитические формулы неприменимы, в таком случае необходимо пользоваться методом ветвящихся токов вероятностей [2].

### 3. Неадиабатическая ядерная динамика

В данной работе рассчитаны сечения неупругих процессов возбуждения, девозбуждения, нейтрализации и образования ионной пары для энергий столкновения от  $10^{-2}$  до 100 эВ. Для оценки учета вклада областей неадиабатичности на малых расстояниях мы провели два расчета: в один включили только по одной области неадиабатичности, связанной с ионно-ковалентным взаимодействием, между каждой парой соседних термов и применили аналитические многоканальные формулы, в другой включили все области неадиабатичности и провели расчет с помощью метода ветвящихся токов вероятностей.

На рис. 1б приведены сечения процессов взаимной нейтрализации в различные конечные состояния  $\text{Ag}+\text{H}$ : сплошными линиями приведены расчеты с помощью многоканальных аналитических формул, символами же показаны результаты расчетов методом ветвящихся токов вероятностей. Для удобства рис. 1б разделен на две панели: на верхней панели показаны сечения нейтрализации в каналы с  $j = 6$  по  $j = 11$ , на нижней же панели — в каналы с  $j = 1$  по  $j = 5$ . Из этого рисунка видно, что сечения в нижние молекулярные состояния, которые образуют по несколько областей неадиабатичности, значительно изменяются при включении областей на малых расстояниях, в то время как на переходы в высоко возбужденные состояния области, образованные нижними термами, повлияли незначительно. Стоит отметить, что сечение нейтрализации в канал  $j = 6$  также не имеет значительных различий при расчетах обоими методами, хотя адиабатический терм для этого состояния входит в набор строгих квантово-химических данных. Из рис. 1а можно увидеть, что состояние  $\text{Ag}(4d^{10}6s^2S_{1/2}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$  ( $j = 6$ ) имеет несколько областей неадиабатичности с нижележащим термом, но всего одну область неадиабатичности с вышележащим термом. Это связано с тем, что терм  $\text{Ag}(4d^{10}6p^2P_{1/2}^{\circ}) + \text{H}(1s^2S_{1/2})$  ( $j = 7$ ) принадлежит к набору, полученному при моделировании асимптотическим подходом. Вполне вероятно, что включение состояния  $j = 7$  в строгие квантово-химические расчеты может значительно повлиять на сечения, связанные с переходом в канал  $j = 6$ .

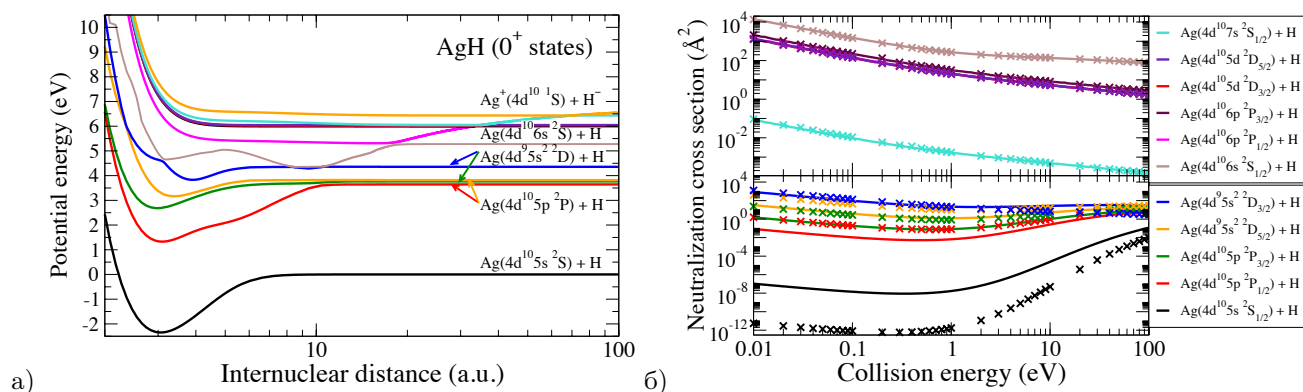


Рис. 1: (а) Адиабатические потенциальные энергии молекулярных состояний  $\text{AgH}$ , имеющих симметрию  $0^+$ . (б) Сечения процессов нейтрализации в различные состояния  $\text{Ag}+\text{H}$ , рассчитанные с помощью асимптотического модельного подхода (сплошные линии) и методом токов вероятности (символы).

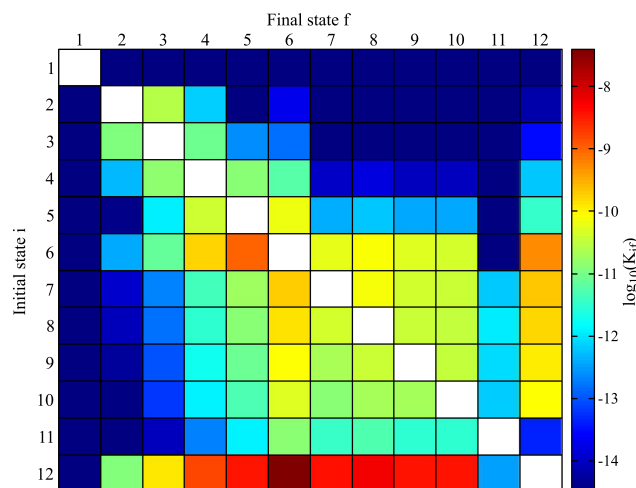


Рис. 2: Графическое представление констант скоростей процессов возбуждения, де-возбуждения, взаимной нейтрализации и образования ионной пары, происходящих при столкновениях  $\text{AgH}$ , для температуры  $T = 6000$  К. Нумерация состояний соответствует табл. 1.

В работе также рассчитаны константы скоростей для диапазона температур 1000–10000 К. Графическое представление констант скоростей для температуры 6000 К приведено на рис. 2, где константа скорости представлена цветом от синего до красного в соответствии с легендой. Из этого рисунка можно увидеть, какие константы скоростей имеют наибольшие и промежуточные значения, а какие очень маленькие. Наибольшие значения соответствуют большей части процессов взаимной нейтрализации, с самой большой константой, составляющей  $4.61 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с<sup>3</sup>, для процесса  $\text{Ag}^+(4d^{10} 1S_0) + \text{H}^-(1s^2 1S_0) \rightarrow \text{Ag}(4d^{10} 6s^2 S_{1/2}) + \text{H}(1s^2 S_{1/2})$ . Константы скоростей процессов, связанных с переходом в основное состояние, имеют очень маленькие значения, что связано с очень широкой областью неадиабатичности между основным и первым возбужденным состоянием (см. рис. 1а), при этом расчеты с использованием строгих квантово-химических данных и метода ветвящихся токов вероятности дают величины констант скоростей значительно меньше, чем асимптотический подход. Из рис. 1а можно увидеть также, что области неадиабатичности, образованные уровнями тонкой структуры первого и второго возбужденных состояний при  $R \approx 10$  а. е., значительно перекрываются, что влияет на результаты расчетов с помощью модели Ландау-Зинера. Более надежные результаты в случае такого поведения адиабатических термов дает решение системы связанных уравнений ядерной динамики, которое однако требует дополнительных квантово-химических данных, а именно матричных элементов неадиабатической связи.

## 4. Заключение

В данной работе приведены результаты расчетов сечений и констант скоростей неупругих процессов, происходящих при столкновениях  $\text{Ag}+\text{H}$  и  $\text{Ag}^+ + \text{H}^-$ . Расчеты проведены как с учетом областей неадиабатичности за счет ионно-ковалентного взаимодействия, так и с учетом областей на малых межъядерных расстояниях. Учет областей на малых расстояниях привел к значительному изменению констант скоростей, связанных с переходами в низколежащие состояния. При включении в квантово-химические расчеты нескольких более высоко лежащих состояний константы скоростей, имеющие наибольшие значения, также могут измениться. В связи с чем проведение более полных квантово-химических расчетов было бы очень полезным. Также значительное изменение в константы скоростей может внести применение модели, отличной от Ландау-Зинера: это может значительно повлиять на переходы в перекрывающихся областях неадиабатичности, в частности образованных первым и вторым возбужденными состояниями.

## Финансирование

Работа поддержана внутренним грантом РГПУ им. А. И. Герцена (No 46-ВГ).

## Список литературы

1. A. K. Belyaev, *Phys. Rev. A*, **82**, 060701, 2010, URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.82.060701>.
2. A. K. Belyaev, *Phys. Rev. A*, **88**, 052704, 2013, URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.88.052704>.
3. A. K. Belyaev, Y. V. Voronov, and S. A. Yakovleva, *Phys. Rev. A*, **100**, 062710, 2019, URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.100.062710>.
4. S. A. Yakovleva, Y. V. Voronov, and A. K. Belyaev, *Astron. and Astrophys.*, **593**, A27, 2016, URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628659>.
5. Z. Mohammadian, F. Nourigheimasi, A. Maghari, and A. Shayesteh, *Chemical Physics Letters*, **849**, 141418, 2024.
6. A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.12), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2025, October 15]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2024.

## Поиск околозвездных газовых оболочек у магнитных химически пекулярных молодых А-В звезд из ассоциации Orion OB1

Погодин М.А.<sup>1</sup>, Драйке Н.А.<sup>2,3,4</sup>, Корради В.Дж.Б.<sup>2,5</sup>, Браз П.Х.Ф.Б.<sup>5</sup>, Романюк И.И.<sup>6</sup>, Холтыгин А.Ф.<sup>4</sup>, Бескровная Н.Г.<sup>1,6</sup>, Исмаилов Н.З.<sup>7</sup>, Холанда Н.<sup>3</sup>, Катиме Сантрич О.Дж.<sup>8</sup>, Ким В.Ю.<sup>1,9</sup>

<sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Национальная астрофизическая лаборатория, Итажуба, Бразилия

<sup>3</sup> Национальная обсерватория, Рио-де-Жанейро, Бразилия

<sup>4</sup> Кафедра астрономии СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup> Физический факультет, Университет Минас-Жерайс, Белу-Оризонти, Бразилия

<sup>6</sup> Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

<sup>7</sup> Шамахинская астрофизическая обсерватория, Шамахи, Азербайджан

<sup>8</sup> Государственный университет Санта-Крус, Баия, Бразилия

<sup>9</sup> Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Работа посвящена поиску спектральных аномалий у атмосферных профилей линии  $H\alpha$  в спектрах 56 магнитных химически пекулярных молодых А-В звезд из ассоциации Orion OB1. Целью работы было обнаружить наблюдательные признаки первичной газовой оболочки, которая окружает звезды на стадии эволюции до главной последовательности (PMS стадия). Наблюдательный материал был получен в 2022–2024 гг. на 1.6-м телескопе обсерватории LNA в Бразилии, а часть спектров была взята из архивов обсерватории ESO. В результате у 9 объектов из 56 были обнаружены аномалии атмосферных  $H\alpha$  профилей, которые можно подразделить на несколько типов. Был проведен анализ возможной природы обнаруженных спектральных аномалий. Ни у одного объекта программы не были обнаружены признаки первичной оболочки. Было сделано предположение, что сильное магнитное поле может ускорить ее диссипацию.

Поступила в редакцию 17.10.2025 г. Принята в печать 11.11.2025 г.

*Ключевые слова:* PMS объекты, химически пекулярные звезды, магнитные поля

## Search for circumstellar gaseous envelopes around magnetic chemically peculiar young A-B stars from the Orion OB1 association

Pogodin M.A.<sup>1</sup>, Drake N.A.<sup>2,3,4</sup>, Corradi W.J.B.<sup>2,5</sup>, Braz P.H.F.B.<sup>5</sup>, Romanyuk I.I.<sup>6</sup>, Kholtygin A.F.<sup>4</sup>, Beskrovnaya N.G.<sup>1,6</sup>, Ismailov N.Z.<sup>7</sup>, Holanda N.<sup>3</sup>, Katime Santrich O.J.<sup>8</sup>, Kim V.Yu.<sup>1,9</sup>

<sup>1</sup> Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, Saint Petersburg, Russia

<sup>2</sup> National Astrophysical Laboratory, Itajubá, Brazil

<sup>3</sup> National Observatory, Rio de Janeiro, Brazil

<sup>4</sup> Chair of Astronomy, SPbSU, Saint Petersburg, Russia

<sup>5</sup> Department of Physics, University of Minas Gerais, Belo Horizonte, Brazil

<sup>6</sup> Special Astrophysical Observatory, Nizhnij Arkhyz, Russia

<sup>7</sup> Shamakhy Astrophysical Observatory, Shamakhy, Azerbaijan

<sup>8</sup> Santa Cruz State University, Bahia, Brazil

<sup>9</sup> Fesenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan

Our paper is dedicated to a search for spectral anomalies in  $H\alpha$  profiles in the spectra of 56 magnetic chemically peculiar young A-B stars from the Orion OB1 association. The aim of our study is to find observational features of the primordial gaseous envelopes surrounding stars on the PMS stage of their evolution. The observations were carried out in 2021–2024 with the 1.6 m telescope of the LNA observatory (Brazil). Additionally, a number of spectra have been taken from the ESO archives. As a result, the anomalies of the atmospheric  $H\alpha$  profiles have been revealed and classified in 9 objects of 56. An analysis of possible nature of these anomalies has been carried out. None of the program's objects demonstrates the presence of a primordial gaseous envelope. An assumption has been made that a strong magnetic field can stimulate its quick dissipation.

Received 17.10.2025. Accepted 11.11.2025.

*Keywords:* PMS objects, chemically peculiar stars, magnetic fields

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.008

### 1. Введение

В настоящее время известно, что эволюция околозвездных газо-пылевых оболочек у объектов на стадии эволюции до главной последовательности (PMS-стадии) протекает своим собственным путем независимо

от эволюции самой звезды, ход которой сильно зависит от массы объекта. Благодаря этому, наиболее массивные RMS объекты с массой  $6-8 M_{\odot}$  выходят на главную последовательность, еще окруженные реликтовыми оболочками, а многие маломассивные звезды типа T Tauri (масса менее  $1 M_{\odot}$ ) теряют их еще до выхода на главную последовательность. Пример тому — одновременное существование классических T Tauri звезд, окруженных оболочками (CTTS) и слабэмиссионных звезд этого класса (WTTS), у которых оболочка диссипировала. Задачей нашей работы было исследовать на представительной выборке RMS объектов промежуточных масс ( $2-8 M_{\odot}$ ), какие из них еще окружены первичными газо-пылевыми оболочками, а какие уже нет, и как это может быть связано с другими параметрами этих объектов (возраст, магнитное поле и т. д.). В качестве объектов исследования была выбрана группа из 56 молодых химически пекулярных звезд из ассоциации Ori OB1, магнетизм которых был предварительно исследован в SAO РАН группой Романюка и его коллег [1]. Конкретная программа наблюдений предполагала анализ профилей линии  $H\alpha$  в спектрах выбранных объектов и поиск их отклонений от атмосферного абсорбционного профиля для данного спектрального типа.

## 2. Наблюдения

Наблюдения проводились в 2021–2024 на 1.6-м телескопе обсерватории Pico Dos Dias/LNA в Бразилии. Был использован кудэ-спектрограф со спектральным разрешением  $R \sim 15\,000$ . Дополнительно были взяты спектры из архивов обсерватории ESO (Чили), полученные со спектрографом высокого разрешения FEROS ( $R = 48\,000$ ). Для большинства объектов программы было получено несколько спектров в различные даты.

## 3. Результаты

Исследование  $H\alpha$  профилей объектов программы показало, что у 9 объектов из 56 присутствуют отклонения наблюдаемого профиля от обычного абсорбционного профиля звездной атмосферы. Анализ обнаруженных спектральных аномалий позволил разделить их на четыре типа.

### 3.1. Эмиссия туманности, в которую погружена звезда (рис. 1)

Выглядит, как узкие эмиссионные компоненты на абсорбционной атмосферной подложке. Они позиционно постоянны, но могут изменяться по интенсивности (HD 37114). Оба объекта расположены в Туманности Ориона (M42), имеют очень молодой возраст (менее  $10^6$  лет). Не показывают признаков магнитного поля, но имеют пылевой ИК избыток на длинах волн более 10 мкм.

