Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской академии наук

На правах рукописи

Дмитриев Денис Витальевич

Моделирование наблюдательных проявлений магнитосферной аккреции у звезд типа UX Ori поздних спектральных классов

Специальность 1.3.1 —

«Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Гринин Владимир Павлович

Санкт-Петербург — 2025

Оглавление

Стр.

Введе	ние	4			
Глава	1. Магнитосферная аккреция на звезды типа Т Тельца	11			
1.1	Радиус магнитосферы и радиус коротации	12			
1.2	Аккреционные пятна в рамках модели магнитосферной аккреции	13			
1.3	Профили эмиссионных линий	15			
1.4	Одномерная модель магнитосферной аккреции	17			
Глава	2. Образование водородных линий в магнитосферах				
	молодых звезд. Описание модели.	19			
2.1	Гидродинамические параметры плазмы в магнитосфере	19			
2.2	Уравнения стационарности				
2.3	Нахождение средних интенсивностей излучения в магнитосфере .				
2.4	Расчет профиля линий	28			
	2.4.1 Вращение магнитосферы	31			
2.5	Результаты расчетов демонстрационных моделей	32			
	2.5.1 Переменность профилей линий	35			
2.6	Выводы главы 2	36			
Глава	3. Магнитосферная аккреция в отсутствии				
	ионизационного равновесия. Роль адвекции.	37			
3.1	Уравнения стационарности	38			
3.2	Влияние отклонений от стационарного состояния на линию $\mathrm{H}lpha$.	39			
3.3	Темп аккреции	44			
3.4	Выводы главы 3	45			
Глава	4. Магнитосферая аккреция во время вспышки				
	аккреционной активности звезды типа UX Ori RZ Psc .	46			
4.1	Наблюдательные данные	48			

			С	^у тр.
4.2	Модел	ль магнитосферы		50
4.3	Опред	целение параметров магнитосферы		51
4.4	Вывод	ды и обсуждение результатов главы 4		59
Глава	5. Poj	ль аккреционных пятен в фотометрической		
	акт	сивности звезд типа UX Ori		62
5.1	Влиян	ние горячего пятна на треки звезды на диаграммах цвет		
	велич	ина		65
	5.1.1	Модель затмения		66
	5.1.2	Результаты		72
	5.1.3	Обсуждение результатов раздела 5.1		76
5.2	Быстр	рые скачки на диаграмме цвет-величина. Случай RY Lup .		78
	5.2.1	Детальная модель прохождения		80
	5.2.2	Простая модель неоднородности		83
	5.2.3	Результаты		87
	5.2.4	Обсуждение результатов раздела 5.2		91
5.3	Вывод	ды главы 5		93
Заклю	очение			95
Списо	к лите	ратуры		97

Введение

После формирования звезд малой (< $1.5M_{\odot}$, спектральный класс M-F) и промежуточной (< $8M_{\odot}$, спектральный класс A-B) массы во время их движения к главной последовательности у них наблюдается сильная фотометрическая и спектральная активность. Молодые звезды малой массы относятся к типу T Тельца, промежуточной — к типу Ae/Be Хербига. Более массивные звезды не видны до их выхода на главную последовательность. Объектом исследования в настоящей диссертации является один из подтипов звезд T Тельца или Ae/Be Хербига: звезды типа UX Ori, выделяемые по особенностям их фотометрической переменности [1; 2]. При этом основное внимание уделено звездам поздних спектральных классов, т.е., в основном, звездам типа T Тельца.

Звезды типа Т Тельца были впервые выделены в отдельное семейство звезд в работе [3] как нерегулярно переменные, тусклые звезды поздних спектральных классов (F и позже) с эмиссионными линиями, похожими на линии в хромосфере Солнца, находящиеся в близости от туманностей. О молодости этих звезд впервые написал Амбарцумян, заметив их частую близость с группами OB звезд и назвав звезды типа Т Тельца маломассивными аналогами этих короткоживущих (молодых) звезд [4]. Впоследствии это предположение было подтверждено их положением на диаграмме Герцшпрунга-Рассела правее и выше главной последовательности в согласии с ранними теоретическими расчетами ранних фаз эволюции звезд [5], близостью их лучевых скоростей с лучевыми скоростями соседних темных туманностей [6], а также большим содержанием лития [7].

Принято разделять звезды типа Т Тельца (TTS: T Tauri stars) на классические (CTTS: classical TTS) и «weak-line» — звезды Т Тельца со слабыми эмиссионными линиями (WTTS), у которых эквивалентная ширина линии $H\alpha < 5\text{\AA}$ [8]. Различие между этими двумя подтипами объясняется аккрецией из протопланетного диска у CTTS и её отсутствием у WTTS [9]. Стоит отметить, однако, что разделение на эти два класса по линии Н α не всегда дает надежные результаты: в работах [10; 11] отмечается тот факт, что у $\approx 30\%$ WTTS с признаками диска наблюдаются признаки аккреции, а именно характерного профиля линии HeI 10830Å. Аккреционная активность CTTS является причиной многих их наблюдаемых особенностей. В настоящее время считается, что основным механизмом аккреции на эти звезды является магнитосферная аккреция.

Молодые звезды отличаются своей высокой фотометрической активностью. Отдельно принято выделять эруптивную переменность молодых звезд, которая связывается с резким ростом аккреции из протопланетного диска: вспышки звезд типа FU Ori и EX Lup. Остальная фотометрическая активность звезд типа T Тельца считается обусловленной тремя механизмами [1]:

- 1. Холодные магнитные пятна на поверхности звезды
- 2. Горячие аккреционные пятна в местах падения газа на звезду

3. Затмения пылью в околозвездном окружении (протопланетном диске) Переменность звезд типа UX Ori, являющиеся объектом исследования данной диссертации, обусловлена третьим из них [2; 12]. Такой механизм переменности делает эти звезды чрезвычайно интересными объектами для исследования, так как он напрямую связан с состоянием вещества в протопланетном диске и, как следствие, с аккреционной активностью звезды. При этом меньшая светимость звезд типа T Тельца в сравнении со звездами Ae/Be Хербига позволяет пыли существовать в непосредственной близости от звезды и взаимодействовать с магнитосферой.

Целью данной работы является моделирование проявлений магнитосферной аккреции в спектрах и фотометрической переменности звезд типа UX Ori поздних спектральных классов, т.е., относящихся к звездам типа T Тельца.

Для достижения поставленной цели решены следующие задачи:

1. Разработан алгоритм, позволяющий рассчитывать эмиссионные спектры магнитосфер звезд типа Т Тельца согласно актуальным представлениям о них.

5

- 2. Исследовано влияние отклонений от ионизационного равновесия, вызванных движением газа в магнитосфере.
- Изучены возможные проявления магнитосферной аккреции в характеристиках спектральной и фотометрической активности звезд типа UX Ori.

Научная новизна:

- 1. В описанной в настоящей диссертации модели магнитосферной аккреции впервые рассмотрено влияние на профили формирующихся в магнитосфере эмиссионных линий отклонений ионизации газа от равновесного состояния вследствие его движения
- 2. С помощью разработанной модели определены характеристики магнитосферы звезды RZ Psc во время вспышки её аккреционной активности в ноябре 2013 года.
- 3. Подробно изучены проявления горячих аккреционных пятен в фотометрической переменности звезд типа UX Ori поздних спектральных классов.
- 4. Разработана модель, способная объяснить быстрые изменения показателя цвета звезды типа UX Ori RY Lup.

Практическая значимость. В настоящей диссертации описывается модель магнитосферной аккреции, разработанная в согласии с принятыми в настоящее время подходами к моделированию магнитосфер молодых звезд, которую можно применять для моделирования наблюдаемых спектров звезд типа Т Тельца. В частности, с помощью описанной модели, получены характеристики магнитосферы звезды RZ Psc во время вспышки её аккреционной активности.

Также впервые исследовано влияние адвективного переноса ионизационного состояния на формируемый в магнитосфере эмиссионный спектр. Показано, что отказ от учета этого эффекта может приводить к ошибкам в определении темпа аккреции на поздних стадиях аккреционной активности молодых звезд. Из результатов работы также следует, что наличие на поверхности звезды горячего аккреционного пятна может оказывать значительное влияние на характеристики фотометрической переменности звезд типа UX Ori поздних спектральных классов. Разработанная модель быстрой переменности звезды RY Lup может быть также применена и к другим звездам типа T Тельца с высоким темпом аккреции.

Основные положения, выносимые на защиту:

- На основе уже существующих методов расчетов разработана модель эмиссионных спектров магнитосфер молодых звезд. С её помощью рассчитаны профили водородных линий и продемонстрировано влияние наклона магнитного диполя на переменность линии Hα.
- Впервые исследовано влияние адвекции степени ионизации на параметры эмиссионных линий водорода, образующихся в магнитосфере звезды. Показано, что при низких темпах аккреции ≤ 10⁹ M_☉/год влияние этого процесса становится существенным.
- С помощью разработанного пакета программ промоделирована линия Нα в спектре звезды типа UX Ori RZ Psc во время вспышки её аккреционной активности. Определены темп аккреции и геометрические параметры магнитосферы. Получена оценка магнитного поля на поверхности звезды.
- 4. Исследовано влияние горячих аккреционных пятен, возникающих при магнитосферной аккреции, на показатели цвета во время минимумов блеска холодных звезд типа UX Ori. Показано, что наличие горячего пятна на поверхности звезды приводит к увеличению разброса показателя цвета звезды на диаграммах цвет-величина. Впервые дано объяснение быстрым изменениям показателей цвета звезды типа T Тельца RY Lup, наблюдавшимся во время глубокого минимума блеска.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием общепринятых методов моделирования магнитосфер молодых звезд. Резуль-

таты расчетов согласуются с результатами, полученными другими авторами [13—15]. Достоверность определения модельных параметров из наблюдательных данных достигается за счет расчета теоретических моделей для большого количества комбинаций параметров.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих астрономических конференциях:

- 1. Всероссийская астрономическая конференция ВАК-2017, Ялта, 17–22 сентября 2017
- 2. Конференция «Звезды, планеты и их магнитные поля», Санкт-Петербург, 17–21 сентября 2018
- Международная конференция «The UX Ori type stars and related topics», Санкт-Петербург, 30 сентября – 4 октября 2019
- Всероссийская астрономическая конференция ВАК-2021, Москва, 23–28 августа 2021
- 5. Конференция «Нестационарные процессы в протопланетных дисках и их наблюдательные проявления», Научный, 11–16 сентября 2022

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных изданиях, 7 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 7—в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus.

- А1. Дмитриев, Д. В. Образование эмиссионных линий водорода в магнитосферах молодых звезд / Д. В. Дмитриев, В. П. Гринин, Н. А. Катышева // Письма в Астрономический Журнал. 2019. Т. 45. С. 422—434.
- А2. Квазирезонансные состояния водородного газа / В. П. Гринин [и др.] // Астрономический Журнал. — 2020. — Т. 97. — С. 641—650.
- АЗ. Тамбовцева, Л. В. Моделирование эмиссионных линий водорода в спектре UX Ori в ярком состоянии и во время затмений / Л. В. Тамбовцева,
 В. П. Гринин, Д. В. Дмитриев // Астрономический Журнал. 2020. Т. 97. С. 997—1013.

- А4. Дмитриев, Д. В. Показатели цвета звезд типа Т Тельца в моделях переменной околозвездной экстинкции / Д. В. Дмитриев, В. П. Гринин, О. Ю. Барсунова // Письма в Астрономический Журнал. 2021. Т. 47, № 1. С. 22—30.
- А5. Дмитриев, Д. В. Модели магнитосферной аккреции на молодые звезды в отсутствие ионизационного равновесия / Д. В. Дмитриев, В. П. Гринин // Письма в Астрономический Журнал. — 2022. — Т. 48, № 1. — С. 34—42.
- A6. Magnetospheric Accretion at the Late Phases of the Pre-Main-Sequence Evolution: The Case of RZ Psc / D. V. Dmitriev [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2023. — Vol. 520, no. 3. — P. 3706—3711.
- А7. Дмитриев, Д. В. О природе быстрой переменности показателей цвета звезды типа UX Ori RY Lupi в глубоких минимумах блеска / Д. В. Дмитриев,
 В. П. Гринин // Письма в Астрономический Журнал. — 2023. — Т. 49. — С. 552—561.

В работах [A1; A5] вклад автора заключается в разработке, реализации и тестировании модели магнитосфер молодых звезд. В работе [A6] автор рассчитывал модельные профили линии Hα и проводил с их помощью интерпретацию наблюдаемого профиля. Работы [A4; A7] посвящены фотометрическим характеристикам звезд типа UX Ori во время затмений. В них вклад автора также заключается в разработке и реализации теоретических моделей и интерпретации с их помощью наблюдательных данных. В работах [A2; A3] с помощью автора его соавторами была использована разработанная им модель магнитосферы.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 108 страниц, включая 34 рисунка и 6 таблиц. Список литературы содержит 112 наименований.

Первая глава носит вводный характер. В ней описываются основные представления о процессах аккреции на звезды типа Т Тельца. Во второй главе обсуждается разработанная в процессе работы над диссертацией реализация актуальной модели магнитосферной аккреции на молодые звезды.

Третья глава посвящена возможным отклонениям ионизационного состояния падающего газа вследствие адвекции. Рассмотрено их влияние на населенности атомных уровней и характеристики эмиссионных линий, формирующихся в магнитосфере. Показано, что отказ от учета подобных эффектов может оказывать заметное влияние на определение темпа аккреции.

В четвертой главе описываются результаты применения описанной модели магнитосферной аккреции для расчета профиля линии Hα в спектре звезды RZ Psc, полученного во время вспышки её аккреционной активности в ноябре 2013 года. Из полученных параметров магнитосферы сделана оценка магнитного поля RZ Psc в 0.1 кГс.

Пятая глава посвящена влиянию горячего аккреционного пятна на фотометрическую активность звезд типа UX Ori. Показано, что наличие на поверхности звезды контрастного горячего пятна может привести к значительному увеличению разброса значений показателей цвета во время затмений. Также, для объяснения наблюдавшейся у звезды RY Lup быстрых изменений показателя цвета на временах около часа, предложена модель затмения звезды сильно неоднородным пылевым экраном, содержащим пылевые сгустки и просветления. Показано, что такая модель способна воспроизвести наблюдавшуюся переменность.

В заключении кратко описываются основные результаты диссертации.

Глава 1. Магнитосферная аккреция на звезды типа Т Тельца

Пекулярность CTTS — эмиссионные линии и ультрафиолетовый (УФ) избыток — изначально пытались объяснить наличием у них глубокой хромосферы, так как ещё в работе [3] отмечалась схожесть спектра CTTS со спектром хромосферы Солнца. Однако, хотя такая модель довольно хорошо объясняет УФ избыток, она не способна полностью объяснить наблюдаемую интенсивность спектральных линий, а также не воспроизводит наблюдаемый бальмеровский декремент [16; 17]. Появление новых инструментов в ИК диапазоне привело к открытию ИК избытка у CTTS, который быстро был связан с околозвездной пылью, наличие которой объясняется присутствием вокруг звезды протопланетного диска [18; 19]. Тогда УФ избыток стали объяснять процессом аккреции вещества из диска на звезду через пограничный слой (BL: boundary layer) [20; 21], образующегося при контакте медленно вращающейся звезды и кеплеровского диска. Из-за разницы угловых скоростей BL нагревается, и излучает в ультрафиолете.

Помимо BL рассматривалась также и возможность магнитосферной аккреции в случае наличия у звезды достаточно сильного магнитного поля. Такое предположение возникло из-за отсутствия быстро вращающихся CTTS (средняя скорость вращения на экваторе ≈ 15 км/с), которые должны были бы появляться в следствии аккреции через BL, тогда как при магнитосферной аккреции звезда связана магнитно-силовыми линиями с диском на расстоянии порядка нескольких звездных радиусов, где кеплеровская скорость уже меньше [22]. УФ излучение в такой модели образуется в основании магнитно-силовых линий, где падающий газ сталкивается с поверхностью звезды со скоростями, близкими к скорости свободного падения. Магнитосферная аккреция также позволяет объяснить наблюдаемые в спектрах CTTS обрантные P Cygni профили линий, которые обычно образуются при аккреции вещества на звезду [13], а также фотометрическую переменность в случае отсутствия аксиальной симметрии аккреционной колонки [22]. Первые измерения магнитных полей CTTS [23] показали, что поле достаточно сильное, и сейчас модель магнитосферной аккреции является общепринятой [24; 25].

1.1 Радиус магнитосферы и радиус коротации

Радиус магнитосферы звезд типа T Тельца можно оценить , найдя расстояние, на котором давление падающего газа будет уравновешено давлением магнитного поля. Это расстояние называют truncation radius ($R_{\rm T}$). Для сферической аккреции на дипольное магнитное поле можно записать

$$\frac{R_{\rm T}}{R_{\star}} = 7.1 B_3^{4/7} \dot{M}_{-8}^{-2/7} M_{0.5}^{-1/7} R_2^{5/7}, \qquad (1.1)$$

где R_{\star} — радиус звезды, B_3 — магнитное поле на поверхности звезды в кГс, \dot{M}_{-8} — темп аккреции в единицах $10^{-8} \text{ M}_{\odot}/\text{год}$, $M_{0.5}$ — масса звезды в единицах 0.5 M_{\odot} , R_2 — радиус звезды в единицах 2 R_{\odot} . В случае аккреции из кеплеровского диска уравнение меняется так, что R_{T} уменьшается. Можно сказать, что уравнение (1.1) дает верхнюю оценку R_{T} . Некоторые авторы (см. например [26]) включают в уравнение для радиуса магнитосферы коэффициент $k \leq 1$. В частности, в упомянутой выше статье он принят равным 0.5 [26].

Ещё одной важной для магнитосферы характеристикой является радиус коротации $R_{\rm cor}$ — расстояние, на котором угловая скорость элемента газа в диске совпадает с угловой скоростью вращения звезды.

$$\frac{R_{\rm cor}}{R_{\star}} = 6.0 M_{0.5}^{1/3} R_2^{-1/3} w_{15}^{-2/3}, \qquad (1.2)$$

где w_{15} — скорость вращения звезды на экваторе в единицах 15 км/с. Для того, чтобы была возможна магнитосферная аккреция должно выполняться условие $R_{\rm T} < R_{\rm CO}$. Обычно считается, что вращение звезды близко к согласованию с вращением диска на $R_{\rm T}$ (то есть $R_{\rm T} \approx R_{\rm CO}$), так как магнитные линии, соединяющиеся с диском ближе $R_{\rm CO}$ ускоряют вращение звезды, а линии, соединяющиеся дальше замедляют, тем самым сближая $R_{\rm CO}$ и $R_{\rm T}$ [25]. Используя это предположение можно оценить магнитное поле на поверхности звезды:

$$B_{\star} = 0.71 \left(\frac{\varepsilon}{0.35}\right)^{7/6} \left(\frac{\beta}{0.5}\right)^{-7/4} M_{0.5}^{5/6} \dot{M}_{-8}^{1/2} R_2^{-11/6} w_{15}^{-7/6} \,\,\mathrm{\kappa\Gamma c},\tag{1.3}$$

где є и β параметры, регулирующие взаимодействие диска и магнитного поля [22]. Эта формула даёт значения магнитного поля, по порядку величины согласующиеся с наблюдаемыми.

1.2 Аккреционные пятна в рамках модели магнитосферной аккреции

При магнитосферной аккреции газ, падая на звезду вдоль магнитных линий, разгоняется до скоростей, близких к скорости убегания с поверхности звезды. Из-за этого в местах столкновения газа с поверхностью звезды выделяется большое количество энергии. Эту область поверхности звезды называют горячим аккреционным пятном. Его излучением модель магнитосферной аккреции объясняет УФ избыток звезд типа Т Тельца [27].

Модель магнитосферной аккреции также позволяет определить темп аккреции из наблюдений спектров CTTS в ультрафиолетовой области. Для этого предполагается, что падение вещества происходит вертикально со скоростями, близкими к скорости свободного падения. Тогда в основании аккреционной колонки образуется ударный фронт, излучение которого поглощается фотосферой и вышележащими слоями атмосферы звезды и переизлучается в ультрафиолете. Чтобы рассчитать спектр звезды в рамках такой модели, необходимо, помимо параметров звезды, задать ещё два параметра: филлинг фактор (f)— часть площади поверхности звезды, занятая аккреционным пятном, и аккреционный поток энергии (\mathcal{F}) [28; 29]

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2}\rho v^3. \tag{1.4}$$

В предположении свободного вертикального падения газа на звезду

$$v = \left(\frac{GM_{\star}}{R_{\star}}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{R_{\star}}{R_{\rm in}}\right)^{1/2} = 280M_{0.5}^{1/2}R_2^{-1/2}\xi_{0.8}^{1/2},\tag{1.5}$$

где

$$\xi_{0.8} = \frac{1 - \frac{R_{\star}}{R_{\rm in}}}{0.8},\tag{1.6}$$

а $R_{\rm in}$ — радиус магнитосферы ($\xi = 0.8$ соответствует $R_{\rm in}$ равному типичному значению $R_{\rm CO}$), а

$$\rho = \frac{\dot{M}}{f4\pi R_{\star}^2 v}.\tag{1.7}$$

Тогда

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2} \frac{\dot{M}}{f 4 \pi R_{\star}^2} v^2 = 10^{11} \dot{M}_{-8} M_{0.5} R_2^{-3} f_{0.01}^{-1} \xi_{0.8}, \qquad (1.8)$$

где $f_{0.01} = f/0.01$. Соответственно, определив с помощью модели из спектральных наблюдений \mathcal{F} и f можно найти темп аккреции на звезду.