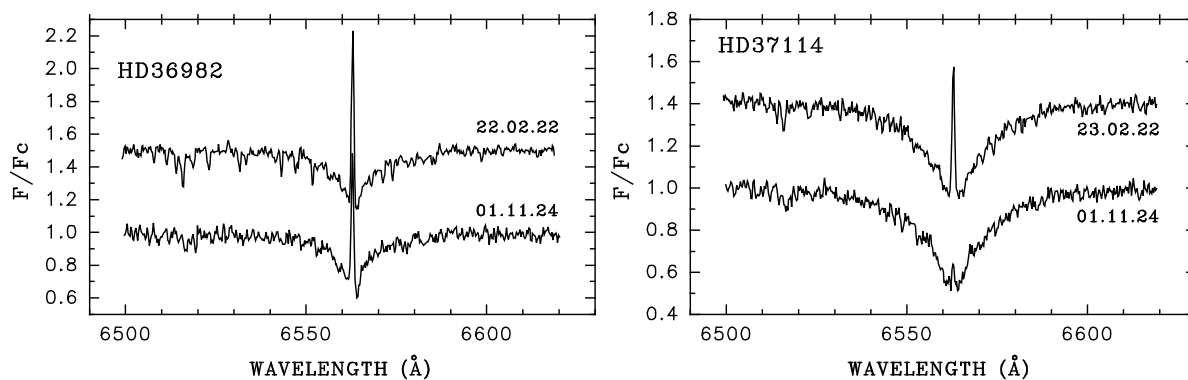


Рис. 1: Профили линии  $H\alpha$ , демонстрирующие узкую эмиссионную линию туманности M42.

### 3.2. Широкие двойные эмиссионные профили (рис. 2)

Такие профили наблюдаются у 3-х объектов. Все они имеют ранние спектральные классы (B2-B5) и входят в двойные и кратные системы. У всех из них присутствуют сильные магнитные поля более 10 кГс и отсутствуют пылевые ИК избытки. Был сделан вывод, что их околозвездные оболочки не происходят от реликтовых аккреционных дисков, их формирует истечение газа из звезды, управляемое магнитным полем внутри протяженной магнитосферы (см. [2, 3, 4, 5]).

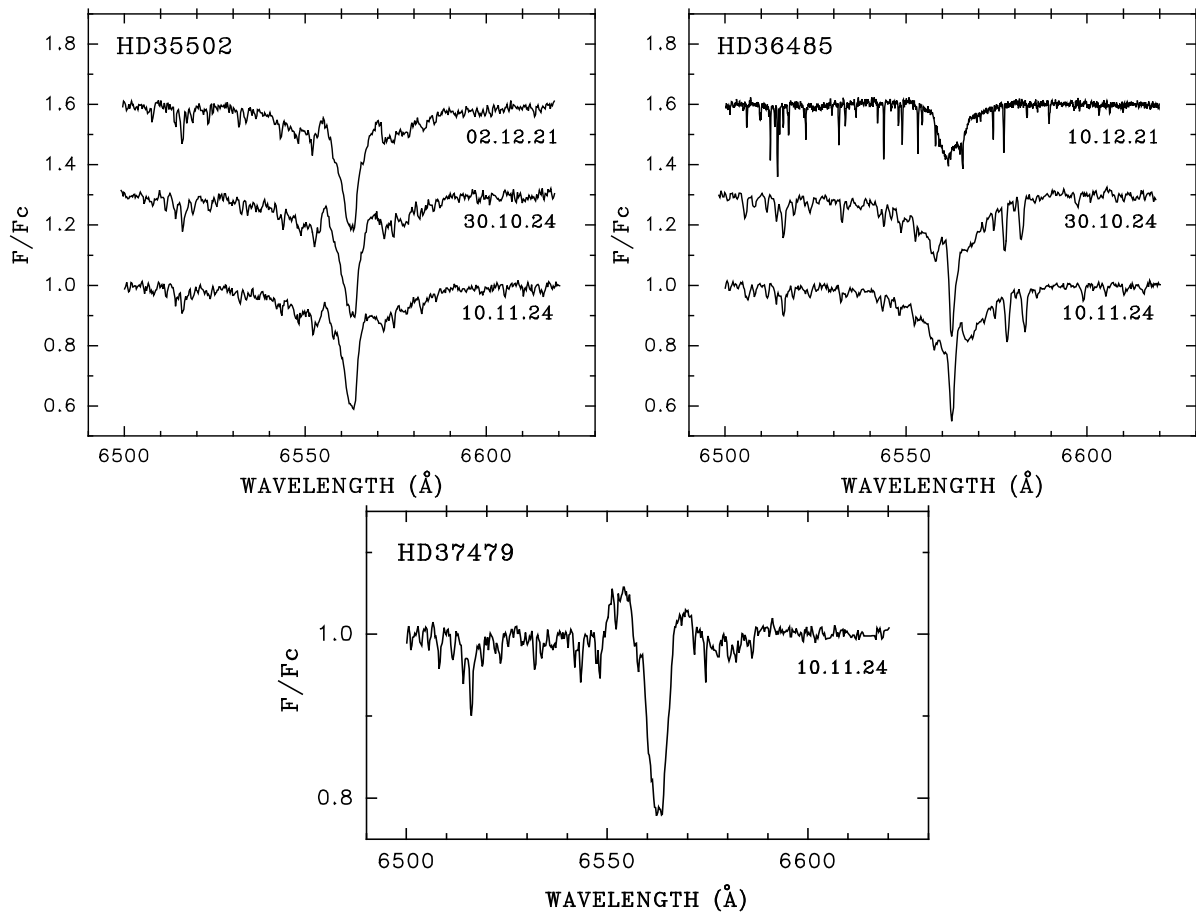


Рис. 2: Широкие двойные эмиссионные профили линии H $\alpha$ .

### 3.3. Двойные абсорбционные профили как у спектрально двойных (рис. 3)

У двух объектов программы в отдельные даты появлялись вторичные абсорбционные профили, и линия становилась похожа на те, что наблюдаются у спектрально двойных звезд. Но отличие было в том, что основной абсорбционный компонент оставался постоянным по шкале длин волн. У этих объектов также присутствуют сильные магнитные поля до 10 кГс и отсутствует пылевой ИК избыток. Их фотометрические кривые и кривые изменения продольного магнитного поля  $B_z$  свидетельствуют о сильной поверхностной запятненности звезд. Было сделано заключение, что наблюдаемая спектральная переменность есть результат локальной аккреции на звезду околозвездного газа, ранее поднятого с поверхности звезды магнитным полем, как это наблюдается в меньших масштабах в солнечных протуберанцах (см. [6, 7]).

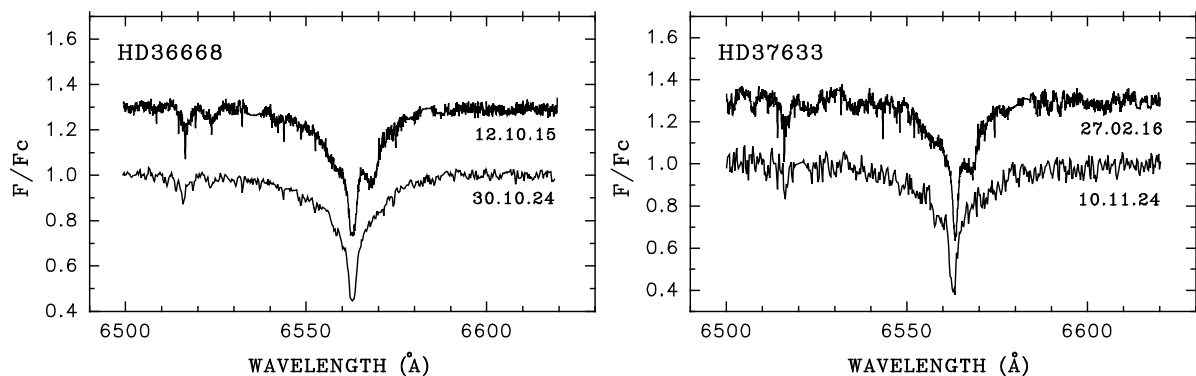


Рис. 3: Профили линии H $\alpha$  с двойными абсорбционными компонентами.

### 3.4. Искаженные профили неизвестной пока природы (рис. 4)

Слабовыраженная спектральная переменность может иметь причину, отмеченную в двух предыдущих случаях 3.2 и 3.3, однако требует дополнительного наблюдательного подтверждения (см. [8, 9]).

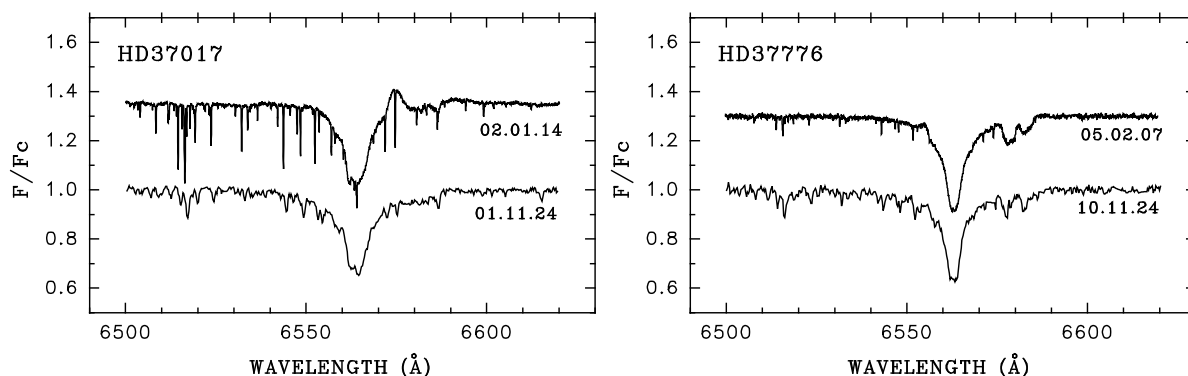


Рис. 4: Профили линии  $H\alpha$  со слабовыраженными аномальными деталями неоттождественной природы.

## 4. Заключение

Проведенное исследование показало, что ни у одного из 56 объектов программы не было обнаружено признаков первичной газовой оболочки. Возможно, что причиной этого является наличие сильных магнитных полей у объектов исследования.

## Список литературы

1. E. Semenko, I. Romanyuk, I. Yakunin, D. Kudryavtsev, and A. Moiseeva, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **515**, 998, 2022.
2. J. Sikora, G. A. Wade, D. A. Bohlender, M. Shultz, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **460**, 1811, 2016.
3. F. Leone, D. A. Bohlender, C. T. Bolton, C. Buemi, G. Catanzaro, G. M. Hill, and M. J. Stifft, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **401**, 2739, 2010.
4. A. Oplštilová, P. Mayer, P. Harmanec, M. Brož, et al., *Astron. and Astrophys.*, **672**, A31, 2023.
5. W. Peng, H. Song, G. Meynet, A. Maeder, et al., *Astron. and Astrophys.*, **657**, A116, 2022.
6. I. I. Romanyuk, E. A. Semenko, I. A. Yakunin, D. O. Kudryavtsev, and A. V. Moiseeva, *Astrophysical Bulletin*, **72**, 165, 2017.
7. I. I. Romanyuk, E. A. Semenko, A. V. Moiseeva, I. A. Yakunin, and D. O. Kudryavtsev, *Astrophysical Bulletin*, **76**, 39, 2021.
8. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **59**, 321, 2016.
9. C. Trigilio, P. Leto, G. Umana, F. Leone, and C. S. Buemi, *Astron. and Astrophys.*, **418**, 593, 2004.

# Моделирование спектральных линий звезд типа UX Ori (UXORs) по спектрам высокого разрешения, полученным Северным Оптическим Телескопом

Тамбовцева Л.В., Гринин В.П.

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

Исследуется спектральная переменность молодых звезд типа UX Ori (UXORs) (семейство звезд, состоящих преимущественно из звезд Ae Хербига), которые характеризуются нерегулярными ослаблениями блеска вследствие затмений газо-пылевыми фрагментами (облаками) их протопланетных дисков. Диски этих звезд образуют малый угол с лучом зрения, поэтому в моменты затмений облака закрывают не только звезду, но и области формирования излучения. Моделирование спектральных линий во время затмений позволяет определить геометрию и физическую природу затмеваемого тела и ближайшей ( $< 0.1$  а. е.) к звезде области. В статье представлены результаты моделирования линии  $H\alpha$  звезды UX Ori с использованием спектров высокого разрешения в результате мониторинга с Nordic Optical Telescope (NOT) (2019–2024 гг.). Длительные наблюдения, включившие как яркое состояние звезды, так и глубокие минимумы, позволили теоретически изучить причины затмения молодых звезд и структуру излучающих областей. Рассматриваются такие источники излучения, как области магнитосферной аккреции, магнито-центробежного дискового ветра, околозвездной пыли и внешнего дискового ветра, не затмеваемого газо-пылевым экраном. Анализируется сходство и различие спектров и параметров излучающих областей у UX Ori и RR Tau, звезды этого же семейства, бывшей объектом наблюдения NOT в это же время.

Поступила в редакцию 20.10.2025 г. Принята в печать 04.12.2025 г.

*Ключевые слова:* звездобразование, звезды Ae Хербига, аккреция, дисковый ветер

## Modelling of the high resolution spectral lines obtained with the Nordic Optical Telescope

Tambovtseva L.V., Grinin V.P.

*Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, Saint Petersburg, Russia*

We investigated spectral variability of the young UX Ori type stars (UXORs) (a family of predominantly Herbig Ae stars) which are characterized by irregular brightness weakening caused by the occultation with the gas and dust fragments (clouds) of their protoplanetary disks. The disks of UXORs make a small angle with the line of sight, and at moments of eclipses the clouds obscure the star and the part of the region where emission is formed. Thus, modeling the spectral lines during eclipses permits us to determine geometry and physical nature of the obscuring body and the nearest vicinity of the star ( $< 0.1$  AU). We present results of the  $H\alpha$  line modeling for UX Ori itself based on the high resolution spectra obtained during monitoring with the Nordic Optical Telescope (NOT) (2019–2024). The long-lasting observations during bright states of the star and deep brightness minima permitted us to study theoretically the reasons of eclipses and the structure of the emitting regions. In the paper we consider such emitting regions as the magnetospheric accretion, magnetocentrifugal disk wind, the circumstellar dust and the outer disk wind not obscured by the dusty screen. We analyse a similarity and a difference of the spectra and parameters of the emitting regions for UX Ori and RR Tau, another star of the same family that was also a target of the observation with the NOT during this time.

Received 20.10.2025. Accepted 04.12.2025.

*Keywords:* star formation, Herbig Ae stars, accretion, disk wind

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.009

### 1. Введение

Молодые звезды семейства UXORs (преимущественно звезды Ae Хербига) демонстрируют нерегулярные ослабления блеска с амплитудой от  $2^m$  до  $4^m$  в полосе V. Причиной ослабления блеска служит прохождение газо-пылевых фрагментов (облаков) протопланетного диска через луч зрения, которые, таким образом, служат естественным коронографом, так как диски этих звезд образуют небольшой угол зрения [1]. В настоящей работе мы рассматриваем две звезды этого семейства RR Tau и UX Ori. Они не обладают сильным магнитным полем и являются быстро вращающимися звездами; скорость вращения на экваторе равна  $\sim 140$  км  $s^{-1}$ . Компактная область аккреции является характерной особенностью этих звезд, что подтверждено как наблюдениями [2], так и спектроскопическим и интерферометрическим моделированием их эмиссионных спектров, например [3, 4]. Угол наклона диска звезды UX Ori измерен с помощью интерферометрии и составляет  $70^\circ \pm 5^\circ$  [5] ( $i = 0$  означает вид с полюса).

Мы проанализировали спектры высокого разрешения нескольких UXORs, наблюдавшихся в течение 2019–2024 гг. на NOT, в которых зафиксированы значительные изменения в эмиссионных и абсорбционных линиях в ярком и слабом состоянии блеска. Для одной из звезд (RR Tau) мы промоделировали спектральные линии водорода  $H\alpha$  и  $H\beta$ , результаты моделирования представлены в статье [6]. В данной работе мы представляем результаты моделирования линии  $H\alpha$  в разных состояниях блеска для звезды UX Ori, анализ

спектров которой даны в статье [7]. Результаты моделирования обеих звезд сравниваются между собой, что позволяет определить физические свойства и параметры как затмевающего тела, так и излучающ областей. Примеры профилей линий водорода, гелия, дублета натрия и некоторых металлов даны на рис. 1 (RR Tau) и 2 (UX Ori).

Во время затмений звезды RR Тау двух-пиковый ветровой (отношение пиков  $V/R < 1$ ) профиль линии  $H\alpha$  значительно увеличивает свою интенсивность, сохраняя асимметрию пиков. Профиль линии  $H\beta$  из обратного Р Cygni превращается в ветровой с увеличением интенсивности. Линия гелия  $HeI\ 5876\ \text{\AA}$  — абсорбционная в ярком состоянии и исчезает во время затмений, линия дублета натрия и железа  $FeII\ 4976\ \text{\AA}$  из абсорбционных превращаются в эмиссионные (рис. 1). Во время затмений звезды UX Ori наблюдается другая картина. Двухпиковый профиль линии  $H\alpha$  с отношением пиков  $V/R > 1$  увеличивает свою интенсивность, превращаясь в одиночный профиль, слегка смещенный в синюю сторону спектра. Профиль линии  $H\beta$  остается обратным профилем Р Cygni с некоторым добавлением эмиссии в центре линии (становится мельче). Линии гелия  $HeI\ 5876\ \text{\AA}$ , дублета натрия и кальция  $CaII\ 8542\ \text{\AA}$ , как и линии других металлов, мало меняются, оставаясь в поглощении (рис. 2).