Рисунок 1.1 — Схема аккреционной колонки (a) и ближний УФ спектр ВР Таи с разложением на компоненты (b). Рисунок взят из обзора [24].

В рамках модели магнитосферной аккреции обычно предполагается следующая структура аккреционной колонки в непосредственной близости от звезды:

область до ударной волны, образованной газом, её фронт и область за ней, переходящая в фотосферу звезды (preshock, shock, postshock и heated photospere на рис. 1.1а). Излучение формируется в районе ударного фронта, половина его излучается в области за ударным фронтом, находящимся ближе к фотосфере звезды, и половина в область перед ударным фронтом. При этом эта область переизлучает половину полученного излучения обратно за ударный фронт. Таким образом фотосфера звезды освещается приблизительно 3/4 выделившейся в ударной волне энергии, и финальный спектр аккреционного пятна состоит из 3/4 спектра нагретой фотосферы и 1/4 спектра области до ударного фронта. Небольшая радиальная толщина всех участвующих в процессе формирования спектра колонки областей позволяет использовать при его расчете приближение плоскопараллельного слоя [24]. Несмотря на свою простоту, такая модель хорошо объясняет наблюдаемые УФ избытки звезд типа Т Тельца. Пример спектра ВР Таи и его разложение на компоненты показаны на рис. 1.1b. Так как 3/4 излучения горячего пятна исходит из нагретой фотосферы, в простейших моделях излучение горячего пятна хорошо аппроксимируется законом Планка.

Хотя большая часть рентгеновского излучения шока поглощается в аккреционной колонки, наблюдения CTTS в рентгене показывают наличие мягкого рентгеновского излучения, характерного для электронных концентраций $n_e \approx 10^{11} - 10^{12}$ см⁻³ и температур $T \approx 10^6$ К (см. например [30]), что соответствует условиям в окрестности фронта ударной волны. Наличие такого излучения является сильным аргументом в пользу магнитосферной аккреции.

1.3 Профили эмиссионных линий

Считается, что магнитосфера принимает значительное участие в формировании профилей линий (например, бальмеровской серии водорода) в спектре СТТЅ, и их моделирование является важным способом определения параметров магнитосферы. Современные подходы используют простую аксиально-симметричную дипольную модель магнитосферы, основанную на работах [31] и [32]. Считается, что газ в магнитосфере движется вдоль силовых линий, которые пересекают плоскость диска на расстоянии $R_{\rm m}$, при этом $R_{\rm m}$ для любой силовой линии лежит между внутренним $(R_{\rm in})$ и внешним $(R_{\rm out})$ радиусами магнитосферы: $R_{\rm in} \leqslant R_{\rm m} \leqslant R_{\rm out}$. Схема такой геометрии показана на рис. 2.1. Внутренний и внешний радиусы магнитосферы являются свободными параметрами, однако обычно принимают $R_{\rm in} \approx R_{\rm T}$, а $R_{\rm out} \lesssim R_{\rm cor}$. Такая геометрия позволяет из темпа аккреции найти плотность газа в любой точке не вращающейся (см. [13]) и вращающейся со звездой (см. [14]) магнитосферы. Стоит отметить, что в случае вращающейся магнитосферы газ не будет двигаться твердотельно из-за появления тороидальной компоненты магнитного поля. Однако, как было показано в работе [14], для типичных скоростей вращения звезд Т Тельца (скорость вращения на экваторе $v_{\rm eq} \approx 15~{
m km/c}$) учет этих отклонений не приводит к значительным изменениям в модельных профилях, и, для упрощения расчетов, вращение можно считать твердотельным.

Слабо определенным, но значительно влияющим на результаты моделирования параметром является температура в магнитосфере. В цитируемых выше работах используется схематичная функция нагрева, вид которой основан на работах [33; 34], и оптически тонкое охлаждение, что даёт примерно постоянную температуру во всей магнитосфере, за исключением областей рядом с плоскостью диска, в которых температура резко падает. При этом независимым параметром остается максимальная температура в магнитосфере. Попытки рассчитать тепловой баланс более точно дают слишком низкие температуры (T < 6000 K) [35], что не позволяет воспроизвести наблюдаемые профили [36].

Для нахождения профиля линии нужно найти населенности уровней соответствующего перехода, что делается с помощью приближения Соболева. Применение его к магнитосфере возможно, так как градиент скорости достаточно большой, однако это приближение может не работать в области магнитосферы рядом с диском, где вещество движется практически параллельно поверхности звезды. После нахождения населенностей для построения профиля используется прямое интегрирование, что позволяет использовать фойгтовский профиль поглощения для учета уширения линий за счет эффектов давления или лоренцевских крыльев [25].

Распространены также и модели, в которых помимо магнитосферы учитываются ещё и истечения вещества (ветра), так как газ в них тоже может участвовать в формировании линий [15; 37; 38]. Такие гибридные модели могут воспроизвести все характерные для CTTS профили линий.

Однако, измерения магнитного поля показывают, что поле не обязательно сонаправлено с осью вращения звезды [39] и не обязательно имеет дипольную геометрию [40]. К тому же, большое количества свободных параметров в гибридных моделях, затрудняет интерпретацию наблюдений. Несмотря на это, моделирование профилей линий остается важным способом изучения околозвездных областей. Моделирование спектров магнитосферы является важным независимым способом получения темпа аккреции [25], который может давать надежные результаты когда вкладом истечений в профиль можно пренебречь (Рис. 1.2, взят из [41]) [11; 41; 42].

1.4 Одномерная модель магнитосферной аккреции

Отдельно можно упомянуть работу [43], в которой была разработана модель аккреции в дипольно-октопольном магнитном поле. Авторы мотивировали это наличием у многих CTTS сильной октопольной компоненты [40; 44], которая хотя и спадает с расстоянием быстрее дипольной, но может оказывать значительное влияние вблизи поверхности звезды. В этой работе была введена ортогональная система координат с одной из координат идущей вдоль линий магнитного поля. Такой формализм позволяет свести задачу к одномерной, рассматривая движение газа вдоль каждой силовой линии отдельно. Подобный



Рисунок 1.2 — Наблюдаемые и смоделированные профили Нα для звезды PDS 70. У звезды наблюдается переменность с периодом ≈ 3.03 дня, на профилях подписана фаза по этому периоду. Профиль состоит из двух компонентов: магнитосферы (красная линия) и хромосферного профиля звезды (оранжевый пунктир). Суммарный профиль показан черным штрих-пунктиром, наблюдаемый — синей линией. Из работы [41]

подход позволяет упростить решение более сложных задач. Например, в работе [45] он применен для создания модели нестационарной аккреции, в дальнейшем успешно примененной для моделирования фотометрической переменности CTTS, связанной с излучением аккреционного пятна [46]. Расчеты спектров магнитосферы на основе этой модели являются одной из перспектив развития модели магнитосферной аккреции.

Глава 2. Образование водородных линий в магнитосферах молодых звезд. Описание модели.

Для расчета эмиссионного спектра водорода в магнитосферах молодых звезд используется модель, впервые описанная в [13] и расширенная в статьях [14; 36]. В ней делается ряд предположений, существенно упрощающих вычисления и позволяющих выполнять необходимое для моделирования наблюдаемых спектров количество расчетов. Предполагается, что

- магнитное поле звезды дипольное и полоидальное,
- плазма в магнитосфере идеальна и её течение стационарно,
- газовое давление пренебрежимо мало по сравнению с магнитным,
- магнитосфера соосна с осью вращения звезды и вращается твердотельно вместе со звездой,
- плазма в магнитосфере в полоидальной плоскости аккрецирует на звезду между двумя силовыми линиями поля, пересекающими экваториальную плоскость на расстояниях R_{in} и R_{out}, называемых внутренним и внешним радиусами магнитосферы.

Часто при параметризации такой магнитосферы внешний радиус магнитосферы ры записывают как $R_{\rm out} = R_{\rm in} + W$. В таком случае W называют шириной магнитосферы (см. например [11; 47; 48]). Схема модели магнитосферы показана на Рис. 2.1.

2.1 Гидродинамические параметры плазмы в магнитосфере

Так как плазма предполагается идеальной, а газовое давление мало, движение газа будет осуществляться вдоль линий дипольного магнитного поля,



Рисунок 2.1 — Схематическая модель магнитосферы в полоидальной проекции. задающихся уравнениями

$$r = R_m \sin^2 \theta, \tag{2.1}$$

где r — расстояние от центра звезды, θ — полярный угол, отсчитывающийся от оси магнитосферы, а R_m — расстояние, на котором линия магнитного поля пересекает экваториальную плоскость.

Нетрудно получить выражение для полоидальной скорости звезды v_p

$$v_p^2 = v_{\text{start}}^2 + v_{\text{esc}}^2 \left(\frac{R_{\star}}{r} - \frac{R_{\star}}{R_m}\right) = v_{\text{start}}^2 + v_{\text{esc}}^2 R_{\star} \frac{\cos^2 \theta}{r},$$
 (2.2)

где v_{start} — начальная скорость движения газа при $\theta = \pi/2$, R_{\star} — радиус звезды, а v_{esc} — скорость убегания с поверхности звезды. Значение v_{start} часто принимается близким к тепловой скорости движения газа [14; 48]. Во всех расчетах ниже принято $v_{\text{start}} = 10$ км/с. Как показали результаты расчетов, это значение мало влияет на параметры газа при $v_{\text{start}} \ll v_{\text{esc}}$.

Используя уравнение неразрывности, можно получить зависимость плотности *р* потока газа в магнитосфере

$$\rho = \frac{\eta B_p}{v_p},\tag{2.3}$$

где B_p — полоидальное магнитное поле, а η — параметр, постоянный вдоль линий магнитного поля. Значение η можно получить из темпа аккреции \dot{M} ,

20

если предположить, что η постоянна во всей магнитосфере. Тогда, используя (2.2), запишем для точек в плоскости диска (при $\theta = \pi/2$)

$$\frac{\dot{M}}{2} = v_{\text{start}} 2\pi \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \rho R dR = 2\pi \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \eta B_p R dR, \qquad (2.4)$$

где $R = r \sin \theta$ — расстояние в экваториальной плоскости. Для дипольного поля при $\theta = \pi/2$ верно, что

$$B_p(R, \theta = \pi/2) = B_{\rm dip} \frac{R_\star^3}{R^3},$$
 (2.5)

где $B_{\rm dip}$ это величина напряженности дипольного поля на экваторе звезды. Тогда

$$\eta = \dot{M} B_{\rm dip}^{-1} R_{\star}^{-2} \frac{1}{2\pi} \left(\frac{R_{\star}}{R_{\rm in}} - \frac{R_{\star}}{R_{\rm out}} \right)^{-1}.$$
 (2.6)

Подставив это соотношение вместе с выражением для дипольного магнитного поля

$$B_p(r, \theta) = B_{\rm dip} R_\star^3 \frac{\sqrt{4 - 3\sin^2 \theta}}{r^3}$$
(2.7)

в (2.3), получим выражение для плотности в магнитосфере

$$\rho = \frac{\dot{M}}{4\pi R_{\star}^2} \left(v_{\text{start}}^2 + v_{\text{esc}}^2 R_{\star} \frac{\cos^2 \theta}{r} \right)^{-1/2} \left(\frac{R_{\star}}{R_{\text{in}}} - \frac{R_{\star}}{R_{\text{out}}} \right)^{-1} R_{\star}^3 \frac{\sqrt{4 - 3\sin^2 \theta}}{r^3}.$$
 (2.8)

В работе [13] были предложены приближения, значительно упрощающие расчет температуры. Используя результаты работы [49], авторы приближенно записали объемный коэффициент нагрева в магнитосфере как $Q \propto r^{-3}$. Сбалансировав с этим нагревом функцию охлаждения для оптически тонкого газа [34], можно рассчитать температуру в магнитосфере. Значение коэффициента пропорциональности в функции нагрева подбирается таким образом, чтобы максимальная температура достигала задаваемого значения $T_{\rm max}$. На Рис. 2.2 показан ход температуры и концентрации водорода в зависимости от расстояния до центра звезды для магнитосферы, близкой по своим геометрическим параметрам к рассмотренной в теоретических работах [13] и [36]. Хотя этот



Рисунок 2.2 — Температура и концентрация водорода в магнитосфере с параметрами $\dot{M} = 10^{-9} \text{ M}_{\odot}/\text{год}, T_{\text{max}} = 8000 \text{ K}, R_{\text{in}} = 2.0, R_{\text{out}} = 3.0$ в зависимости от расстояния до звезды r.

метод расчета температуры и основан на ряде приближений, с его помощью удается воспроизвести наблюдаемые профили [11; 47]. Попытка более точного решения уравнения теплового баланса была предпринята в работе [35], однако, полученная температура оказались слишком мала для объяснения наблюдаемых спектров. В работе [14] выдвигалось предположение, что это расхождение связано с отсутствием в [35] каких либо источников нагрева, связанных с МГД волнами.

2.2 Уравнения стационарности

Для нахождения эмиссионного спектра водорода необходимо знать распределение атомов по энергетическим уровням i = 1, 2, 3... – населенности n_i .

22

Для этого записываются источники и стоки электронов с каждого из уровней

$$\sigma_{j} = \sum_{u=j+1}^{\infty} n_{k} (A_{uj} + B_{uj}J_{uj}) + \sum_{l=1}^{j-1} n_{j}B_{lj}J_{lj} + n_{e}\sum_{l\neq j}^{\infty} n_{l}q_{lj} - n_{j} \left[\sum_{l=1}^{j-1} (A_{jl} + B_{jl}J_{jl}) + \sum_{u=j+1}^{\infty} B_{ju}J_{uj} + n_{e}\sum_{l\neq j}^{\infty} q_{jl}\right] + n_{e}^{2} (A_{cj} + B_{cj}) + n_{e}^{3}q_{cj} - n_{j}B_{jc} - n_{j}n_{e}q_{jc}, \quad j = 1, 2, 3...$$

$$(2.9)$$

и решается система уравнений

$$\begin{cases} \sigma_j = \nabla \cdot (\mathbf{v}n_j), \ j = 1, 2, 3...\\ n_e = n_{\rm H} - \sum_{j=1}^{\infty} n_j. \end{cases}$$
(2.10)

Здесь $n_{\rm H}$, n_e — концентрации водорода и электронов, а **v** — вектор скорости движения газа. В этой системе, обычно, для простоты принимаются равными нулю адвективные члены $\nabla \cdot (\mathbf{v}n_i)$. Учету этих тонких эффектов и определению степени их влияния на профили эмиссионных линий посвящена Глава 3. В выражении (2.9) J_{uj}, J_{jl} — средние интенсивности излучения в линиях переходов $u \rightarrow j$ и $j \rightarrow l$, а коэффициенты вероятностей переходов обозначаются следующим образом: A — спонтанные переходы, B — переходы, вызванные излучением, q — переходы, вызванные столкновениями с электронами. Индексы у коэффициентов означают начальный и конечный уровень перехода, при этом индекс c — континуум. Например, коэффициент q_{cj} соответствует рекомбинациям, индуцированными столкновениями с электронами, а A_{jl} соответствует спонтанному переходу $j \rightarrow l$. Значения коэффициентов столкновительных процессов рассчитывались с помощью выражений, полученных в [50].

В систему (2.10) входит бесконечное число уравнений. Однако, верхние уровни оказывают всё меньшее влияние на состояние газа, поэтому обычно принимается что населенности верхних уровней $n_j = 0$ для $j > n_{\text{lev}}$. Далее все расчеты проводятся для $n_{\text{lev}} = 15$.

2.3 Нахождение средних интенсивностей излучения в магнитосфере

Для расчета источников σ_j необходимо найти средние интенсивности излучения в линиях водорода J_{uj} , J_{jl} и коэффициенты ионизации B_{jc} и рекомбинации B_{cj} . Последние находятся с помощью выражений

$$B_{jc} = 4\pi \int_{\nu_{cj}}^{\infty} \alpha_{jc}(\nu) \frac{J_{\nu}^{\star}}{h\nu} d\nu \qquad (2.11)$$

И

$$B_{cj} = \frac{j^2 h^3}{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}} e^{\frac{h\nu_{ci}}{k_B T}} 4\pi \int_{\nu_{ci}}^{\infty} \alpha_{ic}(\nu) \frac{J_{\nu}^{\star}}{h\nu} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} d\nu, \qquad (2.12)$$

где J_{ν}^{\star} — излучение звезды в континууме, ν_{jc} — предельная частота для переходов на уровень j, а $\alpha_{jc}(\nu)$ — сечение ионизации излучением с уровня j. Для звезд типа T Тельца помимо излучения фотосферы также необходимо учитывать и излучение горячего аккреционного пятна, образующегося в местах падения газа на звезду, где $R_{\rm in} \leq R_{\star} \sin^{-2} \theta \leq R_{\rm out}$. Если предположить излучение горячего пятна и фотосферы чернотельным, то, можно записать

$$J_{\mathbf{v}}^{\star} = W_{\text{phot}} I_{\text{phot}}(\mathbf{v}) + W_{\text{spot}} I_{\text{spot}}(\mathbf{v}), \qquad (2.13)$$

где $W_{\rm phot}$ и $W_{\rm spot}$ — коэффициенты дилюции фотосферы и пятна, а $I_{\rm phot}(\mathbf{v})$ и $I_{\rm spot}(\mathbf{v})$ — их интенсивности излучения на частоте \mathbf{v} , предполагаемые чернотельными, т.е. $I_{\rm phot}(\mathbf{v}) = B_{\mathbf{v}}(T_{\rm phot})$ и $I_{\rm spot}(\mathbf{v}) = B_{\mathbf{v}}(T_{\rm spot})$ ($B_{\mathbf{v}}(T)$ — функция Планка). Температура фотосферы $T_{\rm phot}$ задается из вне, являясь одним из параметров звезды. Температура пятна $T_{\rm spot}$ оценивается из предположения, что вся аккреционная светимость $L_{\rm acc}$ — кинетическая энергия падающего газа — переходит в чернотельное излучение пятна. Тогда, температуру пятна $T_{\rm spot}$ можно найти из выражения

$$L_{\rm acc} = 4\pi R_{\star}^2 (\cos\theta_2 - \cos\theta_1) \sigma T_{\rm spot}^4, \qquad (2.14)$$

где $\theta_1, \, \theta_2$ — широты границ пятна в северном полушарии звезды:

$$\theta_1 = \arcsin\sqrt{\frac{R_\star}{R_{\rm in} + W}}, \ \theta_2 = \arcsin\sqrt{\frac{R_\star}{R_{\rm in}}}.$$
(2.15)

Величину $L_{\rm acc}$, приближенно, можно оценить из выражения

$$L_{\rm acc} \approx \frac{\dot{M} v_{\rm esc}^2}{2} \left(1 - \frac{2R_{\star}}{R_{\rm in} + R_{\rm out}} \right) = \frac{\dot{M} v_{\rm esc^2}}{2} \left(1 - \frac{R_{\star}}{R_{\rm mid}} \right), \qquad (2.16)$$

полученного из предположения, что всё вещество падает со среднего расстояния $R_{\rm mid} = (R_{\rm in} + R_{\rm out})/2$. Более точное выражение можно получить с помощью выражений (2.8) и (2.2), записав

$$L_{\rm acc} = 2 \int_{0}^{2\pi} d\phi \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\rho v_p^2}{2} v_{\rm rad} \sin \theta d\theta.$$
 (2.17)

Здесь $v_{\rm rad}$ — абсолютная величина радиальной компоненты скорости, равная

$$v_{\rm rad} = v_p \frac{2\cos\theta}{\sqrt{4 - 3\sin^2\theta}}.$$
(2.18)

Значения скоростей v_p , $v_{\rm rad}$ берутся на поверхности звезды, поэтому можно пренебречь вкладом $v_{\rm start} \ll v_{\rm esc}$ в выражении (2.2). Соответственно

$$v_p^2 = v_{\rm esc}^2 \cos^2 \theta. \tag{2.19}$$

Далее, подставляя выражение для плотности (2.8), получим

$$L_{\rm acc} = \frac{\dot{M}v_{\rm esc}^2}{2} \left(\frac{R_{\star}}{R_{\rm in}} - \frac{R_{\star}}{R_{\rm out}}\right)^{-1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} 2\cos^3\theta \sin\theta d\theta = \frac{\dot{M}v_{\rm esc}^2}{2} \left(1 - \frac{R_{\star}(R_{\rm in} + R_{\rm out})}{2R_{\rm in}R_{\rm out}}\right).$$
(2.20)

В начале работы над диссертацией использовалось первое, приближенное выражение для $L_{\rm acc}$, однако в последних работах [A5—A7] его заменило точное выражение.

Средняя интенсивность в линии перехода $u \to l J_{ul}$ находится с помощью приближения Соболева [51] с учетом нелокальных членов [52; 53].

$$J_{ul} = (1 - \beta_{lu}(\mathbf{r}))S_{ul}(\mathbf{r}) + J_{ul}^{\star}(\mathbf{r}) + F_{ul}(\mathbf{r}).$$
(2.21)

В этом выражении S_{ul} — функция источника в линии:

$$S_{ul} = \frac{2h\mathbf{v}_{ul}^3}{c^2} \left(\frac{n_l}{n_u}\frac{u^2}{l^2} - 1\right)^{-1},$$
(2.22)

 \mathbf{v}_{ul} — частота перехода $u \to l, \ \mathbf{\beta}_{lu}(\mathbf{r})$ — средняя вероятность выхода кванта в произвольном направлении:

$$\beta_{lu}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{(4\pi)} d\Omega(\mathbf{n}) \frac{1 - e^{\tau_{lu}(\mathbf{r},\mathbf{n})}}{\tau_{lu}(\mathbf{r},\mathbf{n})}, \qquad (2.23)$$

 $J_{ul}^{\star}(\mathbf{r})$ — средняя интенсивность излучения звезды в точке \mathbf{r} на частоте \mathbf{v}_{ul} :

$$J_{ul}^{\star}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_{\star}} d\Omega(\mathbf{n}) \frac{1 - e^{\tau_{lu}(\mathbf{r},\mathbf{n})}}{\tau_{lu}(\mathbf{r},\mathbf{n})} e^{-\sum_{k=1}^{N} \tau_{lu}(\mathbf{r}_{\mathbf{k},\mathbf{n}})} I^{\star}(\mathbf{v}_{ul},\mathbf{n}), \qquad (2.24)$$

где Ω_{\star} — телесный угол звезды при наблюдении из точки **r**, а $I^{\star}(\mathbf{v}_{ul}, \mathbf{n}) = I_{\text{phot}}(\mathbf{v}_{ul})$ если в направлении **n** лежит фотосфера звезды и $I^{\star}(\mathbf{v}_{ul}, \mathbf{n}) = I_{\text{spot}}(\mathbf{v}_{ul})$ если в направлении **n** лежит горячее пятно,

$$F_{ul}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{(4\pi)} d\Omega(\mathbf{n}) \frac{1 - e^{\tau_{lu}(\mathbf{r},\mathbf{n})}}{\tau_{lu}(\mathbf{r},\mathbf{n})} \sum_{k=1}^{N} S_{ul}(\mathbf{r}_{\mathbf{k}}) (1 - e^{\tau_{lu}(\mathbf{r}_{\mathbf{k}},\mathbf{n})}) e^{-\sum_{k'=1}^{k-1} \tau_{lu}(\mathbf{r}_{\mathbf{k}'},\mathbf{n})}, \quad (2.25)$$

где \mathbf{n} — вектор, задающий направление на $d\Omega(\mathbf{n})$, а F_{ul} учитывает возможное нелокальное взаимодействие с поверхностью равных лучевых скоростей в содвижущейся с газом в точке \mathbf{r} системе отсчета (СР-поверхности), задаваемой уравнением

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{n}. \tag{2.26}$$

Здесь $\mathbf{v_0}$ это скорость движения газа в точке \mathbf{r} . Множители вида

$$e^{-\sum_{k=1}^{N} \tau_{lu}(\mathbf{r_k},\mathbf{n})}$$

в уравнениях (2.24) и (2.25) учитывают возможность поглощения в точках СРповерхности, лежащих в направлении **n**.

Оптическая толщина au_{lu} в различных направлениях **n** в точке **r** задается выражением

$$\tau_{lu}(\mathbf{r},\mathbf{n}) = 0.02654 f_{ul} \lambda_{ul} |\nabla(\mathbf{v}\mathbf{n})\mathbf{n}|^{-1} n_j \left(1 - \frac{n_u}{n_l} \frac{l^2}{u^2}\right), \qquad (2.27)$$

где f_{ul} , λ_{ul} — сила осциллятора и длина волны для перехода $u \to l$. Для численной реализации уравнения (2.24) удобно использовать сферическую систему координат для задания сетки по **n**, так как в таком случае легко осуществляется интегрирование по телесному углу звезды Ω_{\star} . Используя правило суммирования Эйнштейна, можно записать

$$\mathbf{n}\nabla(\mathbf{v}\mathbf{n}) = n^{\nu}\partial_{\nu}(v_{\mu}n^{\mu}) = n^{\nu}n^{\mu}\partial_{\nu}v_{\mu} + n^{\nu}v_{\mu}\partial_{\nu}n^{\mu}, \qquad (2.28)$$

где для сферической системы координат индексы $\mathbf{v}, \mathbf{\mu}$ пробегают по координатам r, θ, ϕ — расстоянию до центра звезды, полярному и азимутальному углу. Удобно записать скорость v_{μ} как

$$v_{\mu} = v_{\mathrm{p}} k_{\mu}, \qquad (2.29)$$

тогда

$$k_r = -\frac{2\cos\theta}{\sqrt{4-3\sin^2\theta}},$$

$$k_\theta = -r\frac{\sin\theta}{\sqrt{4-3\sin^2\theta}},$$

$$k_{\varphi} = 0,$$

(2.30)

И

$$\mathbf{n}\nabla(\mathbf{v}\mathbf{n}) = n^{\nu}\partial_{\nu}(v_{\mu}n^{\mu}) = n^{\nu}n^{\mu}k_{\mu}\partial_{\nu}v_{\mathrm{p}} + v_{\mathrm{p}}n^{\nu}(k_{\mu}\partial_{\nu}n^{\mu} + n^{\mu}\partial_{\nu}k_{\mu}).$$
(2.31)

Производные $\partial_{\mathbf{v}} k_{\mu}$ равны

$$\partial_r k_r = 0,$$

$$\partial_r k_\theta = \frac{\sin \theta}{\sqrt{4 - 3\sin^2 \theta}},$$

$$\partial_\theta k_r = \frac{2\sin \theta}{\sqrt{4 - 3\sin^2 \theta}} - \frac{6\cos^2 \theta \sin \theta}{(4 - 3\sin^2 \theta)^{3/2}} = \frac{2\sin \theta}{(4 - 3\sin^2 \theta)^{3/2}},$$

$$\partial_\theta k_\theta = -r \frac{\cos \theta}{\sqrt{4 - 3\sin^2 \theta}} - \frac{3\sin^2 \theta \cos \theta}{(4 - 3\sin^2 \theta)^{3/2}} = -\frac{4\cos \theta}{(4 - 3\sin^2 \theta)^{3/2}},$$

(2.32)

а $\partial_{\nu}n^{\mu}$ можно выразить через символы Кристофеля

$$\Gamma^{\gamma}_{\mu\nu} = g^{\gamma\eta} \left(\partial_{\mu}g_{\eta\nu} + \partial_{\nu}g_{\eta\mu} - \partial_{\eta}g_{\mu\nu} \right), \qquad (2.33)$$

где $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор сферической системы координат, а $g^{\mu\eta}g_{\eta\nu}=\delta^{\mu}_{\nu},$ как

$$\partial_{\nu}n^{\mu} = -\Gamma^{\mu}_{\nu\eta}n^{\eta}, \qquad (2.34)$$

поскольку ковариантная производная вектора **n** равна нулю, так как он задает произвольное направление в пространстве. Тогда, если ввести углы α и β так, что

$$n_r = \cos \alpha, \ n_\theta = r^{-1} \sin \alpha \cos \beta, \ n_\varphi = (r \cos \theta)^{-1} \sin \alpha \sin \beta,$$
 (2.35)

 TO

$$\partial_{r}n^{r} = 0, \ \partial_{\theta}n^{r} = \sin\alpha\cos\beta, \ \partial_{\varphi}n^{r} = \sin\theta\sin\alpha\sin\beta,
\partial_{r}n^{\theta} = -\frac{\sin\alpha\cos\beta}{r^{2}}, \ \partial_{\theta}n^{\theta} = -\frac{\cos\alpha}{r}, \ \partial_{\varphi}n^{\theta} = \frac{\cos\theta\sin\alpha\sin\beta}{r},
\partial_{r}n^{\varphi} = -\frac{\sin\alpha\sin\beta}{r^{2}\sin\theta}, \ \partial_{\theta}n^{\varphi} = -\frac{\cos\theta\sin\alpha\sin\beta}{r\sin^{2}\theta}, \ \partial_{\varphi}n^{\varphi} = -\frac{\cos\alpha}{r} - \frac{\sin\alpha\cos\beta}{r \,\mathrm{tg}\,\theta}.$$
(2.36)

Значение $\mathbf{n}\nabla(\mathbf{vn})$ теперь легко получить из формулы (2.31), взяв производные $\partial_r v_p$ и $\partial_{\theta} v_p$

$$\partial_r v_{\rm p} = -R_\star \frac{v_{\rm esc}^2 \cos^2 \theta}{v_{\rm p}} \frac{\cos^2 \theta}{2r^2}$$

$$\partial_\theta v_{\rm p} = -R_\star \frac{v_{\rm esc}^2 \cos \theta \sin \theta}{v_{\rm p}}$$
(2.37)

Стоит отметить, что полученные выше выражения верны только для значений $\theta < \pi/2$, так как при $\theta > \pi/2$ нужно поменять знак у компонентов k_{μ} . Но, поскольку магнитосфера симметрична относительно плоскости $\theta = \pi/2$, нам не нужно рассматривать другие значения.

2.4 Расчет профиля линий

Решение уравнений (2.10) используется для расчета профилей эмиссионных линий водорода с целью моделирования наблюдаемых спектров звезд типа

Т Тельца. Полную энергию, излучаемую в направлении наблюдателя, на частоте \mathbf{v} вблизи частоты линии перехода $u \to l$ можно записать как

$$I_{\mathbf{v}} = \int_{S} I_{\mathbf{v}}(x, y) dS, \qquad (2.38)$$

где интеграл берется по области, занимаемой магнитосферой на картинной плоскости, точки которой задаются координатами *x*, *y*. Если положить ось *z* направленной на наблюдателя, то можно записать

$$I_{\nu}(x,y) = I_{\nu}^{\star}(x,y)e^{-\tau(\nu,z_0)} + \int_{z_0}^{z_k} S_{ul}(z)k_{lu}(\nu,z)e^{-\tau(\nu,z)}dz, \qquad (2.39)$$

$$\tau(\mathbf{v},z) = \int_{z}^{z_k} k_{lu}(\mathbf{v},z')dz', \qquad (2.40)$$

$$S_{ul}(z) = \frac{2h\nu_{ul}^3}{c^2} \left(\frac{n_l}{n_u}\frac{u^2}{l^2} - 1\right)^{-1}, \qquad (2.41)$$

$$k_{lu}(\mathbf{v},z) = 0.02654 f_{ul} \alpha(\mathbf{v},z) n_l \left(1 - \frac{n_u}{n_l} \frac{l^2}{u^2}\right), \qquad (2.42)$$

$$\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{v}, z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\mathbf{v}_D} H\left(\frac{\delta_{ul}}{\Delta\lambda_D}, \left[\frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_0}{\Delta\mathbf{v}_D} + \frac{v_z(z)}{v_t}\right]\right), \quad (2.43)$$

где H(a, x) — функция Фойгта. Значение δ_{ul} принималось равным нулю для всех линий, кроме $H\alpha$ (u = 3, l = 2). Для неё выражение для расчета δ_{ul} бралось из работы [54]. У проекции скорости движения газа на луч зрения v_z , коэффициента поглощения k_{lu} и функции источника S_{ul} , зависящих от положения в магнитосфере точки (x, y, z), для краткости опущены зависимости от x, y. Величина $I^*_{\nu}(x,y)$ соответствует интенсивности излучения фотосферы звезды на частоте ν в точке картинной плоскости x, y. В простейшем приближении $I^*_{\nu}(x,y) = B_{\nu}(T(x,y))$, где $T(x,y) = T_{\text{phot}}$ для точек на фотосфере звезды, $T(x,y) = T_{\text{spot}}$ для точек на горячем пятне и T(x,y) = 0 для точек вне диска звезды на картинной плоскости.

Для численного интегрирования (2.39) полезно найти границы магнитосферы вдоль луча зрения, задаваемыми уравнениями

$$\frac{r}{\sin^2 \theta} = \frac{r}{1 - r^{-1} \mathbf{r} \cdot \mathbf{d}} = R_{\text{in,out}}, \qquad (2.44)$$

где **d** это единичный вектор оси магнитного поля, задающий ориентацию магнитосферы, а $R_{in,out}$ равно либо R_{in} либо R_{out} . Решение этих уравнений дает значения координат z_m в которых луч зрения пересекает границы магнитосферы. Если есть необходимость отсечь часть магнитосферы, например для введения тонкого непрозрачного диска или если нужно рассматривать только газ вблизи звезды, то это несложно сделать, отбросив неподходящие значения z_m и добавив, если необходимо, пересечения новой границы. Таким же образом происходит учет закрытия звездой части магнитосферы от наблюдателя.

Для любой ограниченной области излучения количество значений z_m четно, поэтому обозначим его 2*n*. Тогда уравнение (2.39) можно записать как

$$I_{\nu}(x,y) = I_{\nu}^{\star}(x,y) \exp\left(-\sum_{m=1}^{n} \tau_{i}(\nu, z_{2m-1})\right) + \sum_{m=1}^{n} \int_{z_{2m-1}}^{z_{2m}} S_{ul}(z) k_{lu}(\nu, z) \exp\left(-\tau_{m}(\nu, z) - \sum_{m'=m+1}^{n} \tau_{m'}(\nu, z_{2m'-1})\right) dz,$$
(2.45)

где

$$\tau_m(\mathbf{v}, z) = \int_{z}^{z_{2m}} k_{lu}(\mathbf{v}, z) dz. \qquad (2.46)$$

Сумма в экспоненте в уравнении (2.45) равна нулю при m = n.

Распишем более подробно уравнения для нахождения z_m . Положим, что вектор **d** имеет компоненты x_d , y_d , z_d по соответствующим осям. Тогда решение уравнения (2.44) сводится к нахождению корней многочлена 6-й степени

$$z^{6} + \left(3R^{2} - R_{\text{in,out}}^{2}\left(1 + z_{d}^{4} - 2z_{d}^{2}\right)\right)z^{4} - R_{\text{in,out}}^{2}\left(4R_{d}z_{d}^{3} - 4R_{d}z_{d}\right)z^{3} + \left(3R^{4} - R_{\text{in,out}}^{2}\left(4R_{d}^{2}z_{d}^{2} + 2\rho - 2\rho z_{d}^{2}\right)\right)z^{2} + R_{\text{in,out}}^{2}4\rho R_{d}z_{d}z + \left(R^{6} - R_{\text{in,out}}^{2}\rho^{2}\right) = 0,$$

$$(R^{6} - R_{\text{in,out}}^{2}\rho^{2}) = 0,$$

$$(2.47)$$

где $R_d = x_d x + y_d y$, а $\rho = R^2 - R_d^2$.

В случае если магнитосфера соосна с вращением звезды компоненты вектора **d** (2.44) задаются как

$$x_d = 0, y_d = \sin i, z_d = \cos i,$$
 (2.48)

где *i* — угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения. Ось *y* в таком случае выбирается лежащей в одной плоскости с лучом зрения и осью вращения.

Хотя в основу обсуждаемой модели магнитосферы положено предположение о совпадении оси магнитосферы и оси вращения звезды, мы можем допустить небольшой наклон между этими осями, при котором распределение газа в магнитосфере всё ещё будет близко к осесимметричному относительно оси магнитосферы. В таком случае, удобно задать компоненты вектора **d** как

$$x_{d} = \sin \gamma \sin \psi,$$

$$y_{d} = \sin i \cos \gamma - \cos i \cos \psi \sin \gamma,$$

$$z_{d} = \cos i \cos \gamma + \sin i \cos \psi \sin \gamma,$$

(2.49)

где γ — угол между осью магнитного поля и осью вращения, а ψ — фазовый угол вращения звезды.

2.4.1 Вращение магнитосферы

Так как линии магнитного поля связаны с поверхностью звезды, при небольших скоростях её вращения можно считать, что магнитосфера вращается твердотельно с такой же угловой скоростью. Более точный учет вращения был сделан в работе [14], где было учтено, что твердотельность движения газа нарушается из-за появления тороидальной компоненты магнитного поля. Однако, там же было показано, что влияние этого эффекта мало при типичных для звезд Т Тельца скоростях вращения звезды на экваторе $v_{\rm eq} \approx 15$ км/с.

Твердотельное вращение не влияет на перенос излучения внутри магнитосферы, а значит не влияет на расчет населенностей уровня. Однако, оно может оказывать влияние на наблюдаемые профили эмиссионных линий. С учетом вращения поле скоростей в магнитосфере записывается как

$$\mathbf{v} = v_{\rm p} \mathbf{k} + \mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}.\tag{2.50}$$

Здесь Ω — угловая скорость вращения звезды, **k** — единичный вектор направления движения газа в магнитосфере, а **r** — радиус вектор точки в магнитосфере. Для расчета профиля линии важна только проекция скорости на луч зрения v_z . Из (2.50) следует

$$v_z = v_{\rm p}k_z - v_{\rm eq}\frac{x\sin i}{R_\star}.$$
(2.51)

2.5 Результаты расчетов демонстрационных моделей

Из выше сказанного следует, что у магнитосферы звезды типа Т Тельца в рамках описанной модели и в случае если ось магнитосферы совпадает с осью вращения звезды, пять независимых параметров: темп аккреции \dot{M} , максимальная температура $T_{\rm max}$, внутренний $(R_{\rm in})$ и внешний $(R_{\rm out})$ радиусы магнитосферы или её ширина W, в таком случае $R_{\rm out} = R_{\rm in} + W$, и угол наклона к лучу зрения (*i*). Сравнительно небольшое количество параметров и простота модели позволяет эффективно использовать её для интерпретации наблюдений. На рис. 2.3 показаны профили четырех линий водорода (H α , H β , H γ , Br γ) для модели с $\dot{M} = 10^{-7}$ масс Солнца в год, $T_{\rm max} = 7000$ K, $R_{\rm in} = 2 R_{\star}$ и $W = 1 R_{\star}$ при различных значениях угла *i*. В качестве параметров звезды брались типичные для звезд Т Тельца параметры: $R_{\star} = 2 R_{\odot}$, $M_{\star} = 0.5 M_{\odot}$, $T_{\star} = 4000$ K, $v_{\rm eq} = 10$ км/с.

На Рис. 2.3 показана зависимость профилей линии от угла наклона оси вращения звезды к лучу зрения *i* в случае, когда она совпадает с осью магнитосферы. Видно, что при увеличении угла эмиссионная компонента профилей становятся шире и ниже, принимая форму, близкую к треугольной для промежуточных углов наклона 40–60 градусов, а поглощение, при его наличии, смещается в сторону более высоких скоростей.

Рис. 2.4 демонстрирует характер зависимости профилей линий от темпа аккреции и температуры на примере линии Hα. Видно, что оба эти парамет-



Рисунок 2.3 — Профили четырех линии водорода (Нα, Нβ, Нγ, Вгγ) для модели с параметрами $\dot{M} = 10^{-7}$ M_☉/год, $T_{\rm max} = 7000$ K, $R_{\rm in} = 2$ R_{\star} , W = 1 R_{\star} в зависимости от угла наклона оси вращения звезды, совпадающей с осью магнитного поля, к лучу зрения *i*. Профили для различных значений этого угла показаны разными цветами и подписаны в легенде графиков.

ра влияют на профиль примерно одинаково, что подчеркивается практическим отсутствием различий между профилями с $\dot{M} = 10^{-8} \text{ M}_{\odot}/\text{год}, T_{\text{max}} = 7000 \text{ K}$ и $\dot{M} = 10^{-9} \text{ M}_{\odot}/\text{год}, T_{\text{max}} = 8000 \text{ K}$. Это затрудняет определение этих параметров из наблюдений.