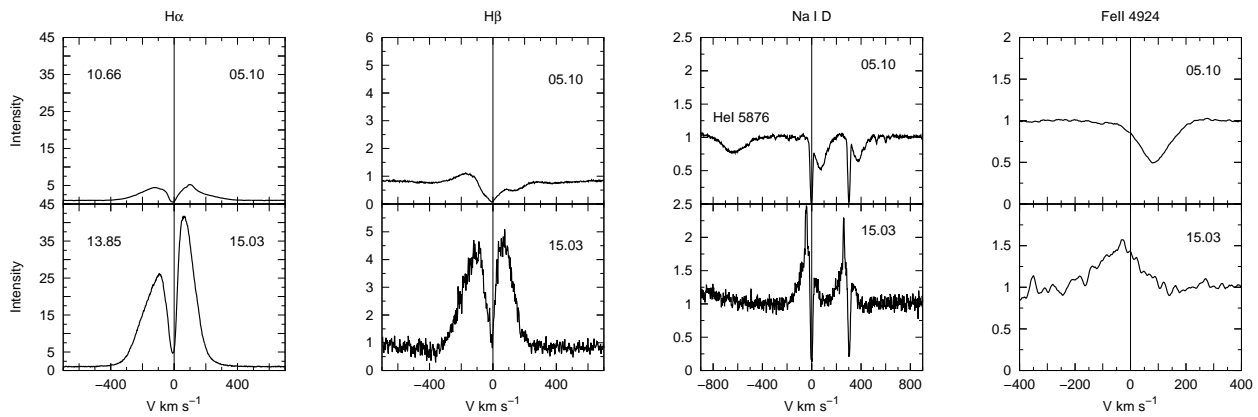


Рис. 1: Звезда RR Тау:  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $NaI\ D$ ,  $FeII\ 4924\ \text{\AA}$  профили линий в максимуме (верхняя панель) и минимуме (нижняя панель) блеска в 2019 г. Даты наблюдений отмечены на каждом рисунке. На левой панели даны значения яркости в полосе V.

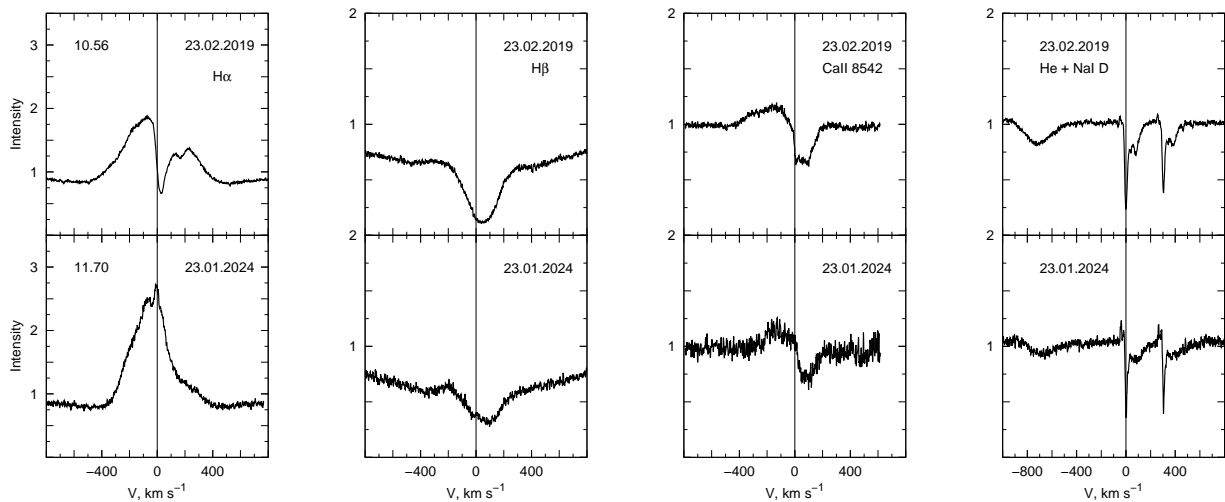


Рис. 2: Звезда UX Ori:  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $NaI\ D$ ,  $CaII\ 8542\ \text{\AA}$  профили линий в максимуме (верхняя панель) и минимуме (нижняя панель) блеска в 2019 и 2024 г. Даты наблюдений отмечены на каждом рисунке. На левой панели даны значения яркости в полосе V.

## 2. Моделирование линии $H\alpha$

Для не-ЛТР моделирования самой мощной линии водорода у звезды UX Ori мы учли такие излучающие области, как (1) звезда, (2) магнитосферная аккреция, (3) магнитоцентробежный (внутренний) ветер, (4) околозвездная пыль, которая рассеивает излучение звезды и (5) внешний дисковый ветер, стартующий с поверхности диска за радиусом сублимации пыли. В моменты затмений, алгоритм моделирования которых подробно описан в статье [6], газо-пылевой экран, находящийся на радиусе сублимации пыли, закрывает вместе со звездой и магнитосферой зону внутреннего ветра, но оставляет открытыми зоны 4 и 5.

Для иллюстрации изменения профиля линии  $H\alpha$  у звезды UX Ori приведена одна из рассмотренных моделей. Параметры внутреннего дискового ветра: темп потери массы  $1 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{год}^{-1}$ , основание первой и последней линий тока на поверхности диска находится на расстоянии  $3R_*$  и  $10R_*$  от звезды, параметр, регулирующий ускорение газа в дисковом ветре,  $\beta = 5$ , половинный угол раскрытия ветра равен  $45^\circ$ . Параметры аккреционной модели следующие: темп аккреции газа  $1 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{год}^{-1}$ , радиус коротации равен  $1.5R_*$ , вещество диска поступает на поверхность звезды в умеренных широтах, где скорость вращения звезды равна  $70 \text{ км с}^{-1}$ . Электронная температура газа  $T_e(R_*) = 8500 \text{ К}$ ; она уменьшается с расстоянием от звезды. Температурный режим аналогичен заданному для звезд Т Тельца [8] и отличается только параметрами. Основные параметры внешнего дискового ветра следующие: темп потери массы такой же, как у внутреннего ветра, ветер стартует за радиусом сублимации с расстояния  $50R_*$  и простирается до  $300R_*$  ( $\sim 3 \text{ а. е.}$ ), половинный угол раскрытия ветра принят равным  $45^\circ$ , температура газа  $6000 \text{ К}$ . Параметр ускорения ветра такой же, как во внутреннем дисковом ветре ( $\beta = 5$ ). Вклад в излучение рассеянного света составляет 10% от излучения звезды в ярком состоянии [9].

Затмевающий экран выбран с теми же параметрами, что использовались для объекта параллельных наблюдений на NOT звезды RR Tau. Выбран сценарий затмения, где доминирующим является вертикальный подъем экрана, при этом экран движется вместе с диском. Ширина экрана равна  $20R_*$ , поскольку это минимальная ширина, при которой все наблюдаемые и расчетные характеристики профиля линии  $H\alpha$  (поведение эквивалентной ширины, потока в линии и отношения интенсивности синего пика к красному во время затмений) у звезды RR Tau совпали. Во время затмения интенсивность излучения на частоте данной линии нормируется на текущий континуум, который, в долях яркого состояния, значительно уменьшается. В глубоком минимуме остается вклад в излучение только от рассеянного света.

## 3. Результаты моделирования и заключение

На рис. 3 показано, как в рамках модели внешнего дискового ветра меняется профиль линии  $H\alpha$  от яркого состояния (1) до глубокого минимума (0.1). Профили рассчитывались для  $\beta = 5$  в законе скорости. Видно, что при падении блеска интенсивность перенормированного профиля линии повышается и будет «заполнять» центральную часть профиля линии, образуящегося в зоне между звездой и радиусом сублимации. Примеры наблюдаемого и модельного профилей линии в ярком состоянии даны на рис. 4а и б соответственно. На рис. 4с и d показаны наблюдаемый в 2024 г. профиль линии  $H\alpha$  в минимуме блеска (с) и упомянутый выше модельный профиль, полученный при затмении звезды и части оболочки пылевым экраном с высотой над поверхностью диска равной  $24.5R_*$  (d). Более подробно результаты моделирования профилей линий водорода во время затмений для различных моделей эмиссионных областей представлены в статье [10].

Мы приходим к заключению, что эмиссия внезатменного дискового ветра добавляется к эмиссии внутренних областей (аккреционной и ветровой) во время затмений звезды UX Ori, приводя к трансформации профиля линии  $H\alpha$  из двухпикового в одиночный. Внешний ветер существует независимо от состояния блес-

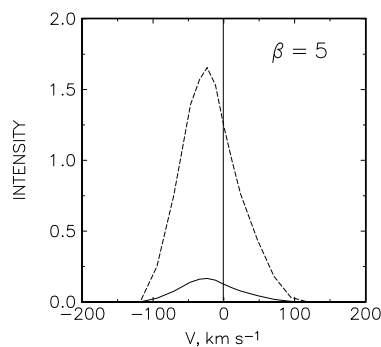


Рис. 3: Звезда UX Ori: профиль линии  $H\alpha$  в модели внешнего дискового ветра с параметром ускорения газа в законе скорости  $\beta = 5$  в ярком состоянии блеска (сплошная линия) и глубоком минимуме (штриховая линия).

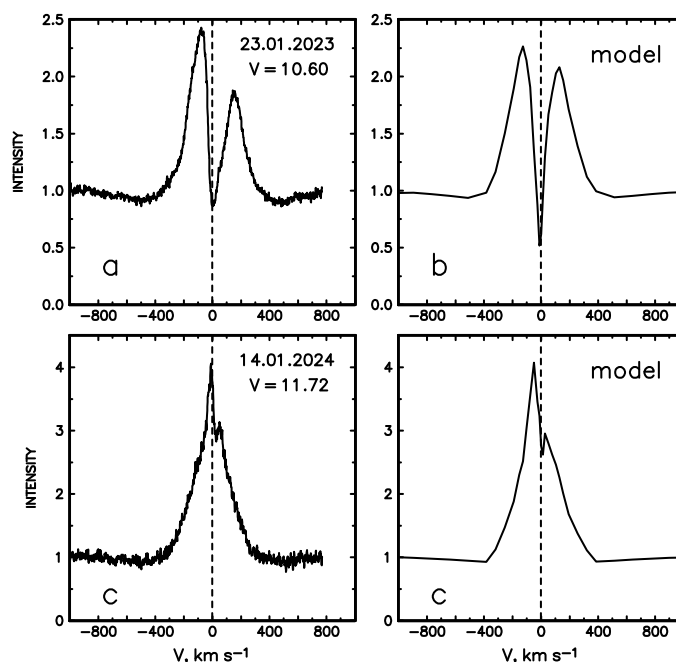


Рис. 4: Звезда UX Ori: Сравнение наблюдаемых (левая колонка) и модельных (правая колонка) профилей линии  $H\alpha$  в ярком состоянии (верхний ряд) и в минимуме блеска (нижний ряд). Детали в тексте.

ка звезды, однако в ее ярком состоянии его вклад в общее излучение мал; он становится заметен во время затмений. Такой же ветер существует и у звезды RR Tau, однако, у нее внутренний дисковый ветер мощнее, чем у UX Ori, поэтому профиль линии  $H\alpha$  не меняет своей формы. Вклад эмиссии внешнего ветра во время затмений RR Tau можно обнаружить у линий металлов и линий HeI 5876 Å и OI 7774 Å.

Большое значение имеет вклад рассеянного света в формировании спектра молодых звезд. Он является естественным ограничителем падения блеска. Звезда UX Ori, как и все звезды этого семейства, видна почти с ребра, но благодаря присутствию рассеянного света наблюдатель видит аккреционный тип профиля линий многих элементов ( $H\beta$  и некоторых металлов) даже во время глубоких минимумов.

## Список литературы

1. V. P. Grinin, N. N. Kiselev, N. K. Minikulov, G. P. Chernova, and N. V. Voshchinnikov, *Astrophys. and Space Sci.*, **186**, 283, 1991.
2. P. W. Cauley and C. M. Johns-Krull, *Astrophys. J.*, **797**, 112, 2014.
3. L. V. Tambovtseva, V. P. Grinin, and G. Weigelt, *Astron. and Astrophys.*, **562**, A104, 2014.
4. A. Kreplin, L. Tambovtseva, V. Grinin, S. Kraus, G. Weigelt, and Y. Wang, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **476**, 4520, 2018.
5. A. Kreplin, D. Madlener, L. Chen, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, L. Tambovtseva, and M. Kishimoto, *Astron. and Astrophys.*, **590**, A96, 2016.
6. V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva, A. A. Djupvik, G. Gahm, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **524**, 4047, 2023.
7. L. V. Tambovtseva, A. A. Djupvik, V. P. Grinin, H. Weber, et al., *Astron. and Astrophys.*, **694**, A257, 2025.
8. L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet, *Astrophys. J.*, **426**, 669, 1994.
9. V. P. Grinin, in G. Garzón, C. Eiroa, D. de Winter, and T. J. Mahoney, eds., *Disks, Planetesimals, and Planets*, **219**, 216 (2000).
10. V. P. Grinin, L. V. Tambovtseva, A. A. Djupvik, and H. Weber, *A&A*, **706**, A33, 2026.

# Исследования катаклизмических переменных, обнаруженных проектом NMW, с помощью роботизированных телескопов ИНАСАН

Тарасенков А.Н., Нароенков С.А., Наливкин М.А.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

На роботизированных телескопах ИНАСАН реализуется программа наблюдательной поддержки широкопольного обзора New Milky Way. В рамках этой программы проводится фотометрический мониторинг обнаруженных оптических транзиентов с целью их классификации и дальнейшего исследования. В данной работе рассматриваются результаты исследования катаклизмических переменных, вспышки которых обнаружены системой New Milky Way, на основе наблюдений на телескопах ИНАСАН и обсерваторий-партнеров, а также архивных данных обзоров неба. В частности, описываются исследования двух карликовых новых типа WZ Sge — TCP J18173469+1803499 и TCP J20171288+1156589. Для них был проведен фотометрический мониторинг и вычислен период сверхгорбов, а для TCP J20171288+1156589 оценены фундаментальные параметры системы. Также обсуждается обнаружение объекта TCP J07222683+220548 и наблюдательная кампания, которая позволила классифицировать его, как ультракомпактную систему типа AM CVn.

Поступила в редакцию 13.10.2025 г. Принята в печать 03.11.2025 г.

*Ключевые слова: оптические транзиенты, катаклизмические переменные звезды, карликовые новые*

## Investigation of cataclysmic variables discovered by the NMW survey using INASAN robotic telescopes

Tarasenkov A.N., Naroenkov S.A., Nalivkin M.A.

*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

Observational follow-up program of The New Milky Way wide-field survey is being carried out using INASAN robotic telescopes. This program includes photometric monitoring of detected optical transients for classification and further study. This paper presents the results of study of cataclysmic variables detected by the New Milky Way survey system, based on observations with INASAN telescopes and partner observatories, as well as archival sky survey data. In particular, we describe studies of two WZ Sge-type dwarf novae — TCP J18173469+1803499 and TCP J20171288+1156589. For these objects, photometric monitoring was carried out, and the superhump period was determined. For TCP J20171288+1156589, the fundamental parameters of the system were estimated. Additionally, we discuss the detection of the object TCP J07222683+220548 and the observational campaign that led to its classification as an AM CVn-type ultracompact system.

Received 13.10.2025. Accepted 03.11.2025.

*Keywords: optical transients, cataclysmic variables, dwarf novae*

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.010

## 1. Введение

Обзор неба **New Milky Way** (NMW) [1] представляет собой систему широкоугольного мониторинга, предназначенную для оперативного обнаружения ярких оптических транзиентов вблизи плоскости Млечного Пути. Данная система предназначена для поиска астрофизических транзиентов различной физической природы: классических и карликовых новых, звездных вспышек, вспышек молодых звездных объектов (FUor/EXor), ярких событий микролинзирования, а также различных транзиентов редких типов: ярких красных новых, гелиевых новых, галактических сверхновых в Галактике.

Система NMW использует 2 широкопольных инструмента, состоящих из ПЗС-камер (ST-8300M и STL-11000M) с телеобъективами Canon 135 mm  $f/2.0$  на компьютерно управляемых монтировках, установленных на обсерватории в Нижнем Архызе (Карачаево-Черкесия). Она способна обнаруживать транзиенты ярче  $14^m$  в интегральном диапазоне. Большая часть из обнаруженных вспышек представляют из себя вспышки карликовых новых и других катаклизмических переменных.

Обработка данных осуществляется с использованием кода VAST [2], который применяет сравнение с опорным каталогом источников. После проверки, обнаруженные транзиенты публикуются в системах CBAT TOCP<sup>1</sup> и AAVSO VSX [3] и рассылаются на обсерватории для оперативного подтверждения.