Зависимость профиля от геометрических характеристик магнитосферы показана на Рис. 2.5. Уменьшение ширины магнитосферы W приводит к увеличению яркости профиля, так как увеличивается плотность вещества в магнитосфере. При этом форма профиля меняется мало, т.е. влияние этого параметра схоже с влиянием темпа аккреции и температуры.

33

34



Рисунок 2.4 — Зависимость профиля линии $H\alpha$ от темпа аккреции M и максимальной температуры T_{max} . При этом $R_{\text{in}} = 2 R_{\star}, W = 1 R_{\star}, i = 45^{\circ}$.

При увеличении внутреннего радиуса $R_{\rm in}$ увеличивается скорость движения вещества в магнитосфере. Соответственно, этот параметр оказывает значительное влияние на форму профиля линии. Например, на Рис. 2.5 видно, что при его увеличении абсорбционный компонент заметно сдвигается в сторону больших скоростей. Схожий эффект, но в меньшей степени, оказывает и увеличение толщины W, так как при большей толщине и сохранении $R_{\rm in}$ внешний радиус магнитосферы $R_{\rm out} = R_{\rm in} + W$ тоже больше.



Рисунок 2.5 — Зависимость профиля линии $H\alpha$ от геометрических характеристик магнитосферы $R_{\rm in}$ и W. $\dot{M} = 10^{-8} {\rm M}_{\odot}/{\rm год}, T_{\rm max} = 8000 K, i = 45^{\circ}$.

2.5.1 Переменность профилей линий

Считается, что одним из факторов наблюдаемой переменности профилей эмиссионных линий в спектрах звезд типа Т Тельца является наклон оси магнитного поля к оси вращения звезды (см. например [55; 56]). Подобная переменность, например, наблюдается у звезды АА Таи [55]. В рамках представленной здесь модели можно воспроизвести такую переменность задав ненулевое значение угла γ . Однако, при наличии такого наклона, как показали гидродинамические расчеты [57], должна разрушаться аксиальная симметричность магнитосферы. Поэтому при расчетах переменности с помощью описанной здесь модели возможно рассматривать лишь малые углы γ .

На Рис. 2.6 показан эффект вращения слегка наклоненной относительно оси вращения звезды магнитосферы. Угол между осью вращения и осью магнитного поля $\gamma = 5^{\circ}$. Даже такой небольшой наклон уже может приводить

35



Рисунок 2.6 — Изменение профиля линии Н α при изменении фазового угла ψ , значения которого на графиках показаны разным цветом. Угол между осью магнитосферы и осью вращения звезды $\gamma = 5^{\circ}$. Угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения от левого графика к правому равен 15°, 45°, 75°. $\dot{M} = 10^{-8} \text{ M}_{\odot}$ /год, $T_{\text{max}} = 7000 \text{ K}$, $R_{\text{in}} = 4 R_{\star}$, $W = 1 R_{\star}$

к существенной переменности профиля при больших наклонах оси вращения звезды к лучу зрения.

2.6 Выводы главы 2

В этой главе подробно описана реализация актуальной модели магнитосферной аккреции на звезды типа Т Тельца, созданная в процессе работы над диссертацией. Она основана на уже существующей методике моделирования магнитосфер молодых звезд и имеет существенную научную значимость в смысле воспроизведения результатов. На примере демонстрационных модельных расчетов описаны зависимости профилей от параметров модели. Продемонстрирована возможность воспроизведения переменности профиля линии.

Данная модель была использована для моделирования спектров магнитосфер в работах [A2; A3], а также в работе [A6] для моделирования линии H α в спектре звезды RZ Psc, чему посвящена Глава 4 настоящей диссертации.
Глава 3. Магнитосферная аккреция в отсутствии ионизационного равновесия. Роль адвекции.

С точки зрения изучения магнитосфер звезд типа Т Тельца особенно интересны звезды с низким темпом аккреции (см. например [11; 41]) $\dot{M} \lesssim$ 10⁻⁹ М_☉/год. В таком случае магнитосфера вносит доминирующий вклад в формирование эмиссионных спектров из-за того, что другие околозвездные области излучения — различные истечения — слишком слабы, так как темп истечения должен быть на порядок ниже темпа аккреции [58]. Как уже отмечалось в Главе 2, при моделировании спектров магнитосферы используется условие стационарности состояний ионизации и возбуждения атома [13-15; 37; 38]: предполагается, что число переходов с электронного уровня и на него равны. Однако, при низких плотностях, свойственных низким темпам аккреции, это приближение может нарушаться. При концентрации электронов $n_e \approx$ 10^8 – 10^9 см⁻³, свойственной темпам аккреции $\dot{M} \lesssim 10^{-9}$ M $_{\odot}$ /год, время рекомбинации оказывается близко к времени свободного падения, и, соответственно, равновесное приближение нарушается. Важность учетов подобных эффектов в свое время была подчеркнута в работе [35]. Однако, в этой работе автор не проводил расчеты спектров магнитосферы. Моделирование спектров с учетом подобных эффектов было проведено впервые в работе [А5], лежащей в основе настоящей главы. Целью этой работы являлось изучение влияния отклонений от равновесного состояния на профили линий, формирующихся в магнитосфере.

3.1 Уравнения стационарности

Как было отмечено во введении главы, для простоты, в системе (2.10)

$$\begin{cases} \sigma_j = \nabla \cdot (\mathbf{v}n_j), \ j = 1, \ 2, \ 3..\\ n_e = n_{\rm H} - \sum_{j=1}^{\infty} n_j, \end{cases}$$

часто пренебрегают адвективными членами вида $\nabla \cdot (\mathbf{v}n_j)$, предполагая, что время релаксации населенностей к стационарному состоянию значительно меньше времени, за которое газ проходит значительное расстояние в магнитосфере. Однако, это предположение может не выполняться для малых темпов аккреции (и, как следствие (2.8), малой плотности), что было впервые отмечено в работе [35] без анализа влияния этого эффекта на спектр магнитосферы. В таком случае нельзя отбрасывать члены вида $\nabla \cdot (\mathbf{v}n_j)$, и задача существенно усложняется. Заметим, правда, что для верхних уровней (j > 1) время релаксации чрезвычайно мало, так как оно во основном определяется спонтанными переходами A_{jl} , l < j. Поэтому, в системе (2.10) можно принять $\nabla \cdot (\mathbf{v}n_j) \ll 1$ для j > 1. Также, для простоты, можно принять $n_e = n_{\rm H} - n_1$, так как вклад верхних уровней в $n_{\rm H}$ для условий магнитосферы оказывается незначителен. Тогда, задача сводится к решению системы

$$\begin{cases} \sigma_1 = \nabla \cdot (\mathbf{v}n_1) \\ \sigma_j = 0, \ j > 1 \\ n_e = n_{\rm H} - n_1, \end{cases}$$
(3.1)

которая содержит всего одно дифференциальное уравнение.

Также, для простоты, можно принять $n_e = n_{\rm H} - n_1$, так как вклад верхних уровней в $n_{\rm H}$ для условий магнитосферы оказывается незначителен. Далее, введя переменную $f = n_1/n_{\rm H}$, можно записать

$$\nabla \cdot (\mathbf{v}n_1) = n_{\mathrm{H}}\mathbf{v} \cdot \nabla f + f\nabla \cdot (\mathbf{v}n_{\mathrm{H}}) = n_{\mathrm{H}}\mathbf{v} \cdot \nabla f, \qquad (3.2)$$

так как для стационарного течения из уравнения неразрывности следует

$$\nabla \cdot (\mathbf{v}n_{\rm H}) = 0. \tag{3.3}$$

Таким образом, в рамках принятых приближений, можно записать систему уравнений стационарности следующим образом

$$\begin{cases} \sigma_1 = n_{\rm H} \mathbf{v} \cdot \nabla f \\ \sigma_j = 0, \ j = 1, \ 2, \ 3... \\ n_e = n_{\rm H} - n_1. \end{cases}$$
(3.4)

В случае магнитосферы нам известны линии тока газа, что можно использовать для упрощения решения дифференциального уравнения в системе (3.4). Если ввести в качестве координаты расстояние *s* вдоль силовой линии (2.1) от точки в экваториальной плоскости $\theta = \pi/2$ до рассматриваемой точки магнитосферы, то

$$n_{\rm H} \mathbf{v} \cdot \nabla f = n_{\rm H} v_p \frac{df}{ds},\tag{3.5}$$

что позволяет свести дифференциальное уравнение в системе (3.4) к обыкновенному. Это уравнение решается от точки линии тока с $\theta = \pi/2$ (s = 0) до поверхности звезды. В качестве начального условия берется значение f, получаемое из стационарного приближения $\sigma_j = 0$ (см. главу 2).

3.2 Влияние отклонений от стационарного состояния на линию Нα

Во всех дальнейших расчетах, если не сказано иного, в качестве параметров звезды брались типичные для звезд типа Т Тельца $R_{\star} = 2 \text{ R}_{\odot}, M_{\star} = 0.5 \text{ M}_{\odot}, T_{\text{phot}} = 4000 \text{ K}$. На Рис. 3.1 показано влияние отклонений населенностей уровней от стационарных значений на степень ионизации магнитосферы для трех разных темпов аккреции (остальные параметры фиксированы). Видно, что при больших темпах аккреции оно незначительно, но с уменьшением темпа аккреции оно растет. В большинстве случаев при отказе от стационарного



Рисунок 3.1 — Ход степени ионизации газа вдоль нескольких линий тока в магнитосфере с $T_{\text{max}} = 8000$ K, $R_{\text{in}} = 2$, $R_{\text{out}} = 3$ для трех разных значений темпа аккреции. Сплошные линии соответствуют стационарному приближению, штриховыми показаны решения с учетом отклонений, вызванных адвективными членами.

приближения степень ионизации в магнитосфере уменьшается. Это происходит из-за того, что в стационарном приближении она, в целом, растет при движении газа к звезде. Однако, так как газ движется быстро, процессы релаксации не успевают привести его к равновесному состоянию до того, как он упадет на звезду. Это хорошо видно на правой части Рис. 3.1. Так как учет адвективных членов в уравнениях (2.10) приводит к уменьшению степени ионизации в магнитосфере по сравнению со стационарным решением, стоит ожидать, что в стационарном приближение линия $H\alpha$ оказывается ярче. Этот эффект демонстрируется на Рис. 3.2.

Для оценки влияния адвективных членов в уравнении 2.10 на эмиссионный спектр магнитосферы рассчитывалось отношение максимальной интенсивности в линии $H\alpha$ в стационарном приближении $I_{H\alpha}^{\text{stat}}$ к максимальной интенсивности без него $I_{H\alpha}^{\text{nonstat}}$. Его значение при различных параметрах магнитосферы показаны на Рис. 3.3. Влияние адвективных членов становится выше при уменьшении темпа аккреции и температуры.

Стоит отметить неочевидную зависимость этого отношения от темпа аккреции. Она становится ещё более четко выражена, если поднять температуру звезды до 5000 К (см. Рис. 3.4). Тогда зависимость принимает двугорбую



Рисунок 3.2 — Модельные профили линии H_{α} , рассчитанные для магнитосферы с параметрами $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/$ год, $T_{\max} = 8000 K$, $R_{in} = 2 R_{\star}$, $R_{out} = 3 R_{\star}$ при разных углах наклона *i* оси магнитосферы к лучу зрения. Профили, полученные в стационарном приближении показаны сплошной линии, а профили, полученные без него — пунктиром.



Рисунок 3.3 — Зависимость отношений максимальных интенсивности в линии H_{α} полученных в рамках стационарного приближения и с учетом адвективных членов от темпа аккреции от темпа аккреции в магнитосфере с $R_{\rm in} = 2$, $R_{\rm out} = 3$ (слева) и с $R_{\rm in} = 4$, $R_{\rm out} = 6$ (справа). Линии соответствуют разным значениям T_{max} , подписанным для каждой из них. Когда эмиссия в стационарном случае становится слабее 0.1 единиц континуума, линии обрываются. Пунктиром показаны точки, где эмиссия в линии в стационарном случае достигает 0.15, 0.2, 0.3, 0.5, 1, 2 и 5 в единицах континуума.



Рисунок 3.4 — Тоже, что и на Рис. 3.3, но для температуры фотосферы звезды $5000~{\rm K}$

форму: при больших темпах аккреции интенсивности равны, при уменьшении сначала наблюдается рост отношения, затем небольшой спад, через некоторое время сменяющийся на рост и затем снова на спад. Этому поведению можно

42

найти сравнительно не сложное объяснение. Действительно, используя простое приближение, интенсивность линии можно оценить как

$$I_{\mathrm{H}\alpha} \approx S_{\mathrm{H}\alpha} (1 - e^{-\tau_{\mathrm{H}\alpha}}), \qquad (3.6)$$

где $S_{\mathrm{H}lpha}$ — функция источника, а $au_{\mathrm{H}lpha}$ — характерная оптическая толщина магнитосферы в линии H α . При больших темпах аккреции из-за высокой плотности $\tau_{\mathrm{H}\alpha} \gg 1$ и, соответственно, $I_{\mathrm{H}\alpha} \approx S_{\mathrm{H}\alpha}$. Функцию источника в линии Н α можно записать пропорциональной отношению n_3/n_2 , где n_3 и n_2 это населенности третьего и второго уровня водорода соответственно. При этом при высоких плотностях ударные процессы играют значительно большую роль в заселении уровней. Поэтому, когда n_e уменьшается в результате учета адвективных эффектов, мы наблюдаем понижение населенности третьего уровня, что приводит к изначальному понижению функции источника и интенсивности линии. Соответственно, отношение $I_{\mathrm{H}\alpha}^{\mathrm{stat}}/I_{\mathrm{H}\alpha}^{\mathrm{nonstat}}$ растет. Однако, в какой-то момент степень ионизации становится настолько мала, что вклад столкновительных процессов в заселение третьего уровня перестает быть доминирующим и начинает быть заметным влияние радиативных процессов (перехода $2 \rightarrow 3$). Тем самым отношение n_3/n_2 начинает меньше зависеть от степени ионизации и отношение интенсивности линий начинает возвращаться к единице. Этот спад останавливается тогда, когда магнитосфера перестает быть оптически толстой в линии На и приближение $I_{\mathrm{H}\alpha} \approx S_{\mathrm{H}\alpha}$ перестает выполняться. Тогда, на некоторое время, снова наблюдается рост отношения интенсивностей линий, т.к. в уменьшение степени ионизации уменьшает оптическую толщину, так как населенность второго уровня всё ещё контролируется столкновительными процессами. Этот рост снова сменяется на падение, когда столкновительные процессы становятся настолько слабыми, что больше не могут значительно влиять на населенность второго уровня.

3.3 Темп аккреции

Интересно рассмотреть вопрос влияния отклонений от ионизационного равновесия на определение темпа аккреции по профилям линий. Так как в стационарном приближении линии ярче, то темп аккреции, полученный из таких моделей оказывается ниже. На Рис. 3.5 показаны различия между темпами аккреции, полученными из моделей, рассчитанных в стационарном приближении и с учетом адвективных эффектов. Из Рис. 3.5 следует, что темп аккреции может оказаться занижен в ≈ 4 раза.



Рисунок 3.5 — Различия темпов аккреции, дающих одинаковую интенсивность линии H_{α} в стационарном приближении (\dot{M}_{stat}) и без него $(\dot{M}_{nonstat})$ при различных значениях T_{max} . Слева $R_{in} = 2$ и $R_{out} = 3$, а справа $R_{in} = 4$ и $R_{out} = 6$. Серой штриховой линией показана прямая, соответствующая одинаковым значениям темпа аккреции, а серыми пунктирными линиями — точки на графике, где в стационарном приближения темп аккреции оказывается в 2 и 4 раза ниже.

3.4 Выводы главы 3

Основной целью работы [A5], на материалах которой основана эта глава, была оценка влияния эффектов адвекции степени ионизации на профили водородных линий в спектрах звезд типа Т Тельца. Было показано, что при низких темпах аккреции $\leq 10^9 \, M_{\odot}$ /год влияние этого фактора значительно. Также было показано, что игнорирование этих эффектов может приводить к получению заниженного в 4 раза значения темпа аккреции при его определении по профилю линии Н α .

Глава 4. Магнитосферая аккреция во время вспышки аккреционной активности звезды типа UX Ori RZ Psc

Звезда RZ Psc (спектральный класс K0IV [59]) является одним из самых необычных представителей звезд типа UX Ori. Как уже отмечалось во введении, у звезд этого типа наблюдается высокая фотометрическая активность: глубокие, до 2–3 звездных величин в полосе V, непериодические падения блеска продолжительностью до нескольких недель, причиной которых являются затмения неоднородными пылевыми структурами в околозвездной среде молодых звезд. Когда такая структура оказывается между звездой и наблюдателем относительный вклад рассеянного на околозвездном диске света звезды в общий блеск системы растет, и, как следствие, увеличивается степень поляризации [2]. Наблюдение этого явления говорит нам о большом наклоне оси симметрии (нормали) диска к лучу зрения (больше или около 60 градусов).

Особенностью RZ Psc, отличающей ее от основной части звезд типа UX Ori, является небольшая продолжительность минимумов (1-2 дня) [60; 61]. Такие минимумы очень похожи на наблюдаемые у затменно-переменных двойных систем, однако попытки найти период были неудачными (см., например [62] и цитируемые там источники).

Долгое время эволюционный статус звезды, и, как следствие, ее принадлежность к типу UX Ori, был под вопросом. Она не проявляет практически никаких типичных признаков молодости: RZ Psc не находится близко к известным областям звездообразования, её галактическая широта высока (приблизительно 35 градусов) и в её спектре не наблюдаются эмиссионные линии [59; 63]. Избыток излучения в инфракрасном диапазоне (в полосах J, H, K) также не был обнаружен.

И всё же первые признаки наличия околозвездного пылевого диска были описаны в работе [64]: в минимумах блеска наблюдалось повышение линейной поляризации до приблизительно 5%, что типично для звезд типа UX Ori. Эти наблюдения в последствии были подтверждены в [65], где было также выдвинуто предположение, что звезда окружена диском с внутренней полостью, практически свободной от пыли. Позднее это предположение получило и более сильное подтверждение: в наблюдениях RZ Psc космическим аппаратом WISE был обнаружен чернотельный инфракрасный избыток с температурой около 500 K, хорошо согласующийся с наличием полости размером 0.4 – 0.7 а.е. [66]. Стоит также отметить, что недавно у звезды был обнаружен компонент на расстоянии около 23 а.е. с массой 0.12 M_{\odot} [67].

В более поздних спектрометрических наблюдениях в спектре RZ Psc было обнаружено поглощение в линии Li I 6708 Å с эквивалентной шириной 0.202 ± 0.010 Å [68], что говорит о молодости звезды. Данные GAIA по параллаксу и собственному движению звезды указывают на принадлежность RZ Psc к Cas-Tau OB ассоциации. Обратное интегрирование положения звезды в потенциале галактики показало, что около 19 млн. лет назад RZ Psc максимально приблизилась к центру ассоциации. Это, совместно с положением на диаграмме Герцшпрунга-Рассела, позволило определить возраст звезды как 20^{+3}_{-5} млн. лет [69], что подтверждает принадлежность звезды к типу UX Ori.

Таким образом, RZ Psc принадлежит к типу WTTS (по отсутствию значительной эмиссии в линии H α). В то же время, согласно [66], инфракрасный избыток указывает на наличие околозвездного диска. Как подмечалось ранее, звезды этого типа, имеющие остаточный диск, могут показывать слабую аккреционную активность: около 20-30% подобных WTTS являются слабыми аккректорами по данным работ [10; 70].

На признаки возможного наличия магнитосферы у RZ Psc было обращено внимание в работе [71]. Было выдвинуто предположение, что наблюдаемые в профилях линий дублета нейтрального натрия узкие, смещенные в синюю сторону абсорбционные компоненты объясняются взаимодействием вещества диска с магнитным полем звезды в режиме слабого пропеллера. Оценки показали, что размеры магнитосферы для реализации такого сценария должны быть около 10 радиусов звезды. Продолжительные спектроскопические наблюдения позволили выделить присутствие слабой эмиссии в центре линии Н α [72]. С помощью эмпирических корреляций между её эквивалентной шириной и аккреционной светимостью была сделана оценка темпа аккреции в $\dot{M} \leq 7 \times 10^{-12} \text{ M}_{\odot}/\text{год.}$

Однако, в ноябре 2013 года был получен спектр RZ Psc, в котором эмиссия в линии Н α значительно выросла [73]. Профиль линии демонстрировал классические признаки аккреции, а именно ярко выраженный смещенный в красную сторону протяженный абсорбционный компонент. Используя те же эмпирические корреляции из этого профиля был получен темп аккреции около 5×10^{-11} M_{\odot}/год [69]. Таким образом, в ноябре 2013 года произошла вспышка аккреционной активности.

С помощью модели магнитосферной аккреции, описанной выше, были определены характеристики вспышки и образованной в ее процессе магнитосферы. Применение этой модели оправдано, если вспышка продолжалась достаточно долго. Регулярная форма и протяженность абсорбционного компонента линии $H\alpha$ практически до скорости убегания RZ Psc (приблизительно 600 км/с) говорит о том, что газ успел достигнуть поверхности звезды до конца вспышки, а значит можно говорить об образовании квазистабильной магнитосферы. Забегая вперёд, можно также отметить, что удается воспроизвести наблюдаемый профиль, что также говорит в пользу применимости модели.

4.1 Наблюдательные данные

Спектр 16 ноября 2013 года, демонстрирующий значительную аккреционную активность, был извлечен из архива телескопа Keck. Стоит отметить, что в силу возраста звезды аккреция уже практически остановилась и в основном происходит в виде подобных вспышек. Из-за этого получить качественный спектр с заметными признаками аккреции довольно трудно, так как необходи-



Рисунок 4.1 — Линии Hα, CaII и NaI в спектре RZ Psc 16 ноября 2013. На графике отмечены смещенные в синюю сторону узкие абсорбционные компоненты, заметные в линиях CaII 8542 Å и NaI 5889 Å.

мо поймать звезду во время одной из таких вспышек. Поэтому этот спектр, не смотря на его давность, до сих пор сохраняет свою научную ценность. Его анализ уже проводился в работах [69; 73], но, моделирование профиля линии в них не осуществлялось.

Используемый спектр был получен 16 ноября 2013 на телескопе Кеск I на эшелле-спектрографе HIRES. Проекционная ширина щели при наблюдениях составила 1.148", а спектральное разрешение $R \approx 38000$. Спектральный диапазон составил $\Delta\lambda \approx 4700 - 9000$ Å с отношением сигнал-шум вблизи линии H α $S/N \approx 120$ на пиксель. После получения спектра из наблюдательных данных в него была внесена поправка на движение Земли вокруг Солнца и на гелиоцентрическую радиальную скорость звезды $RV = -1.3 \pm 0.3$ км/с [74]. Далее все наблюдения приводятся в системе отсчета связанной с RZ Psc. На Рис. 4.1 показаны профили линий Н α , CaII 8542 Å и NaI 5889 Å. Линии CaII и Н α ясно демонстрируют профиль обратный Р Суд, характерный для магнитосферной аккреции. На это также указывает протяженность красного абсорбционного компонена, который, в линии Н α , можно проследить до скорости 580 км/с, близкой к параболической скорости на поверхности звезды. В линиях дублета NaI отсутствует профиль обратный Р Суд, однако, четко видны узкие и смещенные в синюю сторону абсорбционные компоненты. Их также можно выделить и в линиях Ca II, за исключением компонента на скорости -110 км/с.

4.2 Модель магнитосферы

Для моделирования профиля H α предполагалось, что ось магнитного диполя совпадает с осью вращения звезды. В таком случае, в рамках используемой модели, как уже было сказано выше, профиль зависит от пяти свободных параметров помимо параметров звезды: темп аккреции \dot{M} , максимальная температура в магнитосфере $T_{\rm max}$, внутренней радиус магнитосферы $R_{\rm in}$, ширина магнитосферы W и угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения *i*. Параметры RZ Psc при моделировании принимались следующими: $R_{\star} = 1.2 \text{ R}_{\odot}$, $M_{\star} = 1.1 \text{ M}_{\odot}$ и $T_{\star} = 5350$ [69]. Скорость вращения звезды на экваторе $v_{\rm eq}$ принималась в согласии со значением $v_{\rm eq} \sin i = 12 \text{ км/с}$, определенным из наблюдений.

При расчете профиля в интеграле (2.45) в качестве излучения звезды брался ее фотосферный профиль с учетом вращения звезды

$$I_{\mathbf{v}}^{\star}(x,y) = I_{\mathbf{c}}^{\star} r_{\mathrm{phot}}(\mathbf{v} - \frac{v_{\mathrm{eq}} x \sin i}{c}), \qquad (4.1)$$

где $r_{\rm phot}$ — синтетический фотосферный профиль звезды, а $I_{\rm c}^{\star}$ — излучение звезды в континууме.

Параметр	Мин. значение	Шаг сетки	Макс. значение	Единицы измерения
$\log \dot{M}$	-11	0.2	-8.4	${ m M}_{\odot}/$ год
$T_{\rm max}$	7000	1000	15000	К
$R_{ m in}$	2	1	10	R_{\star}
W	1	0.2	4	R_{\star}
i	35	5	60	Градусы

Таблица 1 — Сетка параметров.

4.3 Определение параметров магнитосферы

Для определения значений параметров магнитосферы модели были рассчитаны для всех комбинаций параметров, указанных в Табл. 1. Всего таких комбинаций 108864, однако, комбинации со слишком большим внешним радиусом магнитосферы отбрасывались, так как на расстоянии больше радиуса коротации аккреция невозможна. Радиус коротации для RZ Psc можно оценить сверху как $R_{\rm cor} \leq 11 \text{ R}_{\star}$ из значения $v_{\rm eq} \sin i = 12 \text{ км/c}$, предполагая $i = 90^{\circ}$. Соответственно для комбинаций парамеров с $R_{\rm out} = R_{\rm in} + W > 11$ отбрасывались без расчетов, оставляя 86184 комбинации для расчета. Так как темп аккреции RZ Psc во время вспышки был оценен как малый ($5 \times 10^{-11} \text{ M}_{\odot}$ /год [69]), при расчетах нужно учитывать возможность адвективного переноса степени ионизации в магнитосфере, так как влияние этого эффекта на профили может быть сильным, о чем подробно рассказано в предыдущей главе.

Для каждого рассчитанного профиля считалась величина невязки δ , характеризующая близость модельного профиля к наблюдаемому,

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{N_{\rm freq}} \sum_{|v| \ge 30 \text{ km s}^{-1}}^{N_{\rm freq}} (r_{\rm mod}(\mathbf{v}) - r_{\rm obs}(\mathbf{v}))^2}, \tag{4.2}$$

где $r_{\rm mod} = I_{\rm mod}/I_c$ — модельный профиль, $r_{\rm obs} = I_{\rm obs}/I_c$ — наблюдаемый профиль и $N_{\rm freq}$ — количество точек частот, на которых рассчитывалось значение $r_{\rm mod}$. Модельные расчеты способны воспроизвести наблюдаемый профиль

с хорошей точностью, за исключением центральной области где $|v| = c|v - v_{\mathrm{H}\alpha}|/v_{\mathrm{H}\alpha} < 30$ км/с. В этой области наблюдения показывают избыточную эмиссию, которая не воспроизводится магнитосферной моделью. Аналогично другим работам [11; 41], она может быть интерпретирована как излучение активных областей в хромосфере звезды. Этот компонент также может возникать в месте взаимодействия аккрецирующего газа с поверхностью звезды [75; 76]. На RZ Psc наличие таких областей подтверждается её активностью в рентгеновском диапазоне [73]. Аналогично [11; 41] в модельный профиль вводится дополнительный компонент

$$r_{\mathbf{v}} = r_{\text{mod}} + A \exp\left(-\frac{c^2(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\text{H}\alpha})^2}{2\mathbf{v}_{\text{H}\alpha}^2 \Delta v^2}\right).$$
(4.3)

Его параметры $A, \Delta v$ определяются минимизацией невязки в центральной области $|v| = c |v - v_{\text{H}\alpha}| / v_{\text{H}\alpha} < 30 \text{ км/с}$. Эта область удалена из изначального расчета невязки (4.2) во избежании переподгонки.

На Рис. 4.2 показан пример модельного профиля, хорошо согласующегося с наблюдениями. Видно, что используемая модель — магнитосферный профиль вместе с центральным компонентом — позволяет получить хорошее согласие с наблюдениями практически на всём протяжении профиля Н α . Единственное значительное отклонение появляется на скоростях $v \approx -110$ км/с. Положение этой аномалии отмечено на Рис. 4.2. Интересно, что скорость v = -110 км/с имеет один из наблюдаемых в линиях резонансного дуплета натрия смещенных в синюю сторону абсорбционных компонентов, формирующихся в истекающем в результате эффекта пропеллера газе [71]. Вполне возможно, что разница между наблюдениями и моделью обусловлена наличием поглощения на тех же скоростях в линии Н α , связанного с тем же веществом.

Численные значения параметров магнитосферы получались через усреднение параметров всех моделей с достаточно низкими невязками $\delta < \sqrt{2} \delta_{\min}$, где δ_{\min} это минимальное значение невязки, достигаемое на сетке параметров



Рисунок 4.2 — Сравнение одного из модельных профилей Н α с наблюдаемым. Суммарный модельный профиль показан сплошной красной линией, наблюдаемый профиль — сплошной черной линией. Серым пунктиром показана разница между ними, на котором подписано наибольшее отклонение модельного профиля от наблюдаемого на $v \approx -110$ км/с. Оранжевой сплошной линией показан магнитосферный профиль без учета фотосферного профиля звезды $r_{\rm phot}$. Красным пунктиром показан центральный компонент. Параметры модели магнитосферы: $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-10}$ M_{\odot}/год, $T_{\rm max} = 9000$ K, $R_{\rm in} = 5$ R_{*}, W = 2 R_{*}, $i = 45^{\circ}$. Центральный компонент имеет параметры A = 0.12 и $\Delta v = 16$ км/с.

Расчет модели магнитосферы проводился с учетом адвективных эффектов.

(Табл. 1)

$$P = \frac{1}{N} \sum_{\delta < \sqrt{2}\delta_{\min}} P_{\text{mod}}.$$
(4.4)

Здесь P — получаемое значение одного из параметров магнитосферы, а $P_{\rm mod}$ — его значение для конкретной модели. Суммирование проводится по моделям, для которых $\delta < \sqrt{2}\delta_{\min}$. N — количество таких моделей.

Для оценки ошибки определения параметра рассчитывалось стандартное отклонение его значения среди моделей с $\delta < \sqrt{2}\delta_{\min}$: \sqrt{D} , где D — дисперсия,

$$D = \frac{1}{N} \sum_{\delta < \sqrt{2}\delta_{\min}} (P_{\text{mod}} - P)^2.$$
(4.5)

Выбор $\sqrt{2}\delta_{\min}$ в качестве пограничного значения δ обусловлен предположением о нормальности распределения отклонений наблюдений от модели. В таком случае δ_{\min} является стандартным отклонением распределения ошибок, а $\sqrt{2}\delta_{\min}$ является невязкой модели, отклоненной всюду на одно стандартное отклонение от модели с минимальной невязкой.

Важно отметить существенный недостаток такого подхода к определению значений параметров. Рассмотрим ситуацию, когда для всех возможных значений параметра на сетке найдется одна такая модель, для которой удовлетворяется условие $\delta < \sqrt{2}\delta_{\min}$. В качестве значения параметра мы получим среднее значение

$$P_{\rm mean} = \frac{P_{\rm max} + P_{\rm min}}{2},\tag{4.6}$$

где P_{\max} и P_{\min} — максимальное и минимальное значение параметра на сетке. Дисперсия в таком случае равна

$$D_{\text{grid}} = \sum_{i=0}^{n} \left(i \frac{\Delta P}{n} - \frac{\Delta P}{2} \right)^2 \xrightarrow[n \to \infty]{} \frac{(\Delta P)^2}{12}.$$
(4.7)

Здесь $\Delta P = P_{\text{max}} - P_{\text{min}}$, а $n = \Delta P/P_{\text{step}}$ — количество точек сетки минус один (за исключением одной крайней точки), где P_{step} — шаг сетки параметра. В таком случае ошибка $\sqrt{D_{\text{grid}}}$ оказывается существенно меньше ΔP , однако, в реальности, значение параметра не определено и зависит только от выбора сетки, а не от наблюдательных данных. Для выделения таких ситуаций рассчитывалось отношение $\sqrt{D_{\text{grid}}}/\sqrt{D}$. Если оно близко к единице, то параметр считается плохо определенным. Для магнитосфер звезд типа T Тельца такая ситуация часто возникает при определении температуры.

Для ограничения значений плохо определенных параметров используются наблюдения спектральных линий Na I (5890 Å) и Ca II (8542 Å). В спектре RZ Psc в профиле линии натрия отсутствуют какие-либо особенности, характерные для магнитосферы. Линия же ионизованного кальция показывает профиль, близкий к профилю линии $H\alpha$ — в ней четко просматривается широкий абсорбционный компонент на скоростях от \approx 50 до \approx 500 км/с (см. Рис. 4.1). Соответственно, можно сделать вывод, что магнитосфера прозрачна в линии натрия, и не прозрачна в линии кальция. С помощью пакета Cloudy [77] были рассчитаны коэффициенты поглощения в условиях рассчитанных моделей магнитосфер (см. Таб. 2). Эти коэффициенты затем использовались для расчета глубины профиля поглощения магнитосферы на скорости 200 км/с, которая соответствует глубокой части абсорбционного компонента профилей линий $H\alpha$ и Ca II (8542 Å). После этого из расчетов значений параметров были отброшены модели, для которых значение профиля в этой точке было меньше $0.9I_c$ для линии NaI (5890 Å) или больше $0.9I_c$ для линии Ca II (8542 Å).

Для демонстрации влияния учета адвекции степени ионизации в магнитосфере на получаемые результаты для каждой комбинации параметров расчеты проводились в двух вариантах: в стационарном приближении и с учетом адвективных эффектов. Рис. 4.3 демонстрирует зависимость невязки δ от темпа аккреции \dot{M} и максимальной температуры $T_{\rm max}$ в стационарном приближении. На нем цветом показано минимальное значение невязки при фиксированных значениях темпа аккреции и максимальной температуры при свободных остальных параметрах (углу наклона, внутреннему радиусу и ширине магнитосферы). На Рис. 4.4 показано то же самое, но с учетом адвективного переноса степени ионизации. Минимальное значение невязки $\delta_{\rm min}$ составляет около 0.017 для

		CaII (8542 Å)			NaI (5890 Å)		
Т, К	$n_{\rm H}, { m cm}^{-3}$	10^{9}	10^{10}	10^{11}	10^{9}	10^{10}	10^{11}
	6000	8.180	199.9	1580	0.06561	2.227	244.3
	7000	7.352	185.6	1916	0.06238	12.93	693.2
	8000	7.364	221.5	2167	0.1293	22.87	415.5
	9000	8.058	234.7	2215	0.3041	13.05	191.6
	10000	9.255	202.3	1844	0.3077	6.238	86.33
	11000	9.543	141.3	1094	0.2059	3.161	42.50
	12000	8.393	87.52	526.8	0.1257	1.724	22.87
	13000	6.489	51.84	252.6	0.06573	1.013	13.17
	14000	4.454	30.89	126.9	0.4993	0.6298	8.070
	15000	2.886	18.68	65.49	0.03341	0.4118	5.196

Таблица 2 — Коэффициент поглощения в линии Са II (8542 Å) и линии NaI (5890 Å) в $1/\Gamma_{\rm M}$.

обоих моделей, что означает, что для репродукции наблюдаемого профиля адвективные эффекты не важны. Однако, хорошо заметно, что при маленьких температурах для объяснения наблюдаемого профиля в стационарном случае необходимы значительно меньшие темпы аккреции. Это согласуется с теоретическими результатами, описанными в Главе 3. Это явление позволяет нам, при учете адвективных эффектов, отбросить маленькие температуры, используя линии NaI и CaII, с помощью описанного выше критерия (см. Рис. 4.3 и 4.4).

Полученные после описанной выше процедуры усреднения параметры магнитосферы приведены в Таблице 3. В четвертой колонке выписано значение отношения $\sqrt{D_{\rm grid}}/\sqrt{D}$, близость к единице которого означает сильную неопределенность в значении параметра. Соответственно, темп аккреции, угол наклона и внутренний радиус магнитосферы определяются уверенно. Самым хорошо определенным параметром является угол наклона, с относительной ошибкой меньше 10%. Максимальная температура магнитосферы остается не определена, для этого параметра отношение $\sqrt{D_{\rm grid}}/\sqrt{D}$ очень близко к единице. Однако, из Рис. 4.4 видно, что температура ограничена снизу: $T_{\rm max} > 8000$



Рисунок 4.3 — Минимальное значение невязки δ при фиксированных темпе аккреции (ось ординат) и максимальной температуре (ось абсцисс). Остальные параметры свободные. Значение δ показано цветом. Расчеты проводились в стационарном приближении, без учета адвекции степени ионизации. Область, где $\delta < \sqrt{2}\delta_{\min}$ и абсорбция в линиях CaII и NaI удовлетворяет выбранному критерию (см. текст), обведена сплошной красной границей. Область, где $\delta < \sqrt{2}\delta_{\min}$, но этот критерий не удовлетворен, обведена красной пунктирной границей.

К. Ширина магнитосферы также определена не точно. Она также ограничивается снизу при помощи линий NaI и CaII. Но для этого параметра существует физическое ограничение сверху, так как внешний радиус магнитосферы $R_{\rm out} =$ $R_{\rm in} + W$ не может быть больше радиуса коротации $R_{\rm co}$. Как уже было сказано выше, $R_{\rm co} \leq 11 R_{\star}$, а следовательно $W \leq 11 R_{\star} - R_{\rm in} \leq 5.5 R_{\star}$, если принять, согласно Taб. 3, $R_{\rm in} = 5.5 R_{\star}$. Более точная оценка радиуса коротации $R_{\rm co} \approx 8-9R_{\star}$, данная в работе [71], дает предельное значение W близкое к определенному из моделирования.



Рисунок 4.4 — Минимальное значение невязки δ при фиксированных темпе аккреции (ось ординат) и максимальной температуре (ось абсцисс). Остальные параметры свободные. Значение δ показано цветом. Расчеты проводились с учетом адвекции степени ионизации. Область, где $\delta < \sqrt{2}\delta_{\min}$ и абсорбция в линиях CaII и NaI удовлетворяет выбранному критерию (см. текст), обведена сплошной красной границей. Область, где $\delta < \sqrt{2}\delta_{\min}$, но этот критерий не удовлетворен, обведена красной пунктирной границей.

Таблица 3 —	Полученные	параметры	магнитосферы	RZ Psc.
1	•/	1 1	1 1	

Параметр	Значение	Ошибка	$\sqrt{D_{\rm grid}}/\sqrt{D}$	Единицы измерения
$\log \dot{M}$	-10.1	± 0.3	3.0	${ m M}_{\odot}/$ год
$T_{ m max}$	12500	± 2100	1.4	К
$R_{ m in}$	5.5	± 0.9	3.0	R_{\star}
W	3.0	± 0.6	1.9	R_{\star}
i	43	± 3	3.8	Градусы

4.4 Выводы и обсуждение результатов главы 4

Моделирование профиля линии $H\alpha$ дает значение темпа аккреции на RZ Рsc $(\dot{M} \approx 7 \times 10^{-11} M_{\odot})/$ год $(\log \dot{M} = -10.1 \pm 0.3)$. Это значение получено в момент вспышки аккреционной активности (дата получения спектра — 16 ноября 2013 года), и, исходя из полученного результата, темп аккреции увеличился как минимум на порядок: в спокойном состоянии он был оценен в $\dot{M}\leqslant 7 imes 10^{-12}~{
m M}_{\odot}/$ год. Это говорит о том, что процесс аккреции на звезды типа Т Тельца на поздней стадии их эволюции (практически перед их выходом на главную последовательность) очень нестабилен. Однако, даже во время вспышки темп аккреции остается существенно меньше типичных для этих звезд значений в 10^{-8} – 10^{-7} M_☉/год. Такая небольшая величина может являться одной из причин сохранения у RZ Psc протопланетного диска вопреки её значительному для звезды типа Т Тельца возрасту в приблизительно 20 млн. лет. Помочь сохранить диск и поддержать настолько слабый темп аккреции мог чрезвычайно экономичный режим взаимодействия с веществом диска, в котором существует эта звезда в спокойном состоянии. В нём магнитное поле звезды постоянно отбрасывает поступающий на неё газ, однако, с недостаточной интенсивностью — скорость газа не достигает параболической, т.е., он, со временем, возвращается обратно в диск. Это объясняет как наличие в спектре RZ Psc признаков истечения вещества: смещенных в синюю сторону абсорбционных компонентов в линиях натрия и кальция, так и отсутствие заметных признаков аккреции в спокойном состоянии. Такой режим получил название слабого магнитного пропеллера [78].