На роботизированных телескопах ИНАСАН (0.5-м фотометрический телескоп для исследования экзопланет [4] и 0.5-м многофункциональный телескоп Российско-Кубинской сети [5] под Кисловодском, 0.5-м телескоп Терскольского филиала ИНАСАН [6]) проводятся оперативные мониторинговые фотометрические

<sup>1</sup><http://www.cbat.eps.harvard.edu/unconf/tocp.html>

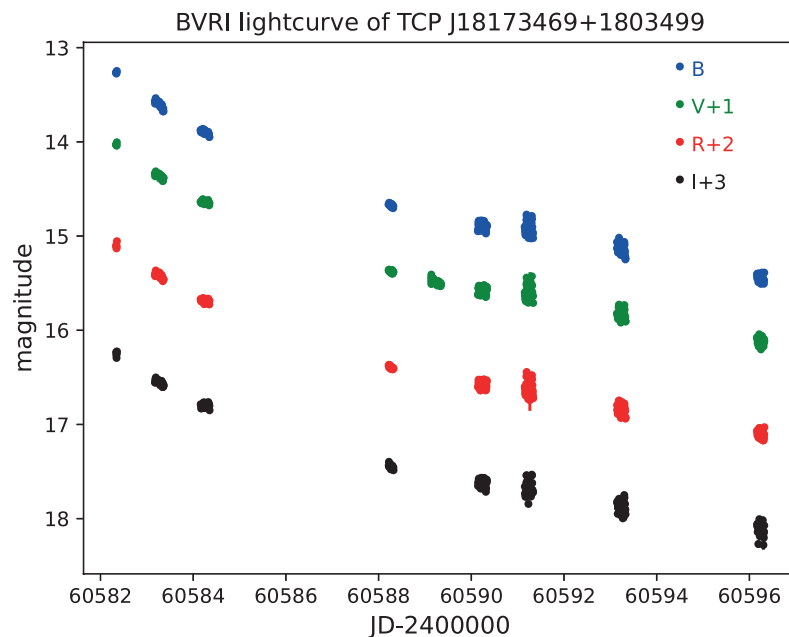


Рис. 1: Кривая блеска карликовой новой TCP J18173469+1803499.

наблюдения обнаруживаемых обзором NMW объектов с целью их более глубокого исследования. В настоящей статье обсуждаются результаты исследований катаклизмических переменных в рамках программы наблюдательной поддержки проекта NMW.

## 2. TCP J18173469+1803499 — карликовая новая типа WZ Sge

Объект TCP J18173469+1803499 был обнаружен обзором NMW 2024-09-27.8058 UT, как источник с блеском  $12.6^m$  в интегральном свете. Наблюдения были начаты на следующую ночь после получения сообщения об обнаружении и выполнялись в течение девяти ночей с 28 сентября по 12 октября 2024 г. на 50-см роботизированном телескопе Кисловодской обсерватории ИНАСАН в полосах BVRI. Многоцветная кривая блеска TCP J18173469+1803499 показана на рис. 1. На начальном этапе вспышки объект демонстрировал колебания с малой амплитудой менее  $0.05^m$ , на 8 день после обнаружения вспышки начали развиваться ординарные сверхгорбы с периодом  $0.0592^d$ , а еще через 2 дня они приобрели асимметричную пилообразную форму с амплитудой до  $0.25^m$ . Наличие сверхгорбов и амплитуда вспышки более  $8^m$  позволили классифицировать объект как карликовую новую типа WZ Sge — подтип SU UMa с редкими и мощными вспышками. Исследование данного объекта описано в работе [7].

## 3. TCP J07222683+220548 — ультракомпактная система типа AM CVn

Переменная типа AM CVn TCP J07222683+220548 была обнаружена в ходе обзора NMW 20 января 2025 г. во время мощной вспышки с амплитудой  $\Delta V = 7.6^m$ . В результате скоординированной наблюдательной кампании, проведенной на роботизированных телескопах ИНАСАН и инструментах наблюдателей сети VSNET, была получена кривая блеска на протяжении 2 месяцев. Помимо основной вспышки амплитудой  $7.6^m$  звезда продемонстрировала повторные поярчения (ребрайтенинги). Во время первого поярчения наблюдались сверхгорбы с периодом  $0.032546 \pm 0.000084$  суток ( $46.87 \pm 0.12$  минут), которые слабо проявлялись в основной вспышке. Кривая блеска, показанная на рис. 2, является атипичной для карликовых новых типа WZ Sge, поэтому были выполнены спектроскопические наблюдения на спектрографе TDS [8] 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ [9, 10], которые показали отсутствие линий водорода при наличии линий гелия. Это позволило окончательно классифицировать TCP J07222683+220548, как систему типа AM CVn — редкий тип ультракомпактных систем, где донором является белый карлик или горячий гелиевый субкарлик, представляющий вещество на более массивный и компактный белый карлик. Анализ архивных данных обзоров ASAS-SN [11, 12], ZTF [13] и ATLAS [14] показал отсутствие вспышек за предшествующие 13 лет, что указывает на редкость подобных событий у данного объекта. Более подробно исследования этой системы описаны в работе [15].

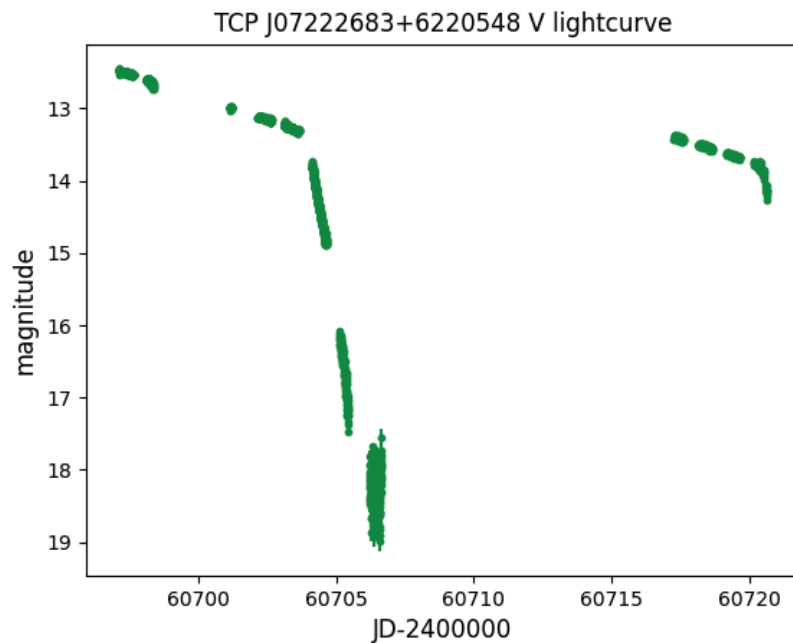


Рис. 2: Кривая блеска системы типа AM CVn TCP J07222683+220548 во время основной вспышки и первого ребрайтинга в полосе V, полученная на телескопах ИНАСАН.

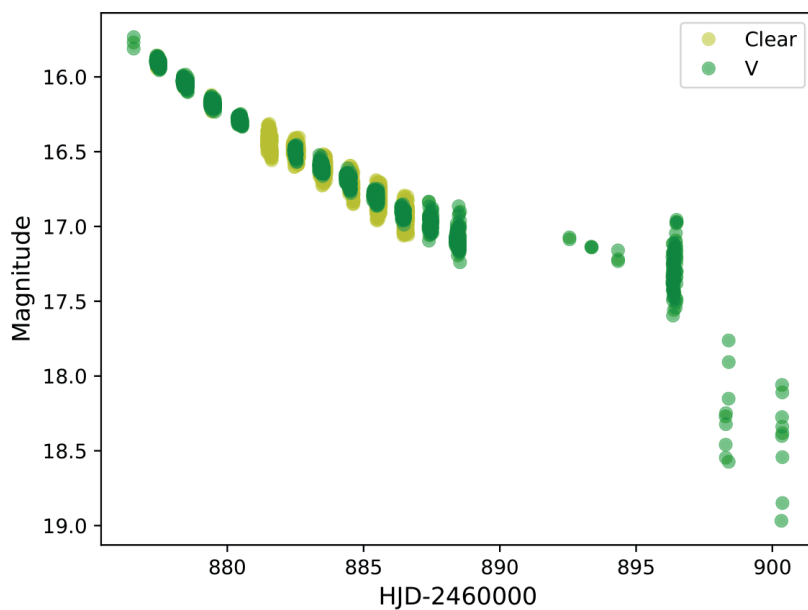


Рис. 3: Кривая блеска карликовой новой TCP J20171288+1156589.

#### 4. TCP J20171288+1156589 — карликовая новая типа WZ Sge

Наблюдения карликовой новой типа WZ Sge TCP J20171288+1156589, проявившей в 2025 г. сверхвспышку с большой амплитудой  $> 7.9^m$ , были проведены на нескольких телескопах, в том числе на 0.5-м телескопе Российско-Кубинской сети наблюдательных пунктов. Кривая блеска TCP J20171288+1156589 показана на рис. 3. На основе наблюдений в полосах UBVRI исследована эволюция кривой блеска, которая показала атипичное для данного подкласса развитие сверхгорбов. На начальной стадии вспышки в течение 3–4 ночей

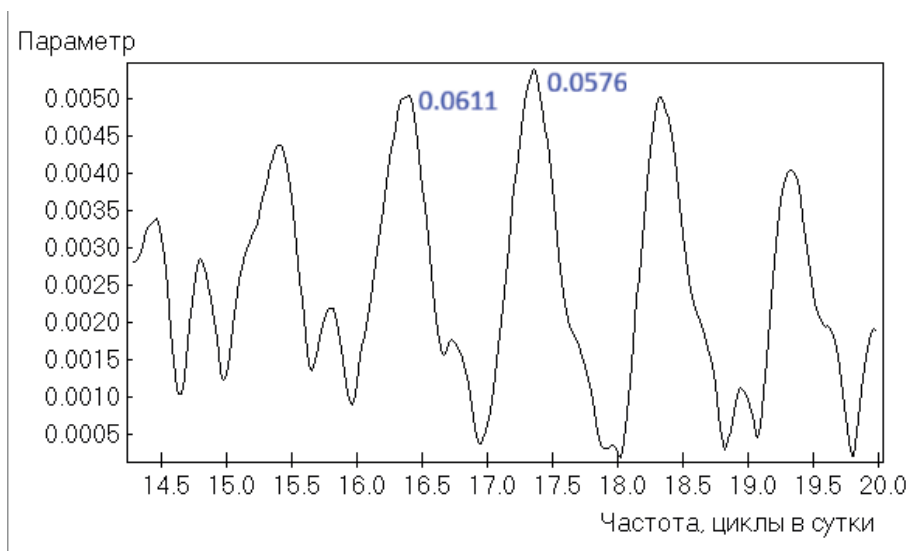


Рис. 4: Периодограмма для ранних сверхгорбов карликовой новой ТСР J20171288+1156589. Периоды, соответствующие наиболее высоким пикам, отмечены синими цифрами.

были зарегистрированы ранние сверхгорбы (их период очень близок к орбитальному периоду). В силу того, что даже все доступные наблюдения этого объекта не позволили однозначно выявить орбитальный период, а вне вспышки объект и вовсе слабее предела крупных телескопов, рассматривается два возможных случая. Периодограммный анализ показывает присутствие ранних сверхгорбов с  $P_{\text{early}} = 0.0576 \pm 0.0001$  сут или  $0.0611 \pm 0.0001$  сут (см. рис. 4). После фазы плато продолжительностью около 11 суток возникли ординарные сверхгорбы с периодом  $P_{\text{ord}} = 0.0616 \pm 0.0001$  сут, что соответствует избытку периода сверхгорбов  $\epsilon = 0.07$  в первом случае и  $\epsilon = 0.008$ . Такая значительная задержка между фазами ранних и обычных сверхгорбов является нетипичной для карликовых новых типа WZ Sge. На основе полученных периодов оценены параметры системы: в первом случае отношение масс  $q = M_2/M_1 = 0.29 \pm 0.03$ , масса белого карлика  $M_{\text{WD}} \sim 0.4 \pm 0.15M_{\odot}$ , масса звезды-донора  $M_{\text{RD}} = 0.11 \pm 0.03M_{\odot}$ , расстояние  $d \approx 800$  пк и расстояние между компонентами  $a = 0.50 \pm 0.03R_{\odot}$ , и во втором  $q = M_2/M_1 = 0.06 \pm 0.005$ ,  $M_{\text{WD}} \sim 1.0 \pm 0.15M_{\odot}$ ,  $M_{\text{RD}} = 0.06 \pm 0.01M_{\odot}$ , и расстояние между компонентами  $a = 0.67 \pm 0.03R_{\odot}$  [16]. Масса звезды-донора оценивалась по соотношению из [17], а отношение масс — согласно [18]. Учитывая мощность и форму вспышки, скорее всего реальным является сценарий с маломассивным донором и  $\epsilon = 0.008$ , который характерен для WZ Sge систем с большими амплитудами [19, 20], а сценарий с  $q = 0.29 \pm 0.03$  обусловлен суточно-сопряженным периодом.

## 5. Заключение

В рамках программы наблюдательной поддержки широкопольного обзора New Milky Way (NMW) на роботизированных телескопах ИНАСАН успешно проводятся оперативные фотометрические наблюдения оптических транзиентов, обнаруженных системой NMW. В данной работе представлены результаты исследований трех катаклизмических переменных, выполненные в рамках данной программы. Проведенные исследования подтвердили эффективность использования телескопов полуметрового диаметра для оперативных наблюдений катаклизмических переменных для их углубленного изучения и классификации.

## Финансирование

А. Тарасенков выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект 25-2-1-39-1). Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ №075-15-2025-290 («Российско-Кубинская обсерватория как глобальная наземная сеть оптических телескопов: развитие инфраструктуры, астроклимат, поиск мест для новых наблюдательных пунктов, расширение исследований по астероидно-кометной опасности и астрофизике»).

## Список литературы

1. K. Sokolovsky, S. Korotkiy, and A. Lebedev, in P. A. Woudt and V. A. R. M. Ribeiro, eds., *Stellar Novae: Past and Future Decades*, **490**, 395 (2014).
2. K. V. Sokolovsky and A. A. Lebedev, *Astronomy and Computing*, **22**, 28, 2018.

3. C. L. Watson, A. A. Henden, and A. Price, *Society for Astronomical Sciences Annual Symposium*, **25**, 47, 2006.
4. S. A. Naroenkov, A. N. Tarasenkov, and M. A. Nalivkin, *INASAN Science Reports*, **9**, 6, 2024.
5. M. Ibrahimov, M. Sachkov, M. Nalivkin, S. Naroenkov, A. Shugarov, O. Pons Rodriguez, Z. Barcena Fonseca, and V. Shmagin, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, **55**, 7, 2025.
6. A. N. Tarasenkov and S. A. Naroenkov, *Peremennye Zvezdy*, **44**, 78, 2024.
7. A. N. Tarasenkov, K. V. Sokolovsky, S. A. Korotkiy, and S. A. Naroenkov, *INASAN Science Reports*, **9**, 160, 2024.
8. S. A. Potanin, A. A. Belinski, A. V. Dodin, S. G. Zheltoukhov, et al., *Astronomy Letters*, **46**, 836, 2020.
9. N. Shatsky, A. Belinski, A. Dodin, S. Zheltoukhov, et al., in I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin, A. F. Valeev, and D. O. Kudryavtsev, eds., *Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century*, 127–132 (2020).
10. S. A. Potanin, I. A. Gorbunov, A. V. Dodin, A. D. Savvin, B. S. Safonov, and N. I. Shatsky, *Astronomy Reports*, **61**, 715, 2017.
11. B. J. Shappee, J. L. Prieto, D. Grupe, C. S. Kochanek, et al., *Astrophys. J.*, **788**, 48, 2014.
12. C. S. Kochanek, B. J. Shappee, K. Z. Stanek, T. W. S. Holoiien, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **129**, 104502, 2017.
13. E. C. Bellm, S. R. Kulkarni, M. J. Graham, R. Dekany, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **131**, 018002, 2019.
14. J. L. Tonry, L. Denneau, A. N. Heinze, B. Stalder, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **130**, 064505, 2018.
15. A. Tarasenkov, K. Sokolovsky, A. Dodin, O. Chernyshenko, et al., *Research in Astronomy and Astrophysics*, **25**, 075017, 2025.
16. A. Tarasenkov, S. Shugarov, N. Ikonnikova, M. Burlak, S. Nazarov, and S. Dufoer, *Astrophys. and Space Sci.*, 2025.
17. C. Knigge, I. Baraffe, and J. Patterson, *Astrophys. J. Supp.*, **194**, 28, 2011.
18. T. Kato, *arXiv e-prints*, arXiv:2201.02945, 2022.
19. Y. Tampo, T. Kato, K. Isogai, M. Kimura, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif. Japan*, **76**, 1228, 2024.
20. T. L. Killestein, G. Ramsay, M. Kennedy, L. Kelsey, et al., *Astron. and Astrophys.*, **699**, A8, 2025.

# Исследование неупругих процессов, происходящих при столкновениях атомов и ионов хрома и водорода при низких энергиях

Мамонтова А.А., Яковлева С.А.

*Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия*

Работа посвящена теоретическому исследованию низкоэнергетических неупругих процессов при столкновениях атомов и ионов хрома с атомами и ионами водорода с использованием модельного асимптотического подхода. Изучение неупругих столкновений важно для спектроскопического анализа, понимания химических реакций и процессов в звездных атмосферах. Применение подхода Борна-Оппенгеймера позволяет разделить задачу на расчет электронной структуры и исследование ядерной динамики. Модель Ландау-Зинера применяется для расчета вероятностей неадиабатических переходов, которые нужны для определения сечений неупругих столкновений и констант скоростей. В исследовании учтено 16 ковалентных состояний  $\text{Cr}(3d^5nl^{5,7}L) + \text{H}$  и 1 ионное состояние  $\text{Cr}^+(3d^5\ ^6S) + \text{H}^-$ , а также 38 ковалентных состояний  $\text{Cr}(3d^44snl^{5,7}L) + \text{H}$  и 1 ионное состояние  $\text{Cr}^+(3d^44s\ ^6D) + \text{H}^-$ . Рассчитаны константы скоростей возбуждения, девозбуждения, взаимной нейтрализации и образования ионной пары для температур от 1000 до 10000 К. Актуальность исследования обусловлена недостатком экспериментальных данных в области низкоэнергетических столкновений  $\text{CrH}$ , что требует теоретических расчетов. Результаты исследования способствуют развитию моделей, описывающих химические и физические процессы в системах, содержащих хром и водород.

Поступила в редакцию 20.10.2025 г. Принята в печать 04.12.2025 г.

*Ключевые слова: неупругие процессы, константы скорости, сечения*

## Investigation of the inelastic processes in chromium-hydrogen collisions at low energies

Mamontova A.A., Yakovleva S.A.

*Herzen State Pedagogical University, Saint Petersburg, Russia*

The work is dedicated to the theoretical investigation of low-energy inelastic processes in collisions of chromium atoms and ions with hydrogen atoms and ions using a model asymptotic approach. The study of inelastic collisions is important for spectroscopic analysis, understanding of chemical reactions, and processes in stellar atmospheres. The application of the Born-Oppenheimer approach allows us to separate the problem into calculations of electronic structure and the investigation of nuclear dynamics. The Landau-Zener model is used to calculate the probabilities of non-adiabatic transitions, which are necessary for determining the cross-sections and rate coefficients of inelastic collisions. The study considers 16 covalent states of  $\text{Cr}(3d^5nl^{5,7}L) + \text{H}$  and 1 ionic state of  $\text{Cr}^+(3d^5\ ^6S) + \text{H}^-$ , as well as 38 covalent states of  $\text{Cr}(3d^44snl^{5,7}L) + \text{H}$  and 1 ionic state of  $\text{Cr}^+(3d^44s\ ^6D) + \text{H}^-$ . The rate coefficients for excitation, de-excitation, mutual neutralization, and ion-pair formation are calculated for temperatures ranging from 1000 to 10000 K. Due to the lack of experimental data the study of low-energy  $\text{CrH}$  collisions by theoretical methods is relevant. The results of the research may contribute to the development of models that describe chemical and physical processes in systems containing chromium and hydrogen.

Received 20.10.2025. Accepted 04.12.2025.

*Keywords: inelastic processes, rate coefficients, cross sections*

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.011

### 1. Модельный подход

При теоретическом анализе неупругих столкновений с участием атомов, ионов, молекул преимущественно используется стандартный адиабатический подход Борна-Оппенгеймера (БО) [1]. Сначала при фиксированном положении ядер решается задача для электронного гамильтониана, определяющая электронные молекулярные состояния. Затем исследуется динамика ядер. Таким образом, задача столкновения в рамках подхода БО решается поэтапно: 1) расчет электронной конфигурации и 2) анализ неадиабатической ядерной динамики. Модель представлена в двух вариантах: упрощенная версия учитывает только неадиабатические области, возникающие из-за дальнедействующих ионно-ковалентных взаимодействий. Более полная, расширенная модель включает дополнительные неадиабатические области для оценки их влияния на вероятности переходов, сечения и скорости процессов.

Для оценки сечений процессов необходимо рассчитать адиабатические потенциальные энергии для многих молекулярных состояний, включая ионные. В предложенной модели адиабатические молекулярные термы для рассматриваемых процессов рассчитываются путем диагонализации матрицы электронного гамильтониана (при фиксированных ядрах) на заданном наборе межатомных расстояний  $R$  с учетом молекулярных симметрий, в том числе ионных состояний, как предложено в работе [2].

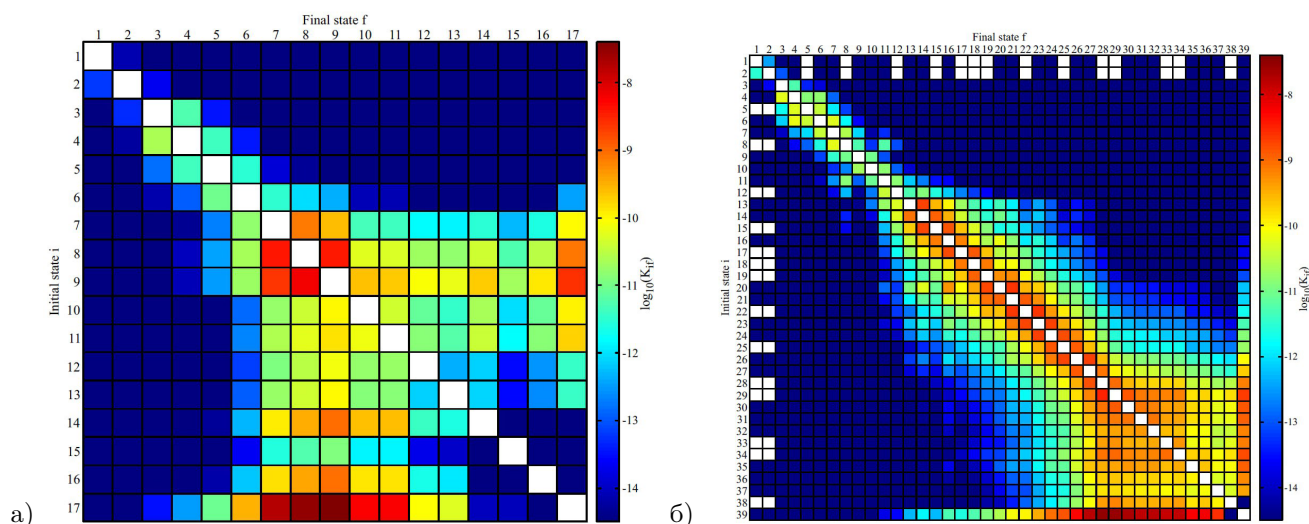


Рис. 1: а) Графическое представление констант скоростей для столкновений  $\text{Cr}(3d^5 nl ^{5,7}L) + \text{H}$  при 6000 К. б) Графическое представление констант скоростей для столкновений  $\text{Cr}(3d^4 4snl ^{5,7}L) + \text{H}$  при 6000 К.

## 2. Исследование ядерной динамики квазимолекулы $\text{CrH}$

В работе исследованы неупругие процессы, происходящие при столкновениях  $\text{Cr} + \text{H}$  в частности:

- возбуждение:  $\text{Cr}^*(3d^5 nl) + \text{H} \rightarrow \text{Cr}^*(3d^5 n'l') + \text{H}$ ;  $\text{Cr}^*(3d^4 4snl) + \text{H} \rightarrow \text{Cr}^*(3d^4 4sn'l') + \text{H}$ ;
- девозбуждение:  $\text{Cr}^*(3d^5 n'l') + \text{H} \rightarrow \text{Cr}^*(3d^5 nl) + \text{H}$ ;  $\text{Cr}^*(3d^4 4sn'l') + \text{H} \rightarrow \text{Cr}^*(3d^4 4snl) + \text{H}$ ;
- образование ионной пары:  $\text{Cr}^*(3d^5 nl) + \text{H} \rightarrow \text{Cr}^+(3d^5) + \text{H}^-$ ;  $\text{Cr}^*(3d^4 4snl) + \text{H} \rightarrow \text{Cr}^+(3d^4) + \text{H}^-$ ;
- взаимная нейтрализация:  $\text{Cr}^+(3d^5) + \text{H}^- \rightarrow \text{Cr}^*(3d^5 nl) + \text{H}$ ;  $\text{Cr}^+(3d^4) + \text{H}^- \rightarrow \text{Cr}^*(3d^4 4snl) + \text{H}$ .

Для исследований перечисленных процессов в работе построены адиабатические потенциальные энергии различных молекулярных состояний квазимолекулы  $\text{CrH}$ , асимптотические значения энергий для которых взяты из базы данных NIST [3]. Проведены расчеты неупругих сечений всех перечисленных выше процессов в энергетических диапазонах от  $10^{-2}$  и до 100 эВ.

В первом имеется семнадцать потенциальных термов: один — ионный  $\text{Cr}^+(3d^5 ^6S) + \text{H}^-$ , шестнадцать — ковалентных  $\text{Cr}(3d^5 nl ^{5,7}L) + \text{H}$ . В ходе исследования рассматривались неупругие процессы, связанные с переходами между молекулярными состояниями с симметрией  $^6\Sigma^+$ , так как переходы в молекулярные состояния с отличной симметрией от  $^6\Sigma^+$  вносят незначительный вклад в расчеты сечений и скоростей. Графическое представление констант скоростей системы  $\text{CrH}$  при  $T = 6000$  К приведено на рис. 1а.

Во втором были учтены 38 ковалентных состояний  $\text{Cr}(3d^4 4snl ^{5,7}L) + \text{H}$  и 1 ионное состояние  $\text{Cr}^+(3d^4 4s ^6D) + \text{H}^-$  с симметриями  $^6\Sigma^+$ ,  $^6\Pi$ ,  $^6\Delta$ . Графическое представление констант скоростей для столкновений  $\text{Cr}(3d^4 4snl ^{5,7}L) + \text{H}$  при 6000 К приведено на рис. 1б.

### Финансирование

Работа поддержана внутренним грантом РГПУ им. А. И. Герцена (№ 46-ВГ).

### Список литературы

1. M. Born and R. Oppenheimer, *Annalen der Physik*, **389**, 457, 1927.
2. A. K. Belyaev, *Phys. Rev. A*, **88**, 052704, 2013.
3. A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.12), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2025, October 15]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2024.

# Исследование неупругих процессов при столкновениях цинка и водорода методом токов вероятностей

Мазаева В.В.

*Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия*

В данной работе вычислены сечения и константы скоростей неупругих процессов, происходящих при столкновениях атомов и ионов, с учетом тонкой структуры атомов цинка, с использованием метода токов вероятности. В расчетах применялся адиабатический подход Борна-Оппенгеймера, позволяющий разделить электронную и ядерную подсистемы. Исследование включает 17 ковалентных и одно ионное состояние квазимолекулы ZnH. Электронная структура была рассчитана с использованием асимптотического подхода и данных *ab initio* для низколежащих состояний. С помощью метода токов вероятности были вычислены сечения возбуждения, девозбуждения, нейтрализации и образования ионной пары для энергий столкновения от  $10^{-3}$  до 100 эВ, а также константы скоростей для температур от 1000 до 10 000 К. Полученные расчетные данные необходимы для точного анализа профилей спектральных линий в газообразных и плазменных средах.

Поступила в редакцию 20.10.2025 г. Принята в печать 07.11.2025 г.

*Ключевые слова: неупругие процессы, константы скорости, неадиабатические переходы, цинк, водород*

## The study of inelastic processes in zinc-hydrogen collisions with probability currents method

Mazaeva V.V.

*Herzen State Pedagogical University, Saint Petersburg, Russia*

This work calculates the cross-sections and rate constants of inelastic processes occurring in collisions of atoms and ions, taking into account the fine structure of zinc atoms, using the probability current method. The Born-Oppenheimer adiabatic approach was applied in the calculations, allowing for the separation of electronic and nuclear subsystems. The study includes 17 covalent and one ionic state of the ZnH quasimolecule. The electronic structure was calculated using an asymptotic approach and *ab initio* data for the low-lying states. Using the probability current method, cross sections for excitation, de-excitation, neutralization, and ion pair formation were calculated for collision energies from  $10^{-3}$  to 100 eV, as well as rate constants for temperatures from 1000 to 10,000 K. The calculated data are essential for the accurate analysis of spectral line profiles in gaseous and plasma media.

Received 20.10.2025. Accepted 07.11.2025.

*Keywords: inelastic processes, rate coefficients, nonadiabatic transitions, zinc, hydrogen*

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.012

## 1. Введение

Характеристики неупругих процессов столкновений атомов и ионов различных химических элементов с атомами и ионами водорода, такие как сечения и константы скоростей, важны для определения свойств газовых и плазменных сред. Целью исследования является исследование неупругих процессов, происходящих при медленных столкновениях атомов и положительных ионов цинка с атомами и отрицательными ионами водорода с учетом тонкой структуры атомов цинка, а также расчеты сечений и констант скоростей указанных процессов.

## 2. Методы исследования

В расчетах использовался адиабатический подход Борна-Оппенгеймера, основной идеей которого является разделение электронной и ядерной подсистем [1]. Для исследования электронной структуры был применен асимптотический подход, в рамках которого адиабатические потенциальные энергии рассчитываются при диагонализации матрицы электронного гамильтониана [2], с учетом тонкой структуры. Для низколежащих состояний использовались данные *ab initio* расчетов из работы [3]. Для вычисления вероятностей неупругих процессов был применен метод токов вероятности [2], согласно которому начальный ток вероятности в одном канале при каждом прохождении области неадиабатичности разделяется на два тока, движущихся в соответствующих каналах, пропорционально вероятности неадиабатического перехода Ландау-Зинера. Таким образом, итоговая вероятность перехода в конечный канал равна сумме всех токов вероятности, пришедших в этот канал на асимптотике.

Таблица 1: Каналы рассеяния системы ZnH, их асимптотические энергии из базы данных NIST [4] и статистические веса молекулярных состояний  $p_j^{\text{stat}}$ .

$j$	Канал рассеяния	Асимптотич. энергия, эВ	$p_j^{\text{stat}}$	$j$	Канал рассеяния	Асимптотич. энергия, эВ	$p_j^{\text{stat}}$
1	Zn( $4s^2\ ^1S_0$ ) + H(1s)	0.00000	1.0	10	Zn( $4s5p\ ^3P_2^\circ$ ) + H(1s)	7.6040557	0.4
2	Zn( $4s4p\ ^3P_0^\circ$ ) + H(1s)	4.00609281	1.0	11	Zn( $4s4d\ ^1D_2$ ) + H(1s)	7.7438711	0.4
3	Zn( $4s4p\ ^1P_1^\circ$ ) + H(1s)	4.02965990	0.6667	12	Zn( $4s4d\ ^3D_1$ ) + H(1s)	7.78233268	0.6667
4	Zn( $4s4p\ ^3P_2^\circ$ ) + H(1s)	4.07788079	0.4	13	Zn( $4s4d\ ^3D_2$ ) + H(1s)	7.78273789	0.4
5	Zn( $4s4p\ ^1P_1^\circ$ ) + H(1s)	5.7956913	0.6667	14	Zn( $4s4d\ ^3D_3$ ) + H(1s)	7.7833537	0.2857
6	Zn( $4s5s\ ^3S_1$ ) + H(1s)	6.65450963	0.6667	15	Zn( $4s5p\ ^1P_1^\circ$ ) + H(1s)	7.7999000	0.6667
7	Zn( $4s5s\ ^1S_0$ ) + H(1s)	6.9169812	1.0	16	Zn( $4s6s\ ^3S_1$ ) + H(1s)	8.1125699	0.6667
8	Zn( $4s5p\ ^3P_0^\circ$ ) + H(1s)	7.5937676	1.0	17	Zn( $4s6s\ ^1S_0$ ) + H(1s)	8.1876271	1.0
9	Zn( $4s5p\ ^3P_1^\circ$ ) + H(1s)	7.5970597	0.6667	18	Zn <sup>+</sup> ( $4s\ ^2S_{1/2}$ ) + H <sup>-</sup> ( $1s^2$ )	8.640197	1.0

### 3. Результаты

Мы исследовали 18 молекулярных состояний: 17 ковалентных и одно ионное для квазимолекулы ZnH, которые представлены в табл. 1. Далее нами были получены адиабатические потенциальные энергии, график которых представлен на рис. 1а. В работе нами были рассчитаны сечения неупругих процессов возбуждения, девозбуждения, нейтрализации и образования ионной пары для энергий столкновения от  $10^{-3}$  до 100 эВ. На рис. 1б приведен график сечений процессов нейтрализации. Также нами рассчитаны константы скоростей для температуры от 1000 до 10000 К. На рис. 1в изображено графическое представление констант скоростей для температуры 6000 К.