Помимо темпа аккреции моделирование профиля линии Н α позволило получить оценку радиуса магнитосферы, что дает возможность оценить величину магнитного поля. Используя соотношение (1.1) и подставив $R_{\rm in} = R_{\rm T}$, получим

$$B_{\rm dip} = \left(\frac{R_{\rm in}}{7.1 \ \rm R_{\star}}\right)^{7/4} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-8} \ \rm M_{\odot}/yr}\right)^{1/2} \left(\frac{M_{\star}}{0.5 \ \rm M_{\odot}}\right)^{1/4} \left(\frac{R_{\star}}{2 \ \rm R_{\odot}}\right)^{-5/4} \ \rm kGs. \quad (4.8)$$

Подставляя значения темпа аккреции и внутреннего радиуса из Таблицы 3, получим значение магнитного поля

$$B_{\rm dip} = \left(\frac{5.5}{7.1}\right)^{7/4} \left(\frac{10^{-10.1}}{10^{-8}}\right)^{1/2} \left(\frac{1.1}{0.5}\right)^{1/4} \left(\frac{1.2}{2}\right)^{-5/4} \approx 0.13 \pm 0.08 \text{ kGs}.$$

Отметим, что это значительно меньше типичного для звезд типа T Тельца значения магнитного поля ($B \approx 1$ kGs). Скорее всего это обусловлено возрастом RZ Psc.

Из Таблицы 3 внешний радиус магнитосферы $R_{\rm out} = R_{\rm in} + W \approx 8.5 \pm 1.5 R_{\star}$. Как уже отмечалось выше это значение близко к радиусу коротации RZ Psc, равному приблизительно 8-9 R_{\star} . Таким образом внешние слои магнитосферы могут отбрасывать часть вещества диска, что позволяет объяснить одновременного наличия в спектре звезды признаков истечения в виде смещенных в синюю сторону узких абсорбционных компонент и аккреции (см. Рис. 4.1). В спокойном состоянии в спектре звезды отсутствуют заметные признаки аккреции. Если взять за темп аккреции его оценку в спокойном состоянии $\dot{M} \leq 7 \times 10^{-12} \, {\rm M}_{\odot}/$ год, а за магнитное поля взять полученную выше оценку в 0.1 кГс, то радиус магнитосферы из уравнения (1.1) увеличится до $\approx 10 R_{\star}$. Это значение больше радиуса коротации, а значит, что аккреция не может про-исходить, что объясняет отсутствие признаков аккреции в спектре звезды в спокойном состоянии.

Оценка магнитного поля, проведенная выше, получена из величины поля на большом расстоянии от звезды, и, поэтому, скорее всего, является оценкой его дипольной составляющей. К тому же применяемая здесь модель магнитосферы предполагает чисто дипольное магнитное поле. В последнее время появилось много наблюдательных данных, говорящих в пользу возможной более сложной конфигурации магнитных полей на поверхности звезд типа Т Тельца, особенно у WTTS (звезд типа T Тельца со слабыми эмиссионными линиями), которые часто старше CTTS (классических звезд типа T Тельца) [40; 79—84]. Для проверки полученной оценки магнитного поля была подана (и принята комиссией КТБТ) заявка на измерение магнитного поля RZ Psc на БТА. Ещё одним хорошо определяемым из моделирования профиля линии параметром является угол наклона магнитосферы к лучу зрения. Звезда RZ Psc принадлежит к типу переменных звезд UX Ori, переменность которых, по доминирующей теории, объясняется малым наклоном плоскости диска (или большим наклоном его нормали) к лучу зрения. Типичным значением угла между нормалью к плоскости диска и лучом зрения является $\approx 70^{\circ}$ [85—88]. Если мы считаем, что наклон оси магнитосферы к оси вращения звезды мал, то значение $i = 43 \pm 3^{\circ}$ говорит о том, что диск RZ Psc наклонен к лучу зрения сильнее, чем у типичных представителей типа UX Ori. Это может быть причиной низкой фотометрической активности RZ Psc.

Глава 5. Роль аккреционных пятен в фотометрической активности звезд типа UX Ori.

Общепринятым в настоящее время в физике молодых звезд механизмом переменности звезд типа UX Ori является переменная околозвездная экстинкция [89], вызванная веществом слабо наклоненного к наблюдателю околозвездного диска. Такой механизм с легкостью объясняет характерные для звезд этого типа особенности:

- рост степени поляризации с падением блеска звезды,
- отсутствие минимумов глубже 2–3 звездных величин в видимом диапазоне,
- уменьшение показателя цвета *B V* в глубоких минимумах.

Все они так или иначе связаны с наличием вклада рассеянного света звезды на окружающем её протопланетном диске в общий блеск системы. Чтобы понять, как именно возникают эти особенности, достаточно рассмотреть простую модель. В упрощенном случае можно считать, что рассеянный свет диска не изменяется в процессе затмения звезды. Такое приближение оправданно, если тень, отбрасываемая затмевающей звезду областью на диск не велика по сравнению с его размерами. В таком случае при уменьшении блеска звезды вклад рассеянного света будет расти. Так как этот свет поляризован, при наклоне околозвездного диска к картинной плоскости, увеличение его вклада в общий блеск системы приводит к росту поляризации [12]. Последующие наблюдения подтвердили этот эффект [2].

Поведение показателя цвета тоже легко объясняется [89]: пока вклад рассеянного света не является значимым, цвет системы ожидаемо смещается в красную сторону из-за селективности поглощения пылью. Однако, в глубоких минимумах, когда звезда практически полностью закрыта, рассеянный свет становится доминирующим компонентом, имеющим цвет синее, чем звезда, с чем связано смещение цвета в синюю сторону. При этом, если звезда окажется полностью закрыта от наблюдателя блеск системы будет полностью состоять из излучения диска, чем объясняется наличие ограничения на глубину минимумов: типичный вклад рассеянного излучения составляет приблизительно 10% в ярком состоянии звезды, что и соответствует разнице в 2–3 звездных величины.

Стоит отметить, что переменность звезд типа UX Ori сложно объяснить другими типичными механизмами переменности молодых звезд: холодными и горячими пятнами на поверхности. Холодные магнитные пятна должны приводить к корреляции между блеском и фотосферным спектром звезды. Однако, для звезд типа UX Ori таких корреляций не наблюдается (см., например, [90] для звезды RY Lup). Помимо этого известно, что у звезд типа T Тельца, показывающих переменность связанную с холодными пятнами, существует четкая корреляция блеска звезды и эквивалентной ширины линий TiO. У звезд UX Ori подобная корреляция не наблюдается [91]. Горячие же пятна не в состоянии объяснить поведение показателя цвета в глубоких минимумах [1].

Случай больших размеров тени закрывающей звезду области был подробно рассмотрен в работах [92; 93], в которых было получено хорошее согласие с наблюдениями звезд UX Ori во время продолжительных (т.е. вызванных масштабными структурами в диске) затмений.

В простейшем случае можно рассматривать звезду как точечный источник. Такое приближение верно для звезд Ae/Be Хербига, светимости которых значительно больше светимости Солнца [94—96]. Для таких звезд пылевой диск не подходит ближе приблизительно 0.5 а.е., так как на меньших расстояниях пыль сублимирует. Флуктуации плотности в этой области, являющиеся одними из потенциальных агентов затмений звезд типа UX Ori, могут достигать в размерах величин порядка 10 радиусов Солнца [97], что оправдывает применение приближения точечного источника для звезды. В случае более холодных молодых звезд типа T Тельца, демонстрирующих переменность типа UX Ori, такое приближение становится слишком грубым. В последнее время с появлением наблюдательных данных, полученных с помощью космических телескопов, стали выделять так называемые «дипперсы», показывающие переменность типа UX Ori, но с небольшой амплитудой и продолжительностью затмений [98—101]. Для таких звезд внутренняя граница пылевого диска находится на расстоянии, сравнимом с характерным размером магнитосферы звезды. Характерные размеры затмевающих звезду флуктуаций также уменьшаются. В таком случае уже нельзя считать звезду точечным источником. Необходимо также учитывать возможную неоднородную структуру затмевающего звезду пылевого экрана. В связи с этим стоит упомянуть недавние исследования [102; 103] по возможности накапливания пыли в основании магнитосферы из-за положительного радиального градиента давления газа в этой области. При небольших углах наклона плоскости протопланетного диска к лучу зрения такая пыль вполне может вызывать затмения звезды.

Помимо этого для звезд типа Т Тельца закрывать звезду от наблюдателя может также и пыль, увлекаемая из диска дисковым ветром. Это обстоятельство, а также близость радиуса сублимации пыли к звезде обеспечивают меньшую чувствительность механизма затмений к углу наклона диска к лучу зрения.

Кроме того, в отличии от звезд типа Ae/Be Xepбига, на звездах типа Т Тельца могут присутствовать холодные (магнитные) и горячие (аккреционные, образованные падающим на звезду газом) пятна. Горячие пятна могут вносить значительный вклад в блеск звезды в синей области оптического спектра. Это означает, что при отказе от приближении точечного источника, они могут оказывать влияние на изменение цвета звезды непосредственно в процессе затмения.

В разделе 5.1 на примере простых моделей рассматриваются возможные изменения показателей цвета таких звезд в процессе затмения с учетом наличия на поверхности звезды горячего аккреционного пятна.

Раздел 5.2 настоящей главы посвящены интересному поведению показателя цвета *B* – *V* звезды RY Lup, являющейся звездой типа T Тельца показывающей переменность типа UX Ori, во время глубокого минимума [104].

64

Звезда резко, за время порядка получаса, изменяла свой цвет на величину порядка нескольких десятых звездной величины как в красную, так и в синюю сторону. При этом часто после изменения наблюдался возврат к начальному, наблюдавшемуся до скачка, значению. Подобная переменность также наблюдалась у звезды АА Таu [105]. Предлагается модель, способная воспроизводить подобные изменения. При этом важным достоинством разработанной модели является небольшое количество свободных параметров, что позволяет определять их из наблюдаемой переменности.

5.1 Влияние горячего пятна на треки звезды на диаграммах цвет величина

Как было отмечено во Введении к этой главе, при моделировании фотометрической переменности звезд типа UX Ori необходимо учитывать наличие на звезде горячих аккреционных пятен. Такой учет раньше не выполнялся, так как большинство этих звезд принадлежит к типу Ae/Be Xepбига, т. е. это горячие звезды спектральных классов A и поздних B. На этих звездах, даже при высоких темпах аккреции, горячие пятна не выделяются на фоне фотосферы в видимой области спектра. В отличии от этих звезд, на звездах типа T Тельца, имеющих более низкую температуру, горячие пятна фотометрически хорошо выделяются в видимом диапазоне [17] и даже заметно вуалируют фотосферные спектры (особенно в УФ области) (см., например, [9]). Заметим, что в статьях [A4; A7], положенных в основу данной главы, влияние горячих пятен на фотометрическую переменность холодных звезд типа UX Ori было рассмотрено впервые.

Приближенная схема затмения показана на Рис. 5.1. Звезду на нем закрывает возмущение, возникшее в верхних слоях пылевого диска. Плоскость экватора звезды совпадает с плоскостью диска. Магнитосфера, образующаяся



Рисунок 5.1 — Схематическая картина затмения.

в процессе аккреции вещества диска на звезду, показана пунктирными линиями. Она считается прозрачной в континууме, т.е. не участвует в процессе затмения звезды. В основании магнитосферы возникают горячие аккреционные пятна, выделенные на рисунке темными областями.

5.1.1 Модель затмения

В основе применяемой модели затмений звезд типа UX Ori лежит предположение о том, что рассеянный свет в процессе затмения не изменяется. Тогда энергию, излучаемую в направлении наблюдателя, можно записать как

$$E(\lambda) = \int_{r \leqslant R_{\star}} I^{\text{star}}(\lambda, \mathbf{r}) e^{-\tau(\lambda, \mathbf{r})} \mathbf{dr} + s_{\lambda} E_{\lambda}^{\star}, \qquad (5.1)$$

где R_{\star} — радиус звезды, **r** — радиус вектор точки на картинной плоскости с началом координат в центре диска звезды, $I^{\rm star}(\lambda, \mathbf{r})$ — интенсивность излучения поверхности звезды, τ — оптическая толщина,

$$E_{\lambda}^{\star} = \int_{\substack{r \leq R_{\star}}} I^{\text{star}}(\lambda, \mathbf{r}) \mathbf{dr}$$
(5.2)

это полное излучение звезды, а s_{λ} — доля рассеянного света в излучении. Значение коэффициента s_{λ} взято пропорциональным аналогичному из работы [106]. Пропорциональность в данном случае введена для того, чтобы можно было контролировать общий вклад рассеянного света в излучение звезды. Отметим, что спектр рассеянного света зависит от многих факторов, в том числе, например, от геометрических характеристик диска. Однако, в данной модели используется близкая к реальной приближенная зависимость s_{λ} от длины волны, так как её задачей является изучение влияния на фотометрическую переменность наличия на поверхности звезды горячего аккреционного пятна, а не точное моделирование спектра рассеянного света.

Излучение звезды в произвольной фотометрической полосе в направлении наблюдателя можно приближенно записать как

$$E_F = E(\lambda_F) \Delta \lambda_F, \tag{5.3}$$

где λ_F — эффективная длина волны полосы, а $\Delta\lambda_F$ — её ширина. Тогда

$$E_F = \int_{\substack{r \leq R_\star}} I_F^{\star}(\mathbf{r}) e^{-\tau_F(\mathbf{r})} \mathbf{dr} + s_F E_F^{\star}.$$
(5.4)

Здесь индекс F означает ограничение величины на фотометрическую полосу. Соответственно,

$$I_F^{\star}(\mathbf{r}) = I^{\star}(\lambda_F, \mathbf{r}) \Delta \lambda_F \tag{5.5}$$

И

$$E_F^{\star} = \int_{\substack{r \leqslant R_{\star}}} I_F^{\text{star}}(\mathbf{r}) \mathbf{dr}.$$
 (5.6)

Тогда, изменение звездной величины в произвольной полосе F

$$\Delta F = -2.5 \log \frac{E_F}{E_F^* (1+s_F)}.$$
(5.7)

Излучение звезды в расчетах принималось чернотельным, имеющим температуру фотосферы T_{\star} вне горячего пятна и температуру $T_{\rm spot}$ на нем. Температура горячего пятна согласно предположению, что вся кинетическая энергия падающего газа высвечивается в виде чернотельного излучения пятна. Тогда, согласно Главе 1,

$$T_{\rm spot}^4 = \frac{L_{\rm acc}}{4\pi R_\star^2 \sigma(\cos\theta_2 - \cos\theta_1)},\tag{5.8}$$

где

$$L_{\rm acc} = \frac{\dot{M} v_{\rm esc}^2}{2} \left(1 - \frac{R_{\star}}{2} \frac{(R_{\rm in} + R_{\rm out})}{R_{\rm in} R_{\rm out}} \right).$$
(5.9)

Форма горячего пятна на поверхности звезды рассчитывалась в рамках классической модели осесимметричной магнитосферы (см. Главу 2). В таком случае оно будет иметь форму двух широтных полос, симметрично расположенных относительно экватора в «умеренных» широтах. Используя введенные ранее обозначения ($R_{\rm in}$ — внутренний радиус магнитосферы, W — ширина магнитосферы), можно найти полярные углы θ_1 , θ_2 , между которыми находится пятно в северном полушарии

$$\theta_1 = \arcsin\sqrt{\frac{R_\star}{R_{\rm in}}}, \ \theta_2 = \arcsin\sqrt{\frac{R_\star}{R_{\rm in}+W}}.$$
(5.10)

Эти выражения получены из уравнения линии дипольного поля в полярных координатах

$$r = r\cos^2\theta$$

. Соответственно, пятна находятся между полярными углами $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$ и $-\theta_2 \leq \theta \leq -\theta_1$. Соответственно, если принять в картинной плоскости такую декартову систему координат, в которой ось абсцисс перпендикулярна оси вращения звезды, то, точка x, y будет принадлежать пятну если

$$\cos \theta_1 \leqslant |y \sin i + \sqrt{R_\star - x^2 - y^2} \cos i| \leqslant \cos \theta_2.$$
(5.11)

Здесь *i* угол наклона оси вращения звезды и оси магнитосферы к лучу зрения. Пятно для которого $y \sin i + \sqrt{R_{\star} - x^2 - y^2} \cos i > 0$ далее называется северным, а для которого $y \sin i + \sqrt{R_{\star} - x^2 - y^2} \cos i < 0$ — южным.

Для расчета трека затмения была принята условная модель, в которой затмение прогрессирует через надвижение на звезду пылевого экрана, имеющего нормальный профиль, на звезду (см. Рис. 5.2). Оптическая толщина экрана в полосе V в таком случае принимается равной

$$\tau_V(\mathbf{r}) = \begin{cases} \tau_0 e^{-(\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}/h)^2}, \, \mathbf{r} \cdot \mathbf{n} \ge d \\ \tau_0, \, \mathbf{r} \cdot \mathbf{n} < d \end{cases} , \qquad (5.12)$$

где h — высота неоднородности экрана, \mathbf{r} — радиус вектор точки в экране на картинной плоскости, \mathbf{n} — направление движения экрана на картинной плоскости и d — параметр, задающий положение экрана относительно звезды $d\mathbf{n}$. В



Рисунок 5.2 — Модельный вид затмения звезды экраном с h = 1 в картиной плоскости. Пунктирными линиями показаны границы аккреционного пятна на поверхности звезды. Угол наклона оси вращения звезды $i = 80^{\circ}$. При данном значении i наблюдателю должны быть видны как северное аккреционное пятно (показанное на рисунке), так и южное. Однако, южное в данном случае уже закрыто плотными частями пылевого экрана. Стрелкой показано направление

движения экрана \mathbf{n} , в данном случае совпадающее с осью ординат y.

большинстве обсуждаемых здесь моделях предполагалось, что направление **n** сонаправленно с осью ординат *y*, в свою очередь совпадающей с проекцией оси вращения звезды (и осью магнитосферы) на картинную плоскость.

Для расчета оптической толщины в других полосах использовался закон поглощения $1/\lambda$, при этом пренебрегалось изменением поглощения внутри полосы. Тогда, если обозначить произвольную полосу как F, оптическая толщина в ней задается как

$$\tau_F = \tau_V \frac{\lambda_V}{\lambda_F}.$$
(5.13)

Перед тем, как переходить к результатам расчетов полезно рассмотреть поведение модели при экстремальных значениях параметра высоты неоднородности экрана h. Например, при $h \gg R_{\star}$ мы можем считать звезду точечным источником, и, особенности распределения интенсивности излучения по поверхности звезды перестают играть какую-либо существенную роль в поведении системы на диаграмме цвет-величина. Тогда мы получаем типичную для моделирования UX Ori, относящихся к типу Ae/Be Хербига, ситуацию, где уравнение (5.4) принимает вид

$$E_F = E_F^{\star} \left(e^{-\tau_F} + s_F \right). \tag{5.14}$$

В таком случае отсутствует какая-либо зависимость движения звезды на диаграмме цвет-величина от наличия пятна на поверхности звезды, за исключением влияния пятна на величину E_F^* . Трек затмения на диаграмме цвет-величина $\Delta(B-V)$ - ΔV в таком случае представляет собой гладкую кривую, соединяющую начало координат с точками $\Delta V = 2.5 \lg \frac{1+s_V}{s_V}$, $\Delta(B-V) = -2.5 \lg \frac{s_B(1+s_B)}{s_V(1+s_V)}$. В начале затмения будет наблюдаться покраснение звезды, а когда оптическая толщина вырастет, цвет начнет смещаться в синюю сторону, что является типичным поведением для звезд типа UX Ori.

Соответственно, при увеличении значения высоты однородности экрана h роль наличия на поверхности звезды горячего пятна уменьшается, и при $h \gg R_{\star}$ оно практически не оказывает эффекта на поведение звезды на диаграмме цвет-величина. В противоположенном случае, при $h \ll R_{\star}$, его влияние, наоборот, очень значительно. Для демонстрации этого рассмотри упрощенный случай, в котором $\tau_0 \gg 1$. В таком случае экран можно представить как непрозрачную ширму с четкой границей, т.е. будет отсутствовать эффект селективного поглощения света. Для понимания характера движения звезды на диаграмме $\Delta(B - V)/\Delta V$ в этом случае полезно рассмотреть вариант с наклоном оси вращения звезды к лучу зрения $i = 90^{\circ}$, так как в таком случае границы горячих пятен на картинной плоскости являются прямыми линиями, параллельными оси абсцисс, и, соответственно, границе экрана. Тогда затмение можно разделить на пять этапов (см. Рис. 5.3). В начале будет закрываться часть звезды, лежащая южнее южного горячего пятна. Затем экран начнет закрывать южное пятно. После этого снова будет закрываться фотосфера звезды, затем



Рисунок 5.3 — Ход затмения при $h \ll R_{\star}$. Параметры звезды: $M_{\star} = 0.5 \,\mathrm{M}_{\odot}$, $R_{\star} = 2 \,\mathrm{R}_{\odot}$, $T_{\star} = 4000 \,\mathrm{K}$. Параметры магнитосферы: $R_{\mathrm{in}} = 2 \,R_{\star}$, $W = 1 \,R_{\star}$, $\dot{M} = 10^{-7} \,\mathrm{M}_{\odot}$ /год.