Из графика видно, что самые большие константы скоростей получаются для процессов нейтрализации (из ионного 18-го канала в 5–15-й каналы), а также для некоторых процессов образования ионной пары (из 7–15-го — в ионный). Можно сделать вывод, что полученные сечения и константы скоростей неупругих процессов столкновений системы ZnH позволят смоделировать профили спектральных линии цинка в различных плазменных и газовых средах.

### Список литературы

1. M. Born and R. Oppenheimer, *Annalen der Physik*, **389**, 457, 1927.
2. A. K. Belyaev, *Phys. Rev. A*, **88**, 052704, 2013.
3. Z. Shu-Tao, L. Gui-Ying, L. Rui, L. Qi-Nan, Z. Zhi-Guo, and Y. Bing, *Acta Physica Sinica*, **66**, 2017.
4. A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.12), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2025, October 15]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2024.

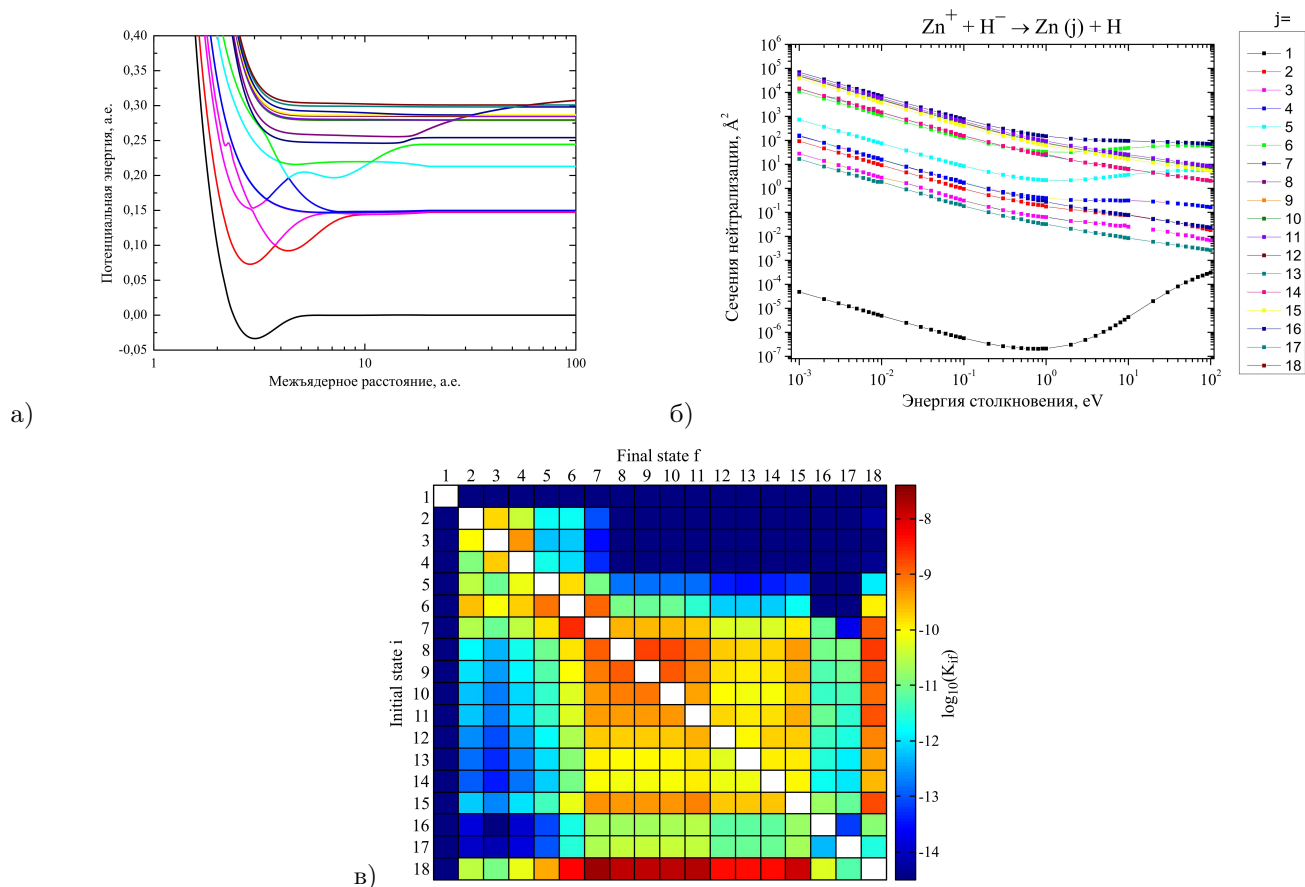


Рис. 1: Адиабатические потенциальные энергии квазимолекулы ZnH (а), сечения процессов нейтрализации (б) и графическое представление констант скоростей процессов возбуждения, девозбуждения, взаимной нейтрализации и образования ионной пары для температуры  $T = 6000$  К (в)

## Оптическая и ИК переменность ВН Сер

Садыков Р.В.<sup>1,2,\*</sup>, Ростопчина-Шаховская А.Н.<sup>1</sup>, Шаховской Д.Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

<sup>2</sup>Физико-технический институт, КФУ им. В.И. Вернадского, Симферополь, Крым, Россия

\*E-mail: krym\_4@mail.ru

Мы использовали данные фото-поляриметрического UBVRi мониторинга в КрАО, оптическую фотометрию ASAS-SN, TESS, и ИК фотометрию NEOWISE для комплексного анализа переменности звезды Хербига ВН Сер на временах от нескольких часов до десятков лет. В видимом диапазоне на коротких временах переменность соответствует классу «stochastic dipper» с характерными временами 0.5–10 дней без видимой периодичности. Похожая переменность наблюдается в среднем ИК диапазоне (3–4 мкм), однако без значимой корреляции с переменностью в видимом диапазоне. Эта ИК переменность хорошо описывается моделью переменного источника с постоянной температурой около 950 К и, вероятно, вызвана запыленным дисковым ветром вблизи внутренней границы диска. Анализ кривой блеска длительностью более 40 лет показал наличие очень долговременной переменности с характерным временем около 19 лет, причем на протяжении ряда ИК наблюдений NEOWISE длительностью 10 лет наблюдается синхронное понижение блеска в ИК и увеличение в видимом диапазонах. Анализ РЭС указывает на некоторую депрессию спектра в интервале 5–20 мкм, что можно объяснить существованием пробела в диске на радиусе несколько а. е. Это позволяет интерпретировать 19-летнюю цикличность как связанную с этой структурной особенностью. Ее связь с ИК переменностью на 3–4 мкм, вызванной горячей пылью, указывает на ее влияние также и на процессы вблизи внутренней границы диска.

Поступила в редакцию 18.10.2025 г. Принята в печать 04.12.2025 г.

*Ключевые слова:* молодые звезды, переменные звезды, фотометрия

## Optical and IR variability of ВН Сер

Sadykov R.V.<sup>1,2,\*</sup>, Rostopchina-Shakhovskaya A.N.<sup>1</sup>, Shakhovskoy D.N.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Crimean Astrophysical Observatory of the RAS, Nauchny, Crimea, Russia

<sup>2</sup>Institute of Physics and Technology, Crimean Federal University, Simferopol, Crimea, Russia

\*E-mail: krym\_4@mail.ru

For a late type Herbig star ВН Сер, we used data from photo-polarimetric UBVRi monitoring at the Crimean Astrophysical Observatory; optical photometry from ASAS-SN, TESS, and IR photometry from NEOWISE for a comprehensive analysis of variability over a range of timescales from a few hours to tens of years. In the visible range, the variability at short timescales corresponds to the “stochastic dipper” class with characteristic timescales of 0.5–10 days without any apparent periodicity. A similar variability is observed in the mid-IR (3–4  $\mu$ ), but without a significant correlation with variability in the visible. This IR variability may be described by a variable source model with a constant temperature of about 950 K, and is likely caused by a dusty disk wind launched from the vicinity of the disk’s inner edge. In the optical light curve with total duration of more than 40 years a very long-term variability is seen, with a characteristic time of about 19 years. Over the 10 years span of NEOWISE IR data, there is a synchronous decrease in the IR and an increase in the V flux. The analysis of SED indicates a certain depression of the spectrum at 5–20  $\mu$ , indicating a gap in the disk at a radius of several AU. This allows an interpretation of the 19-year cycle as being related to this structural feature. Its apparent connection with the 3–4  $\mu$  IR variability caused by hot dust indicates that it also affects processes near the inner edge of the disk.

Received 18.10.2025. Accepted 04.12.2025.

*Keywords:* young stars, variable stars, photometry

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.013

## 1. Введение

ВН Сер — молодая звезда F5Ve [1] с возрастом примерно 10–13 млн. лет [2]. Характеристики ее фотометрической переменности, с амплитудой в V до 2<sup>m</sup>, соответствуют переменности типа UX Ori [3], а на коротких временах, по данным TESS [4], типу «stochastic dipper» [5] (рис. 1а). Мы исследовали, используя все доступные данные оптической и ИК фотометрии, связь между оптической переменностью, вызванной пылью на луче зрения, и тепловым ИК излучением, характеризующим диск/оболочку в целом.

## 2. Анализ

Распределение энергии в спектре (РЭС) (рис. 1б) построено по данным нашей фотометрии ВН Сер [6], 2MASS [7] и данным космических инфракрасных обсерваторий IRAS [8], WISE [9], AKARI [10], SPITZER [9]. На графике РЭС наблюдается провал в диапазоне 5–20 мкм. Его можно интерпретировать как наличие широкого разрыва между внутренней и внешней частями диска. Подобная форма РЭС позволяет предположить, что диск ВН Сер относится к «транзитным», т. е. планетная система находится в достаточно поздней стадии формирования.

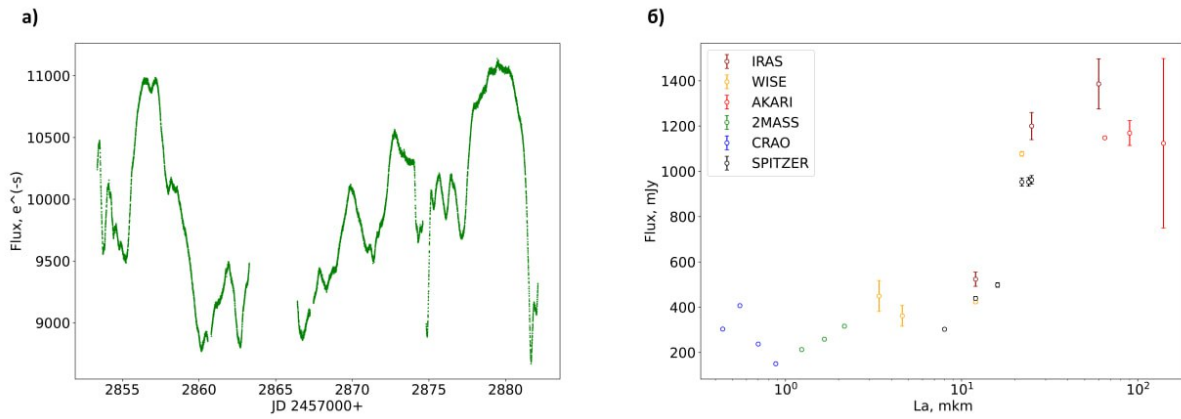


Рис. 1: а) Пример кривой блеска ВН Сер по данным TESS, б) распределение энергии в спектре ВН Сер.

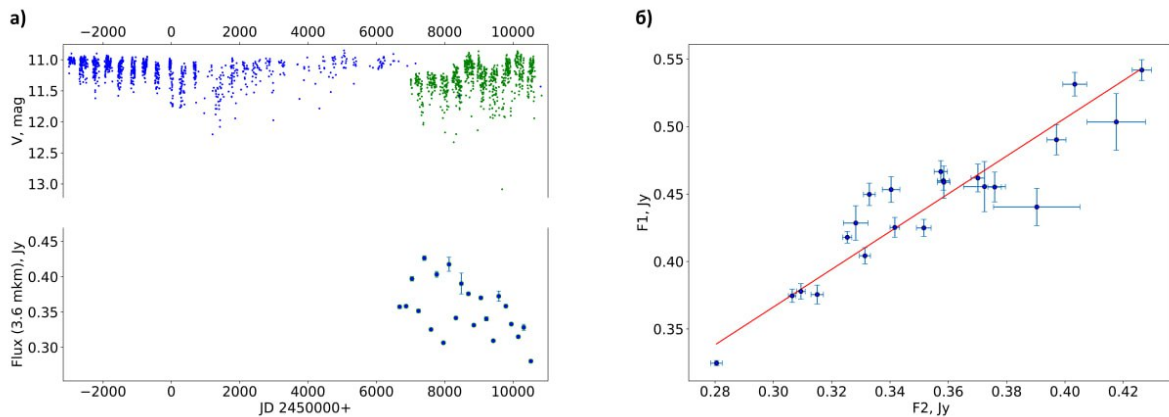


Рис. 2: а) Переменность ВН Сер в оптическом и ИК-диапазонах. На верхней кривой блеска синим цветом отмечены наблюдения в КраО и Майданаке, зеленым — ASAS-SN. Нижняя кривая содержит усредненные группы близких по времени данных в канале W1 (3.6 мкм) NEOWISE. б) Корреляция между наблюдаемыми потоками в каналах W1 (3.6 мкм) и W2 (4.5 мкм) NEOWISE.

На кривой блеска (рис. 2а), построенной по данным наблюдений в оптическом диапазоне в КраО [6], на Майданаке [11], и данным ASAS-SN [12], видна долговременная переменность с характерным временем около 19 лет. Примечательно, что в период увеличения блеска в оптическом диапазоне прослеживается общее снижение потока в ИК-данных NEOWISE, то есть, наблюдается общее уменьшение количества пыли в системе. На этом графике близкие по времени группы точек в данных NEOWISE были усреднены для повышения отношения сигнал/шум. Анализ неусредненных данных показывает существование значительной переменности внутри 3-суточных серий наблюдений NEOWISE, подобной наблюдаемой TESS (рис. 1а). Сопоставление этих данных с квази-одновременными данными наземной фотометрии не выявило значимой корреляции. Оценка эффективной температуры переменного компонента ИК-потока, полученная из угла наклона регрессии потоков W1 и W2 NEOWISE (рис. 2б), соответствует температуре черного тела  $955 \pm 80$  К. Таким образом, характеристики ИК переменности указывают на доминирующую роль излучения горячей пыли, с температурой немного ниже температуры сублимации. Вероятный источник этого переменного ИК компонента — запыленный дисковый ветер, возникающий на внутреннем краю диска.

### 3. Заключение

Исследованная нами оптическая и инфракрасная переменность ВН Сер демонстрирует, что в целом свойства переменности в различных диапазонах и на различных временных масштабах указывают на значительную роль динамических явлений во внутренней части протопланетного диска, таких как переменный запыленный дисковый ветер. Наиболее интригующей является наблюдаемая связь медленной переменности с характерным временем около 19 лет, вероятно связанной с крупномасштабной структурой диска в виде «пробела»

на радиусе в несколько а. е., с динамикой дискового ветра на внутреннем крае диска, отвечающего за ИК переменность.

### Список литературы

1. G. H. Herbig and K. R. Bell, *Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population : 3 : 1988* (1988).
2. R. Arun, B. Mathew, P. Manoj, K. Ujjwal, S. Kartha, G. Viswanath, M. Narang, and K. T. Paul, *Astron. J.*, **157**, 159, 2019.
3. V. P. Grinin, *Soviet Astronomy Letters*, **14**, 27, 1988.
4. G. R. Ricker, J. N. Winn, R. Vanderspek, D. W. Latham, et al., *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, **1**, 014003, 2015.
5. L. Venuti, A. M. Cody, L. M. Rebull, G. Beccari, M. J. Irwin, S. Thanvantri, S. B. Howell, and G. Barentsen, *Astron. J.*, **162**, 101, 2021.
6. A. N. Rostopchina-Shakhovskaya and D. N. Shakhovskay, *Bulletin Crimean Astrophysical Observatory*, **121**, in press, 2025.
7. M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, M. D. Weinberg, et al., *Astron. J.*, **131**, 1163, 2006.
8. G. Neugebauer, H. J. Habing, R. van Duinen, H. H. Aumann, et al., IRAS Point Source Catalog v2.1 (PSC), NASA IPAC DataSet, IRSA4, 2019.
9. E. L. Wright, P. R. M. Eisenhardt, A. K. Mainzer, M. E. Ressler, et al., *Astron. J.*, **140**, 1868, 2010.
10. H. Murakami, H. Baba, P. Barthel, D. L. Clements, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan*, **59**, S369, 2007.
11. W. Herbst and V. S. Shevchenko, *Astron. J.*, **118**, 1043, 1999.
12. B. J. Shappee, J. L. Prieto, D. Grupe, C. S. Kochanek, et al., *Astrophys. J.*, **788**, 48, 2014.

# Применение средних временных профилей для анализа временных профилей солнечных и звездных вспышек

Мотык И.Д., Кашапова Л.К.

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

Мы представляем результаты анализа процессов выделения энергии во время солнечных вспышек с аномально длинной фазой спада. Ее длительность по наблюдениям в мягком рентгеновском диапазоне может длиться несколько часов, что сложно объяснить в рамках классической модели ускорение-нагрев-охлаждение. Для анализа временных профилей микроволнового излучения выбранных событий было использовано аналитическое и численное описание среднего временного профиля микроволнового гиротронного излучения ускоренных электронов. Для двух исследованных солнечных вспышек было выявлено наличие нескольких событий ускорения и высыпания нетепловых электронов. Они были пространственно связаны с исследуемой вспышкой и происходили как после максимума импульсной фазы, так и после максимума наблюдающегося в мягком рентгеновском диапазоне. Этот факт указывает, на то, что длительная фаза спада данных событий связана с непрерывающимся процессом ускорения и высыпания в атмосферу частиц. Отметим, что длительность обнаруженных событий увеличивалась с удалением момента их максимума от максимума импульсной фазы. Это может указывать как на изменения положения области ускорения или ее размеров, так и на изменение механизма ускорения частиц. Предложенная методика может быть также использована для анализа временных профилей звездных вспышек с целью выявления всплесков, связанных с нетепловым механизмом генерации излучения.

Поступила в редакцию 16.10.2025 г. Принята в печать 03.11.2025 г.

*Ключевые слова: солнечные и звездные вспышки, средние временные профили, микроволновое излучение, процессы энерговыделения, нетепловые механизмы генерации излучения*

## Application of average temporal profiles for analysis of temporal profiles of solar and stellar flares

Motyuk I.D., Kashapova L.K.

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

We present the results of an analysis of energy release processes during solar flares with abnormally long decay phase. According to observations in the soft X-ray range, their duration can last several hours, which is difficult to explain using the classical acceleration-heating-cooling model. We used analytical and numerical approximations of the average time profile of microwave gyrosynchrotron emission from accelerated electrons to analyze time profiles of microwaves for selected events. We found that for two studied solar flares, there were several events of acceleration and precipitations of non-thermal electrons. These events were spatially related to the flares and detected both after the maximum impulse phase and the maximum of soft X-rays. This indicates that the long decay phase during these events is caused by continuing particle acceleration and precipitation into the atmosphere. We note that the duration of the events showed increasing as their maximum moved away from the maximum of the impulse phase. This may indicate changes in both the position and size of the acceleration region, as well as changes in the mechanism of particle acceleration. The proposed technique can also be used to analyze time profiles of stellar flares to identify bursts associated with non-thermal emission mechanisms.

Received 16.10.2025. Accepted 03.11.2025.

*Keywords: solar and stellar flares, average temporal profiles, microwave emission, energy release processes, non-thermal emission mechanisms*

DOI: 10.51194/INASAN.2026.11.2.014

### 1. Введение

Большинство современных моделей солнечных и звездных вспышек основаны на сценарии «простых» или «классических» солнечных вспышек, ключевым элементом которых является однократное выделение энергии — импульсная фаза и последующий спад. Однако многие вспышки имеют более сложную временную структуру и не могут быть описаны с помощью таких моделей. Классическим примером таких вспышек могут служить вспышки с квазипериодическими пульсациями [1]. Также, эти модели не объясняют длительные вспышки, которые наблюдаются на Солнце. Для таких вспышек наблюдаемое время спада излучения превышает 2 часа, и объяснение наблюдений только с помощью охлаждения плазмы не соответствует качественным оценкам, основанным на теоретических прогнозах. На звездах класса G, K и M также наблюдаются вспышки со сложной морфологией, например, так называемой «peak-bump light-curve» морфологией, когда на фазе спада дополнительный всплеск может доминировать на фазе спада основного всплеска [2, 3]. Это можно объяснить различными процессами, происходящими во время вспышки, в том числе и различными видами энерговыделения, на которых сосредоточена наша работа. Для понимания природы этих процессов, их вклада в энергобаланс вспышки и вклада в увеличение времени остывания необходимо представить

сложную вспышку как совокупность нескольких простых событий. В дальнейшем их можно использовать в качестве отдельных событий как для изучения отдельных случаев, так и для статистического анализа (например, [3]). Чтобы отделить основную вспышку от последующих событий, нам нужно понять общее поведение «классической» вспышки и описать его помощью комбинации аналитических функций или численного безразмерного шаблона. Для этого используют средний временной профиль.

Средний временной профиль (далее средний профиль) это временной профиль, полученный на основе набора вспышек с простыми временными профилями. В отличие от частных случаев, где временные профили могут иметь различные шумы интенсивности излучения, у среднего профиля такая шумовая составляющая пренебрежимо мала из-за малого вклада шума каждого отдельного события. Алгоритм построения для всех средних профилей состоит из нескольких этапов: набор простых вспышек по критериям «классической» вспышки; нормировка временных профилей по интенсивности и по времени; получение медианного профиля. Более подробное описание построения среднего профиля, а также критерии отбора для микроволнового диапазона представлены в работах [4, 5]. Полученное численное или аналитическое описание среднего временного профиля можно применять к вспышке со сложной временной структурой, разделяя ее на отдельные события, параметры которых в дальнейшем использовать для анализа. Этот метод показал свою эффективность при анализе вспышек белого света на красном карлике M4 в [4].

Для солнечных вспышек численное описание таких временных профилей было получено для УФ/КУФ диапазона [5] и мягкого рентгеновского [6] излучения. Эти виды излучения связаны с тепловыми процессами, в то время как процессы ускорения играют более значимую роль в энерговыделении вспышек. Для исследования таких процессов в солнечных вспышках больше подходит микроволновое (МВ) излучение вспышек, которое является чувствительным индикатором потоков электронов, их свойств, а также механизмов, генерирующих это излучение [7]. Таким образом, анализ формы спектра позволяет выявить временные профили излучения сгенерированного тепловыми или нетепловыми механизмами. Кроме того, предварительный анализ микроволнового спектра позволяет разделить излучение оптически толстого источника, близкого к вершине вспышечной петли, и оптически тонкого источника, излучение которого формируется ближе к основаниям вспышечной петли.

В работе [8] были получены и проанализированы средние временные профили для микроволнового излучения солнечных вспышек с простой временной структурой. Для создания среднего профиля микроволнового излучения, обусловленного одним и тем же механизмом (например, гиротронным излучением нетепловых электронов), необходимо провести предварительный анализ событий с широкополосным спектром, полученным с высоким спектральным разрешением. Наблюдения Сибирского Радиогелиографа (СРГ) [9], использованные в работе, наилучшим образом подошли для этой задачи. Радиоинтерферометр наблюдает в диапазоне 3–24 ГГц с высоким временным разрешением ( $\approx 3.5$  с) и высокой чувствительностью к потоку ( $\approx 0.001$  солнечных единиц потока или 10 Ян). Использование этих наблюдений позволило с помощью алгоритма автоматического обнаружения событий [10] отобрать статистически значимое число событий, удовлетворяющее необходимым требованиям за короткий период наблюдений — с июля по сентябрь 2023 г. и в мае 2024 г. В результате было отобрано 116 вспышек с «классическими» временными профилями и формой микроволнового спектра, характерной для гиротронного излучения нетепловых электронов. Помимо нормировки по интенсивности было проведено масштабирование временной шкалы каждого события. В качестве единицы времени использовалось время полуширины временного профиля ( $t_{1/2}$ ) при половинной интенсивности, как это было сделано в работе [4]. Сравнение полученных средних профилей микроволнового излучения для оптически толстого и оптически тонкого источников показало почти полную их идентичность — коэффициент корреляции между этими профилями составляет 0.99. Различия между временными профилями в разных спектральных областях связаны с заполнением вспышечной петли тепловой плазмой и ее влиянием на формирование излучения оптически толстого источника. Поэтому можно сделать вывод об отсутствии влияния тепловой плазмы на генерацию микроволнового излучения ускоренных электронов. Таким образом полученный временной профиль является функцией, описывающей высыпание ускоренных электронов из места первичного выделения в солнечную атмосферу. Применение полученной комбинации аналитических функций, описывающих различные фазы вспышки, и численного представления среднего профиля к анализу слабой солнечной вспышки подтвердило возможности использования полученных результатов для проведения исследований.

В этой статье мы представляем результаты применения разработанного нами метода применения среднего микроволнового временного профиля к анализу мощных событий на примере двух вспышек классов X1.8 и X3.3 по классификации GOES, которые наблюдались 09 и 24 октября 2024 г. соответственно.

## 2. Метод анализа временных профилей

Первоначальный отбор событий для исследования проводился с использованием временных профилей в мягком рентгене по данным КА GOES. Мы выбрали критерием долгоживущей вспышки то, что время спада потока мягкого рентгеновского излучения для события составляет больше 2 часов. Еще одним важным кри-

терием отбора является то, что данная вспышка должна наблюдаться СРГ [9] в широком диапазоне частот, а ее временные профили в микроволновом диапазоне включали начальную и импульсную фазы вспышки. Для отобранного события строился динамический спектр, охватывающий весь период наблюдений СРГ. Затем, анализируя микроволновый динамический спектр, определяется момент максимума вспышки в микроволнах, и получается форма спектра вспышки в максимуме. На данном этапе производится отбор только тех вспышек, у которых в максимуме излучения наблюдается спектр, характерный для гиротронного излучения ускоренных электронов [7]. Данный отбор требуется для обеспечения возможности применения средних временных профилей и полученных с их помощью аналитических функций, полученных в [8]. Отбранную таким образом вспышку можно исследовать алгоритмом для автоматического поиска дополнительных всплесков.

Работа алгоритма заключается в автоматическом поиске и разделении вспышки и сопровождающих ее всплесков при помощи последовательных итераций вычитания аналитического элементарного временного профиля (далее элементарный профиль) из первоначального временного профиля микроволнового излучения (далее начальный профиль). Так как вспышка и всплески представляют собой элементарные профили с разными параметрами, то, объясняя работу алгоритма, мы будем использовать более обобщенное слово «всплеск», подразумевая вспышку при первой итерации и сопровождающие акты энерговыделения при всех последующих итерациях. В начале работы алгоритма производится поиск всплеска с помощью нахождения максимума потока излучения  $F_{\max}$ . Полученное время и поток излучения записываются как максимум  $F_{\max}$  и время максимума  $T_N$  для элементарного профиля соответственно, где  $N$  — номер итерации. После этого начальный профиль нормируется на найденный максимум, и, таким образом, все значения потока будут находиться в пределах от 0 до  $1 F_{\max}$ . Затем, производится поиск двух отсчетов времени, когда интенсивность начального профиля начинает и заканчивает превышать  $0.5 F_{\max}$ . Разность между этими отсчетами обычно обозначается за ширину временного профиля (full width at half of the maximum), а за единицу масштаба — половина этой ширины, называемая полушириной (half-width) и обозначаемая  $t_{1/2}$ . Значение найденной полуширины записывается как полуширина элементарного профиля, а временная шкала временного профиля нормируется на значение полуширины  $t_{1/2}$ . После приведения начального профиля в нормализованный вид, из него вычитается элементарный профиль. Параметры элементарного профиля заносятся в таблицу, а для полученного в результате вычитания временного профиля итерация повторяется. В результате проведения всех итераций полученные параметры элементарных профилей для всех, кроме первого, всплесков получаются в относительных единицах. Поэтому для восстановления параметров в тех же единицах, что и для всплеска первой итерации (или вспышки), для полуширин  $t_{1/2}$  применяется перемножение всех значений полуширин до соответствующей итерации  $t_{N\ 1/2} = \prod_{i=1}^N t_{i\ 1/2}$ , аналогично для максимумов  $F_{N\ \max} = \prod_{i=1}^N F_{i\ \max}$ . Для восстановления времени максимума  $T_N$  используется следующая формула:

$$T_N = \sum_{i=1}^N \left( T_i * \prod_{j=1}^i t_{j\ 1/2} \right) \quad (1)$$

Все вышеперечисленные операции могут быть проделаны для временного профиля, полученного на любой частоте микроволнового спектра или полосы частот. Моменты максимумов указывают на высыпания частиц, не связанных с импульсной фазой, и могут указывать на акты ускорения частиц. Пример разделения профиля вспышки приведен на рис. 1. Значения этих моментов используются для локализации источников, связанных с излучением на данной или близкой частоте. Это необходимо для уточнения как положения всплещного источника, так и для уточнения его связи с основной вспышкой. Чтобы исключить влияние пятенных источников, для анализа положения используются разностные изображения между моментом вспышки и «спокойным периодом».

### 3. Результаты

Первым событием, отобранным для анализа данным алгоритмом, была вспышка 09 октября 2024 г. класса X1.8 (GOES) с максимумом в 01:51 в мягком рентгене и длительностью около 4 часов. В случае данной вспышки нас интересовал только период после максимума импульсной фазы, видимый на профиле микроволнового потока излучения (здесь и далее МВ профиль), поэтому алгоритм был применен к периоду после максимума потока излучения. В результате было обнаружено три всплеска на фазе спада МВ профиля, при этом два из них произошли до момента максимума в мягком рентгене и только один был выявлен на фазе спада вспышки, т. е. после максимума в мягком рентгене. Было также обнаружено, что полуширина и значение максимума каждого всплеска возрастает по мере удаления по времени его максимума от момента основного всплеска. МВ профиль и наложенные на него элементарные профили всплесков представлены на рис. 1.

Следующим рассмотренным событием является вспышка 24 октября 2024 г. класса X3.3 (GOES) с максимумом в 03:52 в мягком рентгене и длительностью более 6 часов. После применения алгоритма было об-

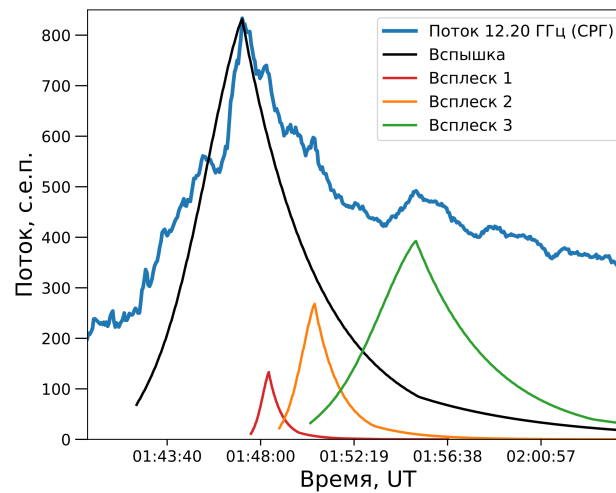


Рис. 1: Микроволновый временной профиль вспышки 09 октября 2024 г. на частоте 12.2 ГГц по данным СРГ. Под «вспышкой» обозначен всплеск, соответствующий основному энерговыделению вспышки, тогда как всплески (1–3) соответствуют вторичным выделениям энергии.

наружено четыре дополнительных всплеска, соответствующих дополнительным событиям высыпания ускоренных электронов в солнечную атмосферу. Они представлены на рис. 2 (верхняя панель), а параметры элементарных профилей выявленных всплесков приведены в табл. 1. Всплеск 1 соответствует самой ранней фазе развития вспышки или предвестника и полностью повторяет форму элементарного профиля. Это говорит о том, что излучение предвестника отражает процесс высыпания ускоренных электронов, а не процессы нагрева. Также стоит отметить, что значение максимального потока предвестника почти в два раза больше, чем у всех последующих всплесков (кроме всплеска от вспышки), а полуширина составляет всего 24 секунды. Из этого следует, что первый всплеск был связан с очень быстрым и мощным ускорением, который мог послужить триггером для последующей вспышки. Для всплесков 2 и 3 наблюдается аналогичная картина как для всплесков вспышки 09 октября 2024 г., а именно рост максимального значения потока и полуширины элементарных профилей по мере отдаления от максимума вспышки. Всплеск 4 появился спустя примерно 30 минут после максимума вспышки, его максимальное значение потока — наименьшее среди всех остальных всплесков, однако полуширина примерно совпадает с полушириной от всплеска 2, близкого к максимуму вспышки. Для проверки правильности определения параметров элементарных профилей все элементарные профили были просуммированы, а результат наложен на МВ профиль для сравнения. Из рис. 2 (нижняя панель) видно, что аналитический профиль и микроволновый профиль потока на 16.0 ГГц ведут себя схожим образом.

Таблица 1: Таблица параметров аналитических профилей для потока излучения на частоте 16 ГГц вспышки X3.3 24 октября 2024 г.