северное пятно и северная полярная область. В конце концов будет закрыта вся звезда и наблюдатель будет видеть только рассеянный свет. Так, как фотосфера холоднее пятна, на первом, третьем и пятом этапе показатель цвета B - Vуменьшается. Наоборот, на втором и четвертом этапе он растёт. Соответственно, на диаграмме цвет-величина траектория звезды будет кусочно гладкой. Это хорошо видно на Рис. 5.3. Из этого предельного случая четко ясно, что горячее пятно влияет на поведение показателя цвета во время затмения из-за того, что во время затмения пятно и звезда закрываются не одновременно.

Сокращение	$R_{\rm in}, R_{\star}$	W, R_{\star}	$\dot{M}, \dot{M}/$ год
1a	2	1	10^{-8}
$1\mathrm{b}$	2	1	10^{-7}
2a	4	2	10^{-8}
2b	4	2	10^{-7}

Таблица 4 — Принятые сокращения комбинаций параметров магнитосферы, для которых проводились расчеты треков на диаграммах цвет-величина.

5.1.2 Результаты

Расчеты проводились для следующих параметров звезды: $M_{\star} = 1 \,\mathrm{M}_{\odot}$, $R_{\star} = 2 \,\mathrm{R}_{\odot}$, $T_{\star} = 3500 \,\mathrm{K}$. Рассматривались две геометрии магнитосферы и два темпа аккреции. Принятые сокращения для различных комбинаций параметров магнитосферы указаны в Таблице 4. Для каждой из моделей с помощью уравнения (5.7) были рассчитаны звездные величины в полосах U, B, V, I.

Результаты расчетов для модели 1а показаны на рис. 5.4. Угол наклона *i* был принят равным 80°. В таком случае плоскость диска наклонена под углом 10 градусов к лучу зрения. Цифры на линиях соответствуют значениям h/R_{\star} . Темп аккреции для этой модели мал, и, как следствие, температура горячего пятна не сильно отличается от температуры фотосферы звезды. Соответственно, на треках затмения на диаграммах цвет-величина не заметно каких-либо особенностей, связанных с горячим пятном. Однако, если увеличить размер магнитосферы (модель 2а), то, во первых, увеличится аккреционная светимость $L_{\rm acc}$, а во вторых уменьшится разность ($\cos \theta_2 - \cos \theta_1$) (см. уравнение 5.8), что приведет к росту температуры пятна. В результате, даже при таком же темпе аккреции $10^{-8} M_{\odot}$ /год для в расчетах для модели 2а уже видно существенное влияние горячих пятен на треки затмения (Рис. 5.5).

Так как закон экстинкции не меняется, различие между треками модели 1а обусловлены исключительно разными значениями высоты однородности экрана h. При $h \gg R_{\star}$ наблюдается типичная для звезд типа UX Ori карти-


Рисунок 5.4 — Диаграммы цвет-величина при параметрах модели 1а. Различные линии соответствуют разным значениям h/R_{\star} , подписанным на графиках. Угол наклона $i = 80^{\circ}$.



Рисунок 5.5 — Диаграммы цвет-величина при параметрах модели 2а. Различные линии соответствуют разным значениям h/R_{\star} , подписанным на графиках. Угол наклона $i = 80^{\circ}$.

на — изначальное увеличение показателей цвета, связанное с селективностью поглощения пыли, сменяется его уменьшением, связанным с ростом вклада рассеянного света. При маленьких значениях $h \ll R_{\star}$ фаза начального покраснения отсутствует, так как экран в данном случае является практически непрозрачной ширмой, планомерно закрывающей звезду во всех фильтрах.

При увеличении темпа аккреции в 10 раз (модель 1b) температура горячего пятна значительно возрастает и пятно начинает значительно влиять на треки затмений (см. Рис. 5.6). Ожидаемо, вклад пятна растет с уменьшением высоты однородности *h*. При малых значениях вид трека становится схожим с



Рисунок 5.6 — Диаграммы цвет-величина при параметрах модели 1b. Различные линии соответствуют разным значениям h/R_{\star} , подписанным на графиках. Угол наклона $i = 80^{\circ}$.

предельным случаем $h \ll R_{\star}$ (см. Рис. 5.3). Существенное качественное отличие заключается в отсутствии начальной стадии уменьшения показателя цвета, связанной с экранированием южной полярной области звезды. Её отсутствие обусловлено углом отличием угла наклона $i = 80^{\circ}$ от 90° , так как южное пятно в этом случае лежит практически на южной границе диска звезды. Можно так же заметить, что уже при $h > 3R_{\star}$ треки становятся схожими с треками модели 1а, где горячее пятно практически отсутствует. Как уже говорилось выше, это связано с возможностью заменой звезды на точечный источник при $h \gg R_{\star}$ без существенной потери точности.

Здесь стоит сказать, что влияние горячего пятна на фотометрические характеристики звезды во время затмений зависит от относительного вклада его излучения в излучение звезды. Поэтому увеличить его вклад в поведение звезды на треках на диаграммах цвет-величина можно не только увеличивая его температуру, но и уменьшая температуру фотосферы звезды. Расчеты показали, что при температуре фотосферы $T_{\star} = 3000$ К горячее пятно начинает оказывать заметное влияние на треки уже при $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}$ (при $R_{\rm in} = 4R_{\star}$ и $W = 2R_{\star}$).

Треки затмения на диаграмме цвет-величина для модели 2b, в которой размеры магнитосферы в два раза больше, чем в модели 1b, представлены на Рис. 5.7. На них влияние горячего пятна более заметно, хотя темп аккреции



Рисунок 5.7 — Диаграммы цвет-величина при параметрах модели 2b. Различные линии соответствуют разным значениям h/R_{\star} , подписанным на графиках. Угол наклона $i = 80^{\circ}$.

в обоих моделях составляет 10⁻⁷M_☉/год. Это связано с уже упомянутой выше связи аккреционной светимости с размерами магнитосферы и уменьшением площади аккреционного пятна на звезде.



Рисунок 5.8 — Диаграммы «цвет–величина» в Модели 1b при горизонтальном транзите экрана. (см. текст)

Стоит напомнить, что во всех расчетах выше направление движения экрана совпадало с осью y. В таком случае, при $i = 90^{\circ}$, аккреционные пятна будут расположены поперек этого направления (см. Рис. 5.3). В случае значений угла $i \approx 70^{\circ}$, характерных для звезд типа UX Ori, пятно всё равно, в основном, протяжено поперек направления оси ординат. Очевидно, что при движении экрана в этом направлении влияние пятна максимально. Интересно, однако, рассмотреть и противоположенный случай, когда экран двигается вдоль оси абсцисс. Расчеты для этого случая при параметрах магнитосферы 1b представлены на Рис. 5.8. Видно, что при такой ориентации экрана влияние горячего пятна значительно меньше: треки на диаграмме цвет-величина не сильно отличаются от модели 1а. Это связано с тем, что в таком случае закрытие звезды и пятно происходят практически одновременно.

5.1.3 Обсуждение результатов раздела 5.1

По результатам расчетов, аккреционное пятно способно значительно влиять на поведение звезды на диаграмме цвет-величина уже при темпе аккреции около 10^{-8} M_☉/год при температуре фотосферы 3500K. При более низких температурах фотосферы присутствие горячего пятна становится заметным уже при темпах аккреции около 10^{-9} M_☉/год. Типичное значение темпа аккреции для звезд типа T Тельца составляет $10^{-8} - 10^{-7}$ M_☉/год, поэтому подобные эффекты могут наблюдаться у холодных звезд типа UX Ori. Ещё одним важным фактором является высота однородности экрана h — для заметности влияния горячего пятна она должна быть меньше или приблизительно равна радиусу звезды. Стоит отметить, что и в отсутствии заметного горячего пятна этот фактор оказывает значительное влияние на цветовые треки: уменьшение h снижает продолжительность и амплитуду начального этапа затмения, на котором показатель цвета B - V увеличивается.

Однако, важно отметить, что форма аккреционных пятен на поверхности звезды может существенно отличаться от рассмотренной выше. Основная причина для этого — возможность наклона оси магнитного диполя к оси вращения звезды [105; 107]. В таком случае магнитосфера теряет свою осевую симметрию, что приводит к появлению периодической переменности вклада аккреционного пятна в излучение системы из-за вращения звезды. Помимо этого сам процесс аккреции может быть нестабильным. Это приводит к переменности аккреционной светимости горячего пятна. Таким образом, поведение фотометрических показателей системы может значительно осложниться из-за наложения этих факторов на перменность типа UX Ori.

Из результатов расчетов видно, что наличие горячего пятна приводит к смещению показателя цвета в синюю сторону вне глубоких минимумов, так как фотосфера звезды может затмеваться раньше более голубых горячих пятен. Именно такое поведение наблюдается на диаграммах цвет-величина звезды AA Tau [55; 105; 108].



Рисунок 5.9 — Диаграмма цвет–величина для V695 Рег по данным [109] с наложенными на нее модельными треками с различными значениями параметра h равным от левого трека к правому 0.1, 0.5, 1.0, 4, 10. Темп аккреции принимался равным $5 \cdot 10^{-9} M_{\odot}$ в год, внутренний и внешний радиусы магнитосферы — $3.5 R_*$ и $4 R_*$ соответственно. Угол наклона составил 50°

Схожая ситуация наблюдается и у звезды V695 Per. Её диаграмма цветвеличина (R - I)–I, основанная на наблюдениях из работы [109] показана на Рис. 5.9. На нее также наложены модельные треки затмений. Видно, что значительный разброс по показателю цвета при одинаковой яркости можно объяснить влиянием горячего пятна.

Обе эти звезды принадлежат к звездам типа AA Tau, переменность которых, считается, вызвана изгибанием внутренней области диска магнитосферой звезды, наклоненной к оси вращения. Из-за небольших светимостей этих звезд в этот изгиб может проникать пыль и вызывать квазипериодические затмения [55]. Так как эта область находится на расстоянии 5-10 радиусов звезды от ее центра, в ней может возникать сильный градиент плотности пыли, т.е. затмения будут схожи с расчетами при малых значениях *h*.

5.2 Быстрые скачки на диаграмме цвет-величина. Случай RY Lup

Необычная переменность звезды RY Lup была описана в работе [104]. В наблюдениях, ранее описанных в работе [110], была замечена быстрая переменность показателя цвета B - V амплитудой в несколько десятых звездных величин на временах порядка нескольких десятков минут. При этом, после его резкого изменения нередко наблюдался возврат показателя цвета к приблизительно изначальному значению. Диаграмма цвет величина для ночей, в которые наблюдалось подобное поведение, представлена на Рис. 5.10.

В работе [A7], полученные в которой результаты лежат в основе этого раздела, было предположено, что подобная переменность — резкий скачок показателя цвета с дальнейшим возвратом к начальной точке — вызвана быстрыми прохождениями по звезде компактных неоднородностей распределения пыли в затмевающем звезду экране. При однородном распределении яркости звезды по её поверхности подобные прохождения не должны вызывать значительные изменения в блеске и показателе цвета звезды. Но, при наличии на звезде болеее яркой и горячей области — аккреционного пятна — эффект может быть значителен, как показали расчеты, приведенные ниже. При похождении небольшого



Рисунок 5.10 — Диаграмма цвет-величина, построенная по наблюдениям [110]. Взята из работы [104]. Наблюдления в течении одной ночи соединены линиями и подписаны буквами. Цифры на графике указывают порядок проведения наблюдений. Между последовательными наблюдениями проходило около 10-30 минут.

сгущения пыли по горячей области стоит ожидать смещения показателя цвета в красную область с небольшим уменьшением блеска, а при прохождении небольшой области "просветления— уменьшение показателя цвета с небольшим увеличением блеска. Именно так выглядят скачки на диаграмме цвет величина на Рис. 5.10.

Полезно произвести некоторые предварительные оценки. Если обозначить характерный размер пятна $d_{\rm sp}$, а характерный размер неоднородности — d, то скорость прохождения неоднородности по пятну можно оценить, как

$$v = \frac{d + d_{\rm sp}}{t}.$$

Здесь t — время прохождения. Из наблюдений [110] следует, что $t \approx 1$ час. Приняв $d = d_{\rm sp} = 0.1 R_{\star}$, получим

$$v \approx 90 \text{ km/s}.$$

Такое значение близко к характерным скоростям движения вещества в окрестности звезд типа Т Тельца. Например, для типичной звезды этого типа, оно соответствует кеплеровской скорости на расстоянии около 10 её радиусов (≈ 0.1 a.e.).

5.2.1 Детальная модель прохождения

Для моделирования прохождения неоднородности выражение оптической толщины (5.12) модифицировалось следующим образом:

$$\tau(x,y) = \tau_s(x,y) + (\tau_a - \tau_s(x,y)) \exp\left(-\frac{(x-x_a)^2}{a_x^2} - \frac{(y-y_s-y_a)^2}{a_y^2}\right).$$
 (5.15)

Здесь x_a и y_a задают координаты неоднородности относительно экрана на картинной плоскости, a_x и a_y — её размеры вдоль каждой из осей, а τ_a это оптическая толщина в её центре. При этом считалось, что затмение происходит в направлении оси ординат, заданной таким же образом, как и в предыдущем разделе. Таким образом y_s задает положение экрана на картинной плоскости. Форма горячего пятна и его температура также рассчитывались используя те же соотношения.

Предполагалось, что неоднородность может двигаться относительно экрана с произвольной скоростью и в произвольном направлении, а следовательно, можно записать

$$x_a = x_0 + v_x(y_s - y_{s0}),$$

$$y_a = (y_0 - y_{s0}) + v_y(y_s - y_{s0}),$$
(5.16)

где v_x и v_y — компоненты скорости движения неоднородности относительно экрана. В уравнениях движения неоднородности вместо времени используется ордината экрана y_s относительно некоторого значения y_{s0} . Это сделано для того, чтобы можно было проще регулировать момент прохождения неоднородности по звезде относительно прогресса затмения. Тогда, когда координата экрана $y_s = y_{s0} x_a = x_0$, а $y_a = y_0 - y_{s0}$. В таком случае величины x_0, y_0 являются координатами неоднородности относительно центра звезды в момент затмения $y_s = y_{s0}$.

Последняя модификация модели затмения, описанной в предыдущем разделе, состоит в приведению закона экстинкции к наблюдаемому при затмениях RY Lup. Cooтветственно, оптическая толщина в различных фильтрах рассчитывалась с помощью приведенного в работе [104] закона экстинкции, полученного из наблюдаемого наклона на диаграммах цвет-величина вблизи максимума блеска звезды.

На Рис. 5.12 показана диаграмма цвет-величина, полученная используя следующие параметры неоднородности и экрана: $h = 1 R_{\star}, \tau_0 = 10, \tau_a = 0, a_x = 0.3 R_{\star}, a_y = 0.06 R_{\star}, v_x = 2, v_y = 1, x_0 = 0 R_{\star}, y_0 = 0.8 R_{\star}, y_{s0} = -5 R_{\star}$.

Параметры горячего пятна рассчитывались, используя следующие параметры магнитосферы: $\dot{M} = 10^{-7} \text{ M}_{\odot}/\text{год}, R_{\text{in}} = 4 R_{\star}, R_{\text{out}} = 6 R_{\star}, i = 80^{\circ}.$

Параметры звезды принимались равными параметрам RY Lup: радиус 2.2 R_{\odot}, масса 1.5 M_{\odot} , температура 5300 K.

На Рис. 5.11 показана оптическая толщина экрана вместе с наложенной на него неоднородностью.

Как видно из Рис. 5.12 подобные прохождения вызывают схожее с наблюдениями поведение звезды на диаграмме цвет-величина. Однако, представленная выше модель, не смотря на большое количество допущений, имеет большое количество независимых параметров, что делает затруднительным её применение для анализа наблюдательных данных. Поэтому в работе [A7], на которой основан этот раздел, была представлена значительно упрощенная модель, которая приводится ниже.



Рисунок 5.11 — Оптическая толщина экрана (в полосе V) во время пика скачка на диаграмме (B - V)/V (см. Рис. 5.12). Пунктиром показан диск звезды и границы области горячего пятна.



Рисунок 5.12 — Демонстрационный расчет прохождения просветления в пылевом экране по горячему пятну на поверхности звезды во время затмения. Пунктиром показан модельный трек затмения в отсутствии просветления.

5.2.2 Простая модель неоднородности

Одной из особенностью рассматриваемой здесь переменности RY Lup является частый возврат звезды на диаграмме цвет-величина в приблизительно ту же точку после скачка показателя цвета. Это является одной из причин считать, что эти скачки вызваны какими-то неоднородностями в затмевающем экране. Также это позволяет предположить, что затмевающий экран, за исключением проходящей по звезде неоднородности, остается практически неизменным во время скачка.

Оценим амплитуду скачка в произвольной фотометрической полосе F в предположении, для простоты, что экран однороден на масштабе диска звезды. Тогда полный блеск системы в отсутствии неоднородности записывается как (5.14)

$$E_F^0 = E_F^{\star}(e^{-\tau_F} + s_F). \tag{5.17}$$

Разобьем излучение звезды E_F^{\star} на компоненты связанные с горячим пятном и фотосферой E^{spot} и E^{phot} :

$$E_F^{\star} = \Omega_{\star} (f I_F^{\text{spot}} + (1 - f) I_F^{\text{phot}})$$
(5.18)

Здесь f это филлинг фактор пятна — доля диска звезды, занимаемая пятном, Ω_{\star} — телесный угол звезды на небесной сфере, а $I_F^{\rm spot}$ и $I_F^{\rm star}$ — интенсивности излучения пятна и фотосферы. Как и в предыдущем разделе, излучение горячего пятна и фотосферы считается чернотельным. Здесь, однако, мы не задаем напрямую форму пятна, а лишь фиксируем его площадь на диске звезды и считаем его температуру $T_{\rm spot}$ свободным параметром.

С другой стороны мы можем записать

$$E_F^0 = E_F^* (1+s_F) 10^{-0.4\Delta F_0} = E_F^* (1+s_F) \varepsilon_F, \qquad (5.19)$$

где ΔF_0 — изменение звездной величины в выбранной полосе относительно яркого состояния. Для сокращения записи здесь вводится обозначение $\varepsilon_F = 10^{-0.4\Delta F}$. Приведенные выше соотношения позволяют нам рассчитать оптическую толщину экрана

$$e^{-\tau_F} = \varepsilon_F (1+s_F) - s_F = \varepsilon_F - s_F (1-\varepsilon_F).$$
(5.20)

Рассмотрим теперь прохождение неоднородности по диску звезды. Предположим, также, для простоты, что внутри области неоднородности на картинной плоскости она имеет одинаковую оптическую толщину $\tilde{\tau}_F$ в рассматриваемой полосе F. Обозначим как f_S долю диска звезды, занимаемую неоднородностью. Тогда блеск звезды в момент нахождения неоднородности на диске звезды можно записать как

$$E_F = E_F^0 + f_S \Omega_{\star} (f_a I_F^{\text{spot}} + (1 - f_a) I_F^{\text{spot}}) (e^{-\tilde{\tau}_F} - e^{-\tau_F}), \qquad (5.21)$$

где f_a — доля неоднородности, которая закрывает пятно. Таким образом мы рассматриваем возможность нецентрального прохождения неоднородности по пятну. Тогда, введя обозначение

$$\tilde{E} = \Omega_{\star} (f_a I_F^{\text{spot}} + (1 - f_a) I_F^{\text{phot}}), \qquad (5.22)$$

получим, используя (5.21) и (5.19)

$$E_F = E_F^0 + f_S \tilde{E}_F (e^{-\tilde{\tau}_F} - e^{-\tau_F}) = E_F^0 + f_S E_F^0 \frac{\tilde{E}_F}{E_F^\star} \left(\frac{e^{-\tilde{\tau}_F}}{\varepsilon_F (1 + s_F)} - \frac{\varepsilon_F (1 + s_F) - s_F}{\varepsilon_F (1 + s_F)} \right).$$
(5.23)

Соответственно, амплитуда скачка в звездных величинах

$$\Delta F = 2.5 \lg \frac{E_F}{E_F^0} = 2.5 \lg \left(1 + f_S \frac{\tilde{E}_F}{E_F^\star} \left(\frac{e^{-\tilde{\tau}_F}}{\varepsilon_F (1+s_F)} - \frac{\varepsilon_F (1+s_F) - s_F}{\varepsilon_F (1+s_F)} \right) \right) = 2.5 \lg \left(1 + f_S \frac{f_a I_F^{\text{spot}} + (1-f_a) I_F^{\text{phot}}}{f_F (1-f_a) I_F^{\text{phot}}} \left(\frac{e^{-\tilde{\tau}_F}}{\varepsilon_F (1+s_F)} - \frac{\varepsilon_F (1+s_F) - s_F}{\varepsilon_F (1+s_F)} \right) \right).$$
(5.24)

Приведенные выше соотношения выводились в рамках приближения однородного на на картинной плоскости экрана. Однако, как отмечалось в предыдущих разделах, это приближении плохо подходит для моделирования затмений холодных звезд типа Т Тельца. Поэтому необходимо учесть возможную неоднородность экрана на масштабе диска звезды. Сделать это без значительного усложнения модели модели можно если ввести величину $\langle \tau_F \rangle$ аналогично соотношению (5.20)

$$e^{-\langle \tau_F \rangle} = \varepsilon_F (1+s_F) - s_F = \varepsilon_F - s_F (1-\varepsilon_F).$$
(5.25)

Эта величина является усредненной по диску звезды оптической толщиной экрана. Если теперь мы предположим, что на масштабах размеров неоднородности экран можно считать однородным, то можно ввести величину

$$\sigma = \frac{\tau_F}{\langle \tau_F \rangle},\tag{5.26}$$

где τ_F — оптическая толщина экрана в окрестности неоднородности. Тогда

$$e^{\tau_F} = e^{-\sigma < \tau_F >} = (\varepsilon_F (1 + s_F) - s_F)^{\sigma}$$
(5.27)

И

$$\Delta F = 2.5 \lg \left(1 + f_S \frac{f_a I_F^{\text{spot}} + (1 - f_a) I_F^{\text{phot}}}{f I_F^{\text{spot}} + (1 - f) I_F^{\text{phot}}} \left(\frac{e^{-\tilde{\tau}_F}}{\varepsilon_F (1 + s_F)} - \frac{(\varepsilon_F (1 + s_F) - s_F)^{\sigma}}{\varepsilon_F (1 + s_F)} \right) \right)$$
(5.28)

Величина σ не зависит от выбора полосы *F*, так как является характеристикой распределения пыли в экране и положения в нём неоднородности.