	Время максимума, UT	полуширина, с	максимум потока, с. е. п.
Вспышка	03:44:55	129.295	3638
Всплеск 1	03:40:35	24.508	1188
Всплеск 2	03:52:58	275.319	627
Всплеск 3	04:09:51	592.066	630
Всплеск 4	04:31:20	268.301	206

Полученные результаты могут относиться как к развитию процессов выделения энергии в одной вспышке, так и не быть с ней пространственно связанными. Для локализации каждого всплеска были построены разностные радиоизображения СРГ, где из изображения во время максимума всплеска вычиталось изображение спокойного Солнца незадолго до вспышки. Отметим, что вместо 16 ГГц была выбрана другая, но близкая частота 15.24 ГГц. Дополнительно были построены изображения в рентгеновском диапазоне по данным ASO-S/HXI [11] для локализации источников мягкого теплового рентгеновского излучения в полосе энергий 15–25 кэВ и всплесочных источников, связанных с высыпанием ускоренных электронов в хромосферу, в полосе энергий 30–300 кэВ. Изображения, полученные в МВ и рентгеновском диапазонах были наложены

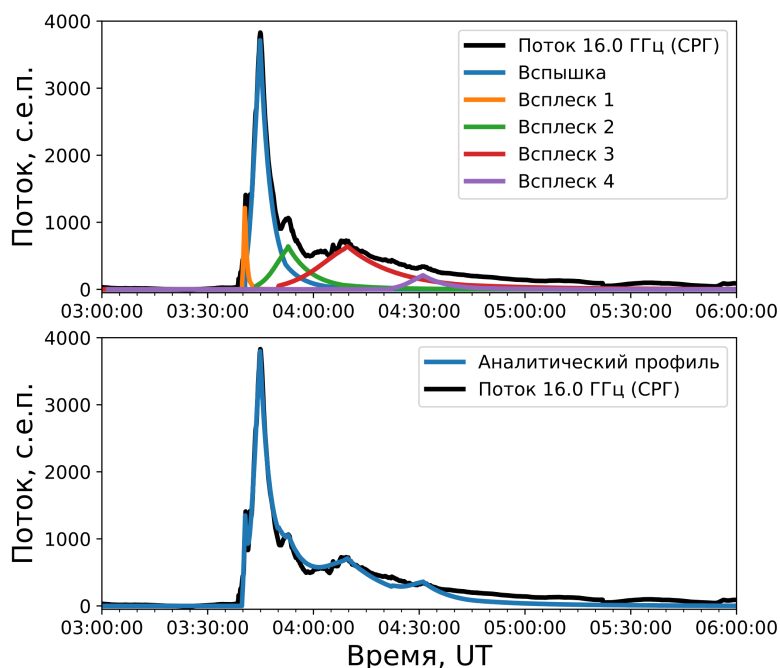


Рис. 2: Микроволновый временной профиль вспышки 24 октября 2024 г. на частоте 16 ГГц по данным СРГ. Верхняя панель: микроволновый временной профиль и найденные алгоритмом вспышка и всплески. Нижняя панель: сравнение микроволнового временного профиля с суммарным аналитическим профилем, представляющим сумму всех элементарных профилей вспышки и всплесков на верхней панели.

контурами на изображения в ультрафиолете (УФ) в полосе 1600 Å SDO/AIA [12]. Результаты представлены на рис. 3.

При анализе радиоизображений во время вспышки мы убедились, что все всплески принадлежат одной и той же активной области и что микроволновых источников в других местах на диске Солнца не наблюдается. Это позволяет проводить сопоставление всплесков с МВ источниками на радиоизображениях. На первой панели верхнего ряда рис. 3 представлен момент, относящийся к всплеску перед импульсной фазой. Рентгеновские источники локализируются в основаниях вспышечной петли, которая видна на радиоизображениях. То, что положение рентгеновских источников совпадает с положением вспышечных лент, видимых в полосе 1600 Å указывает на то, что тепловая плазма излучает в области энергий ниже 15 кэВ, или на то, что разогретая плазма еще не заполнила вспышечную петлю. На второй панели верхнего ряда, представляющей момент максимума импульсной фазы, тепловой и нетепловой рентгеновские источники указывают на положение вершины и оснований петли соответственно, а МВ источники находятся у оснований, где происходит самое мощное энерговыделение за счет высыпания частиц. В последующие моменты источника мягкого рентгеновского излучения, находящийся в вершине новообразующейся аркады, постепенно уходит вверх. Рентгеновский источник нетепловой природы, указывающий на места высыпания ускоренных электронов, становится меньше и совсем исчезает в моменты, представленные на панелях нижнего ряда. В это время микроволновый источник, по высоте занимающий промежуточное положение, продолжает существовать и развиваться. Это указывает на продолжающиеся процессы ускорения и высыпания электронов, которые недоступны для детектирования с помощью наблюдений в рентгене из-за порога чувствительности приборов.

#### 4. Заключение

На основе аналитических профилей, полученных для микроволнового среднего временного профиля, мы разработали алгоритм для автоматического разделения временного профиля вспышки на элементарные профили, отражающие процесс высыпания ускоренных электронов в атмосферу Солнца и получения параметров элементарных профилей. При первичном анализе двух вспышек 09 и 24 октября 2024 г. мы обнаружили закономерность между полушириной элементарных профилей (продолжительность вторичного высыпания ускоренных частиц) и временем, прошедшим с момента максимума импульсной фазы. А именно, чем больше времени проходит с момента максимума до момента максимума всплеска — тем больше увеличивается полуширина. Также для всплесков, которые находятся между максимумами в микроволновом (импульсная фаза) и мягком рентгеновском диапазонах (максимум излучения события) и близко к ним, максимальные значения потока излучения элементарных профилей тоже растут с течением времени. Это может указывать

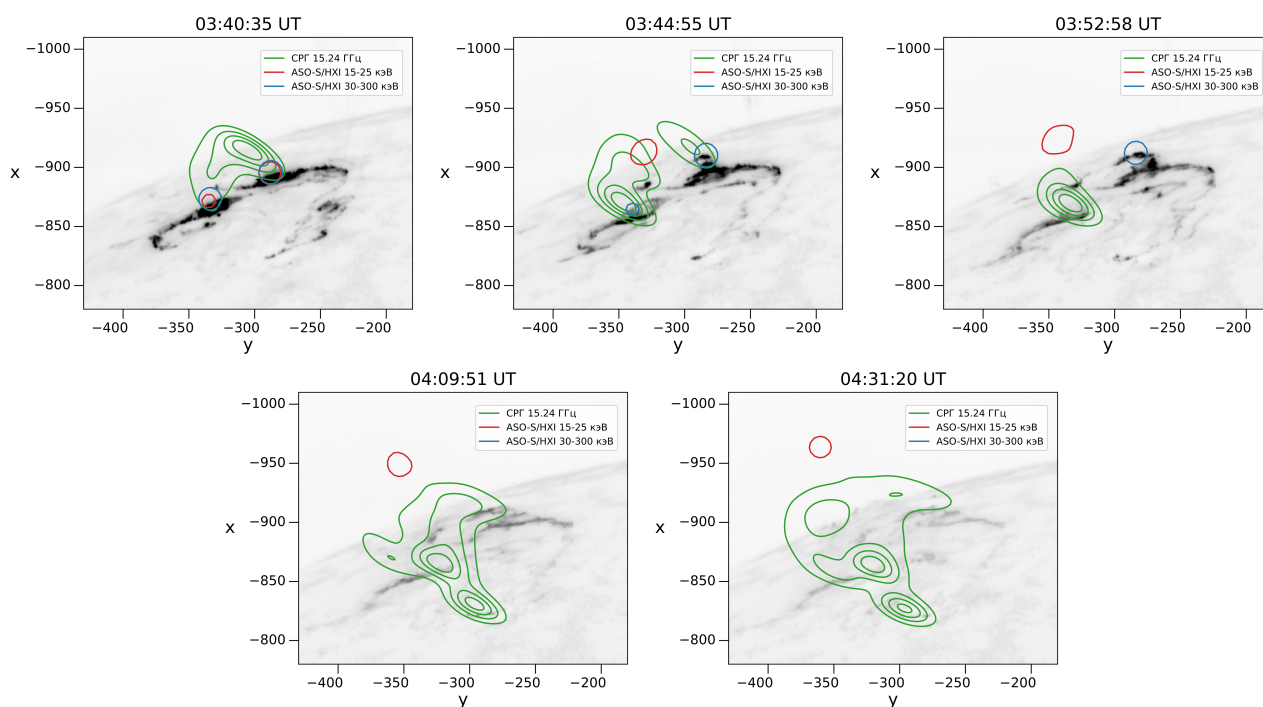


Рис. 3: Изображения в моменты всплесков (1, 3, 4, 5) и вспышки (2) в полосе  $1600 \text{ \AA}$  по данным SDO/AIA. Зелеными контурами показаны уровни 20%, 40%, 60% и 80% от максимального значения интенсивности в разностном изображении по данным CPГ на частоте 15.24 ГГц. Синим и красным контурами обозначены 50% от максимального значения для каждого канала 15–25 кэВ и 30–300 кэВ соответственно, по данным ASO-S/HXI. Все изображения, для наглядности, повернуты на  $90^\circ$  по часовой стрелке.

на то, что после основного акта ускорения и высыпания частиц в импульсной фазе вспышки, мощность ускорительных процессов растет до момента, когда объем тепловой плазмы начинает уменьшаться. Также растет полуширина элементарных профилей всплесков или время высыпания частиц. Это, возможно, указывает или на изменение размеров области ускорения, или на подъем этой области над уровнем фотосферы. Нахождение максимумов всплесков позволило определить области высыпания частиц по радиоизображениям. Обнаружение таких всплесков на фазе спада вспышки помогает объяснить аномальную длительность солнечных вспышек, а оценка параметров актов ускорения на фазе спада позволяет сделать вывод о причинах аномальной длительности. Методика, представленная в данной работе, может быть применена также для звездных вспышек солнцеподобных звезд, где часто наблюдаются длительные вспышки со сложной временной структурой.

## Финансирование

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00315, <https://rscf.ru/project/24-22-00315>.

## Благодарности

Авторы благодарят команды Сибирского радиогелиографа (ИСЗФ СО РАН), GOES, SDO и ASO-S за предоставление открытого доступа к наблюдательным данным.

## Список литературы

1. I. V. Zimovets, J. A. McLaughlin, A. K. Srivastava, D. Y. Kolotkov, et al., *Space Sci. Rev.*, **217**, 66, 2021.
2. M. Pietras, R. Falewicz, M. Siarkowski, K. Bicz, and P. Preś, *Astrophys. J.*, **935**, 143, 2022.
3. D. G. Yudovich, K. E. Yang, and X. Sun, *Astrophys. J.*, **984**, 186, 2025.
4. J. R. A. Davenport, S. L. Hawley, L. Hebb, J. P. Wisniewski, et al., *Astrophys. J.*, **797**, 122, 2014.
5. L. K. Kashapova, A.-M. Broomhall, A. I. Larionova, E. G. Kupriyanova, and I. D. Motyk, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **502**, 3922, 2021.
6. M. Gryciuk, M. Siarkowski, J. Sylwester, S. Gburek, P. Podgorski, A. Kepa, B. Sylwester, and T. Mrozek, *Solar Physics*, **292**, 77, 2017.
7. G. A. Dulk, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **23**, 169, 1985.

8. I. D. Motyk, L. K. Kashapova, and D. V. Rozhkova, *Astronomy Reports*, **69**, 519, 2025.
9. A. Altyntsev, S. Lesvoi, M. Globa, A. Gubin, et al., *Solar-Terrestrial Physics*, **6**, 30, 2020.
10. D. Rozhkova, L. Kashapova, and A. Gubin, in *Modern Astronomy: From the Early Universe to Exoplanets and Black Holes*, 1129–1133 (2024).
11. Z. Zhang, D.-Y. Chen, J. Wu, J. Chang, et al., *Research in Astron. Astrophys.*, **19**, 160, 2019.
12. J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin, P. F. Boerner, et al., *Solar Physics*, **275**, 17, 2012.

## Содержание

<i>Коротин С.А., Киселев К.О.</i> Линии железа для LDR метода определения эффективных температур у F-G-K звезд . . . . .	74
<i>Тутуков А.В., Дремова Г.Н., Дремов В.В.</i> Формирование планетных спутников . . . . .	81
<i>Мокшин Д.Н.</i> Тестирование байесовского метода оценки масс и возрастов звезд типа $\gamma$ Cas . . . . .	87
<i>Яковлев М.Ю., Беляев А.К.</i> Исследования неупругих столкновений лития и водорода точными квантовыми методами . . . . .	93
<i>Козлова О.В.</i> Необычная спектральная активность Ae звезды Хербига AB Aur . . . . .	100
<i>Рыспаева Е.Б., Холтыгин А.Ф.</i> Связь между вспышечной активностью и долгосрочными вариациями рентгеновского излучения звезд типа $\gamma$ Cas . . . . .	106
<i>Яковлева С.А., Васильева В.А.</i> Исследование неупругих процессов, происходящих при столкновениях серебра и водорода . . . . .	112
<i>Погодин М.А., Драйке Н.А., Корради В.Дж.Б., Браз П.Х.Ф.Б., Романюк И.И., Холтыгин А.Ф., Бескровная Н.Г., Исмаилов Н.З., Холанда Н., Катиме Сантрич О.Дж., Ким В.Ю.</i> Поиск околосредних газовых оболочек у магнитных химически пекулярных молодых А-В звезд из ассоциации Ori $\alpha$ OB1 . . . . .	116
<i>Тамбовцева Л.В., Гринин В.П.</i> Моделирование спектральных линий звезд типа UX Ori (UXORs) по спектрам высокого разрешения, полученным Северным Оптическим Телескопом . . . . .	120
<i>Тарасенков А.Н., Нароенков С.А., Наливкин М.А.</i> Исследования катаклизмических переменных, обнаруженных проектом NMW, с помощью роботизированных телескопов ИНАСАН . . . . .	124
<i>Мамонтова А.А., Яковлева С.А.</i> Исследование неупругих процессов, происходящих при столкновениях атомов и ионов хрома и водорода при низких энергиях . . . . .	129
<i>Мазаева В.В.</i> Исследование неупругих процессов при столкновениях цинка и водорода методом токов вероятностей . . . . .	131
<i>Садьков Р.В., Ростопчина-Шаховская А.Н., Шаховской Д.Н.</i> Оптическая и ИК переменность ВН Cep . . . . .	134
<i>Мотык И.Д., Кашапова Л.К.</i> Применение средних временных профилей для анализа временных профилей солнечных и звездных вспышек . . . . .	137

## Contents

<i>Korotin S.A., Kiselev K.O.</i> Iron lines for the LDR method of determining effective temperatures in F-G-K stars . . . . .	74
<i>Tutukov A.V., Dryomova G.N., Dryomov V.V.</i> Formation of planetary satellites . . . . .	81
<i>Mokshin D.N.</i> Testing the Bayesian method for estimating masses and ages of $\gamma$ Cas-type stars . . . . .	87
<i>Yakovlev M.Yu., Belyaev A.K.</i> Investigations of the inelastic lithium-hydrogen collisions by rigorous quantum methods . . . . .	93
<i>Kozlova O.V.</i> Unusual spectral activity of the Herbig Ae star AB Aur . . . . .	100
<i>Ryspaeva E.B., Kholtygin A.F.</i> The correlation between X-ray flare activity and long-time variations of X-ray emission from $\gamma$ Cas type stars . . . . .	106
<i>Yakovleva S.A., Vasil'eva V.A.</i> The study of inelastic processes in silver-hydrogen collisions . . . . .	112
<i>Pogodin M.A., Drake N.A., Corradi W.J.B., Braz P.H.F.B., Romanyuk I.I., Kholtygin A.F., Beskrovnaya N.G., Ismailov N.Z., Holanda N., Katime Santrich O.J., Kim V.Yu.</i> Realization criteria for magnetospheric accretion in Cataclysmic Variables . . . . .	116
<i>Tambovtseva L.V., Grinin V.P.</i> Modelling of the high resolution spectral lines of UX Ori type stars (UXORs) obtained with the Nordic Optical Telescope . . . . .	120
<i>Tarasenkov A.N., Naroenkov S.A., Nalivkin M.A.</i> Investigation of cataclysmic variables discovered by the NMW survey using INASAN robotic telescopes . . . . .	124
<i>Mamontova A.A., Yakovleva S.A.</i> Investigation of the inelastic processes in chromium-hydrogen collisions at low energies . . . . .	129
<i>Mazaeva V.V.</i> The study of inelastic processes in zinc-hydrogen collisions with probability currents method . . . . .	131
<i>Sadykov R.V., Rostopchina-Shakhovskaya A.N., Shakhovskoy D.N.</i> Optical and IR variability of ВН Cep . . . . .	134
<i>Motykh I.D., Kashapova L.K.</i> Application of average temporal profiles for solar and stellar flares . . . . .	137