Рисунок 5.13 — Вид экрана с неоднородностью в рамках простой модели при $\tilde{\tau}_F = 0$. Показаны параметры $f - \phi$ иллинг фактор пятна, $f_a -$ доля неоднородности, находящаяся над пятном, $f_S -$ отношение площади неоднородности к площади звезды.

Выражение (5.28) связывает амплитуду скачка с характеристиками пятна и неоднородностями, обладая при этом небольшим количеством свободных параметров. Далее приводятся результаты анализа наблюдений, представленных в работах [104] и [110].

1	//	\ 1	/	
Ночь	V_0	$B_0 - V_0$	ΔV	$\Delta(B-V)$
А	12.2	1.25	0.15	0.25
\mathbf{C}	12.55	1.1	-0.1	-0.25
D	12.8	1.4	0	-0.55

Таблица 5 — Фотометрические характеристики скачков на диаграмме цвет-величина в ночи A (25 апреля 1986), C (27 апреля) и D (28 апреля)

5.2.3 Результаты

Быстрая переменность у RY Lup наблюдалась на диаграмме цвет-величина (B - V)/V, поэтому мы будем рассматривать скачки только в двух этих фотометрических полосах. В уравнение (5.28) для амплитуды скачков в полосах B и V входят величины s_B и s_V , характеризующие вклад рассеянного света в блеск звезды. Мы предполагаем, что этот вклад остается примерно постоянным. Тогда эти величины можно оценить из блеска звезды в самых глубоких минимумах, как

$$\log s_F = 0.4(F_{\min} - F_0) + \log(1 + s_F) \approx 0.4(F_{\min} - F_0),$$

где $F_{\rm min}$ — минимальный наблюдавшийся блеск звезды в рассматриваемой фотометрической полосе, а F_0 — максимальный. В работах [90; 111] приводятся диаграммы цвет-величина за большой период наблюдений. Из них следует $s_B \approx s_V \approx 0.07$.

Три скачка из описанных в работе [104] подходят для анализа с помощью представленной здесь модели: скачок в ночь А (25 апреля 1986), С (27 апреля) и D (28 апреля). Скачок в ночь Е не рассматривается, так как в нем не наблюдается возврат в начальную точку, что противоречит предположениям модели. Из наблюдений можно определить параметры этих скачков, приводящиеся в Таблице 5: блеск в начале скачка V_0 , $B_0 - V_0$ и амплитуду скачка ΔV , $\Delta (B-V)$. Для сокращения количества свободных параметров при моделировании скачков рассматривались лишь экстремальные значения оптических

Параметр	Минимальное значение	Шаг	Максимальное значение
$T_{ m sp}$	5000 K	$500 \mathrm{K}$	15000 K
$\log f$	-2.5	0.05	0
$\log f_S$	-2.5	0.05	0
$\log f_a$	-2.5	0.05	0
$\log \sigma$	-1	0.1	1

Таблица 6 — Комбинации параметров неоднородности.

толщин неоднородности: $\tilde{\tau}_V = \tilde{\tau}_B = \infty$ для скачка A и $\tilde{\tau}_V = \tilde{\tau}_B = 0$. Тогда выражение (5.28) записывается как

$$\Delta F = 2.5 \lg \left(1 - f_S \frac{f_a I_F^{\text{spot}} + (1 - f_a) I_F^{\text{phot}}}{f I_F^{\text{spot}} + (1 - f) I_F^{\text{phot}}} \frac{(\varepsilon_F (1 + s_F) - s_F)^{\sigma}}{\varepsilon_F (1 + s_F)} \right).$$
(5.29)

при $ilde{ au}_F$ = ∞ и

$$\Delta F = 2.5 \lg \left(1 + f_S \frac{f_a I_F^{\text{spot}} + (1 - f_a) I_F^{\text{phot}}}{f I_F^{\text{spot}} + (1 - f) I_F^{\text{phot}}} \left(\frac{1 - (\varepsilon_F (1 + s_F) - s_F)^{\sigma}}{\varepsilon_F (1 + s_F)} \right) \right)$$
(5.30)

при $\tilde{\tau}_F = 0.$

Для каждого из скачков с помощью описанной выше модели рассчитывались модельные значения амплитуды $\Delta V_{\rm mod}$ и $\Delta (B - V)_{\rm mod}$ для сетки параметров, представленной в Таблице 6. Для каждой модели рассчитывалась невязка

$$\delta = \sqrt{\left(\frac{\Delta V_{\text{mod}} - \Delta V}{\delta V}\right)^2 + \left(\frac{\Delta (B - V)_{\text{mod}} - \Delta (B - V)}{\delta (B - V)}\right)^2}.$$
(5.31)

Невязка нормирована на ошибки δV и $\delta(B - V)$ определения ΔV и $\Delta(B - V)$ δV и $\delta(B - V)$ из наблюдений. Таким образом для моделей, значения амплитуд скачка которых лежит внутри погрешностей наблюдений, невязка $\delta < 1$. Ошибки наблюдений оцениваются в работе [104] в полосах фотометрической системы Джонсона как $\approx 0.05^m$ для $V > 11^m$. Предпологая, что в полосах B и V ошибки одинаковы, получим $\delta V \approx \sqrt{2} \cdot 0.05$ и $\delta(B - V) \approx 0.1$.

Результаты расчетов для скачка А представлены на Рис. 5.14. На нем цветом показано количество моделей, попадающих на диаграмме цвет-величина



Рисунок 5.14 — Возможные изменения положения звезды на диаграмме цвет величина при значениях параметров неоднородности, указанных в таблице 1 для условий скачка А. Наблюдаемое изменение отмечено точкой.

для амплитуды скачка ($\Delta(B-V)/\Delta V$) в ячейку со стороной 0.05 по обеим осям. Наблюдаемое значения амплитуд скачка из Таблицы 5 показано точкой. Также изображены ошибки наблюдений. Видно, что модель способна адекватно воспроизвести этот скачок. На Рис. 5.15 показаны значения невязки в зависимости от параметров. Хорошее согласие с наблюдениями достигается при параметрах горячего пятна $f \leq 0.01$ и $T_{\rm sp} \geq 8000$ К.

Аналогичный Рис. 5.14 график для скачка С представлен на Рис. 5.16. В данном случае модель не удается так хорошо воспроизвести наблюдаемый скачок, но всё таки некоторые модели попадают внутрь погрешности наблюдений. Значения невязок δ < 1 достигаются приблизительно при тех же параметрах, что и для скачка A.

На Рис. 5.16 показано тоже самое, что и на Рис. 5.14, но для скачка С. Наблюдаемые значения ΔV и $\Delta (B - V)$ на Рис. 5.16 не попадают в область



Рисунок 5.15 — Поведение минимального значения невязки δ для скачка A при двух фиксированных параметрах в зависимости от их значений для четырех пар параметров. Величина δ показана цветом. Модели со значениями δ < 1 лежат в пределах ошибок наблюдений.

значений, получаемых из расчетов, однако, от отклонение невелико и покрывается ошибками наблюдений. Минимальная невязка для скачка С больше, чем для скачка А, но, значения $\delta < 1$ достигаются на сетке моделей при приблизительно тех же параметрах пятна.

В отличие от скачков A и C скачок D не удается воспроизвести. Это связано с тем, что наблюдаемый блеск в полосе *B* перед скачком слабее принятого излучения рассеянного света. Это может быть связано с тем, что этот скачок был вызван какими-то другими процессами. Но, также стоит отметить, что во время этого скачка звезда была очень слаба, что могло увеличить ошибки измерения блеска.

90



Рисунок 5.16 — Возможные изменения положения звезды на диаграмме цвет величина при значениях параметров неоднородности, указанных в таблице 1 для условий скачка С. Наблюдаемое изменение отмечено точкой.

5.2.4 Обсуждение результатов раздела 5.2

Как показывают результаты моделирования, неоднородное распределение пыли в затмевающем звезду экране является многообещающим объяснением быстрого перемещения звезды по диаграмме цвет-величина. Рассмотренная здесь модель позволяет воспроизвести как резкие покраснения звезды, так и ее поголубения. При этом, получаемые из анализа наблюдений параметры горячего пятна хорошо согласуются между скачками А и С.

Важно отметить что рассмотренная здесь модель является сильно упрощенной и позволяет объяснять только скачки определенного вида: с возвратом к начальному значению. Схожие процессы, такие как прохождение крупных неоднородностей, прохождение сразу нескольких неоднородностей различных

91

оптических толщин или существенное изменение характеристик экрана, могут вызывать и более сложное поведение звезды на диаграмме цвет величина. В предыдущем разделе, основанном на работе [A4], было показано, что при наличии на звезде достаточно контрастного горячего пятна положение звезды на диаграмме цвет-величина сильно зависит от распределения пыли на картинной плоскости. Соответственно, изменения этого распределения могут приводить к передвижениям звезды по диаграмме в рамках рассчитанных значений.

Достоинством рассмотренного механизма переменности является его способность объяснить быстроту изменения показателя цвета. В работе [104] изменения порядка десятых долей звездных величин происходили на временах порядка часа. Такую быструю переменность трудно объяснить другими механизмами, присущими звездам типа Т Тельца: холодными и горячими пятнами на поверхности. Холодные пятна достаточно стабильны, так как кривые блеска, связанные с ними, имеют четко выраженный период порядка нескольких суток величиной — период вращения звезды. Таким образом они не могут быть причиной подобной скачкообразной переменности. Что касается горячих пятен, то в работе [45] было показано, что переменность горячего пятна на временных масштабах меньше времени свободного падения газа (≈ 1 сутки) в магнитосфере затруднительна. В работе [46] также было показано, что при больших наклонах околозвездного диска к картинной плоскости, характерных для UX Ori, переменность, связанная с горячим пятном, носит преимущественно периодический характер. Отметим также, что существование быстрой переменности также подтверждается наблюдениями телескопа TESS (the Transiting Exoplanet Survey Satellite). Кривая блеска, полученная с помощью этого инструмента, показана на Рис. 5.17.

Предположения существования небольших неоднородностей в распределении затмевающей звезду пыли уже высказывались другими авторами. В работе [105] быстрая скачкообразная переменность показателя цвета наблюдалась у звезды АА Таu. В работе [112] с помощью моделирования профилей фотосферных линий восстанавливалась форма затмевающего экрана для звезды CQ Tau,



года.

которая является звездой типа T Тельца и UX Ori, так же как и RY Lup. По результатам расчетов, в экране присутствуют неоднородности масштабом 0.2 радиуса звезды. Это согласуется с приведенными выше результатами для RY Lup, так как для неоднородности такого размера параметр f_S можно оценить как $f_S \approx 0.2^2 = 0.04$, что близко к значениям на Рис. 5.15 $f_S \approx 0.01$.

5.3 Выводы главы 5

Влияние горячих пятен на затмения звезд типа UX Ori, относящихся к типу Т Тельца, является малоизученным явлением. При этом, согласно результатам настоящей главы, оно может быть весьма значительным. В первом разделе показано, что горячее пятно приводит к появлению значительного разброса по показателю цвета положений звезды на диаграмме цвет-величина во время затмений.

Второй раздел посвящен возможности быстрой переменности подобных звезд при наличии в затмевающем экране небольших по размеру неоднородностей в распределении пыли. Показано, что это позволяет объяснить наблюдавшиеся у RY Lup и подробно описанные в работе [104] резкие изменения показателя цвета.

Отметим, что из приведенных выше результатов следует, что переменность типа UX Ori вместе с наличием на поверхности горячего пятна дает возможность диагностировать как распределение пыли в непосредственной окрестности молодой звезды, так и характеристики горячего пятна. Поэтому дальнейшее изучение этого явления является чрезвычайно полезным для понимания процессов аккреции и эволюции протопланетных дисков. Для этого необходимо проводить точную и частую мультиполосную фотометрию холодных звезд типа UX Ori (таких как CQ Tau и RY Lup).

Заключение

Перечислим основные результаты работы:

- На основе уже устоявшихся методов разработана модель эмиссионных спектров магнитосфер молодых звезд. Она успешно воспроизводит наблюдаемые водородные спектры молодых звезд и позволяет исследовать на их основе процессы взаимодействия аккреционных дисков с магнитным полем звезды. В перспективе планируется добавление других элементов (атомов и ионов) для диагностики состояния плазмы в магнитосфере.
- 2. С помощью этой модели проведены расчеты профилей водородных линий для моделей аккреции с наклоненным магнитным диполем (случай звезд типа AA Tau).
- Впервые выполнены расчеты интенсивностей и профилей водородных линий с учетом эффектов нестационарности процесса рекомбинации при движении газа в магнитосфере звезды.
- Проведено моделирование профиля линии Hα, наблюдавшейся в спектре звезды типа UX Ori RZ Psc во время вспышки её аккреционной активности в 2013 году. Из полученного темпа аккреции и других параметров магнитосферы сделана оценка магнитного поля звезды (0.1 кГс).
- 5. В рамках магнитосферной модели аккреции исследовано влияние горячих аккреционных пятен на показатели цвета во время минимумов блеска холодных звезд типа UX Ori. Впервые дано объяснение быстрым изменениям показателей цвета звезды типа T Тельца RY Lup, наблюдавшимся во время глубоких ослаблений блеска.

Диссертация выполнена при поддержке Министерства Науки и Образования РФ (грант № 075-15-2020-780). Автор выражает благодарность и признательность своему научному руководителю Гринину В. П. за научное руководство, помощь, поддержку и обсуждение результатов. Также автор благодарит соавторов его статей Тамбовцеву Л. В., Барсунову О. Ю., Ермолаеву Т. А., Катышеву Н. А. и Потравнова И. С. за совместную научную работу и обсуждение полученных результатов.

Список литературы

- Catalogue of UBVRI Photometry of T Tauri Stars and Analysis of the Causes of Their Variability / W. Herbst [et al.] // The Astronomical Journal. — 1994. — Vol. 108. — P. 1906—1923.
- The Investigations of 'zodiacal Light' of Isolated AE-Herbig Stars with Non-Periodic Algol-type Minima / V. P. Grinin [et al.] // Astrophysics and Space Science. — 1991. — Vol. 186, no. 2. — P. 283—298.
- Joy, A. H. T Tauri Variable Stars. / A. H. Joy // The Astrophysical Journal. — 1945. — Vol. 102. — P. 168.
- Амбарцумян, В. А. Эволюция звезд и астрофизика / В. А. Амбарцумян. Ереван : Издательство Академии наук Армянской ССР, 1947. — 36 с.
- Henyey, L. G. The Early Phases of Stellar Evolution / L. G. Henyey, R. Lelevier, R. D. Levée // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 1955. — Vol. 67. — P. 154.
- Herbig, G. H. Radial Velocities and Spectral Types of T Tauri Stars / G. H. Herbig // The Astrophysical Journal. — 1977. — Vol. 214. — P. 747—758.
- Magazzu, A. Lithium Abundances in Classical and Weak T Tauri Stars /
 A. Magazzu, R. Rebolo, I. V. Pavlenko // The Astrophysical Journal. —
 1992. Vol. 392. P. 159—171.
- Bertout, C. T Tauri Stars Wild as Dust / C. Bertout // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 1989. — Vol. 27. — P. 351—395.
- Петров, П. П. Звезды типа Т Тельца / П. П. Петров // Астрофизика. 2003. — Т. 46. — С. 611—643.
- A Census of the Low Accretors. I. The Catalog / T. Thanathibodee [et al.] // The Astronomical Journal. — 2022. — Vol. 163. — P. 74.

- A Census of the Low Accretors. II. Accretion Properties / T. Thanathibodee
 [et al.] // The Astrophysical Journal. 2023. Vol. 944. P. 90.
- Гринин, В. П. О природе голубого излучения наблюдаемого в глубоких минимумах неправильных переменных звезд / В. П. Гринин // Письма в Астрономический Журнал. — 1988. — Т. 14. — С. 65—69.
- Hartmann, L. Magnetospheric Accretion Models for T Tauri Stars. 1: Balmer Line Profiles Without Rotation / L. Hartmann, R. Hewett, N. Calvet // The Astrophysical Journal. — 1994. — Vol. 426. — P. 669—687.
- Muzerolle, J. Emission-Line Diagnostics of T Tauri Magnetospheric Accretion.
 II. Improved Model Tests and Insights into Accretion Physics / J. Muzerolle, N. Calvet, L. Hartmann // The Astrophysical Journal. 2001. Vol. 550. P. 944—961.
- Hydrogen Emission from Accretion and Outflow in T Tauri Stars / T. J. G. Wilson [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2022. — Vol. 514, no. 2. — P. 2162—2180.
- Cram, L. E. Atmospheres of T Tauri Stars The Photosphere and Low Chromosphere / L. E. Cram // The Astrophysical Journal. — 1979. — Vol. 234. — P. 949—957.
- Гринин, В. П. Физические условия в излучающих областях и механизмы активности звезд типа Т Тельца / В. П. Гринин // Астрофизика. — 1980. — Т. 16. — С. 147—155.
- Cohen, M. Observational Studies of Pre-Main-Sequence Evolution. / M. Cohen, L. V. Kuhi // The Astrophysical Journal Supplement Series. 1979. Vol. 41. P. 743—843.
- Schneider, P. C. The UV Perspective of Low-Mass Star Formation / P. C. Schneider, H. M. Günther, K. France // Galaxies. — 2020. — Vol. 8. — P. 27.

- Lynden-Bell, D. The Evolution of Viscous Discs and the Origin of the Nebular Variables. / D. Lynden-Bell, J. E. Pringle // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1974. — Vol. 168. — P. 603—637.
- 21. Bertout, C. Accretion Disks around T Tauri Stars / C. Bertout, G. Basri,
 J. Bouvier // The Astrophysical Journal. 1988. Vol. 330. —
 P. 350—373.
- Koenigl, A. Disk Accretion onto Magnetic T Tauri Stars / A. Koenigl // The Astrophysical Journal Letters. — 1991. — Vol. 370. — P. L39—L43.
- Basri, G. Limits on the Magnetic Flux of Pre-Main-Sequence Stars / G. Basri,
 G. W. Marcy, J. A. Valenti // The Astrophysical Journal. 1992. —
 Vol. 390. P. 622—633.
- 24. Hartmann, L. Accretion onto Pre-Main-Sequence Stars / L. Hartmann,
 G. Herczeg, N. Calvet // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. —
 2016. Vol. 54. P. 135—180.
- 25. Magnetospheric Accretion in Classical T Tauri Stars / J. Bouvier [et al.] // Protostars and Planets V / ed. by B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil. — Tucson: University of Arizona Press, 2007. — P. 479—494.
- Long, M. Locking of the Rotation of Disk-Accreting Magnetized Stars / M. Long, M. M. Romanova, R. V. E. Lovelace // The Astrophysical Journal. — 2005. — Vol. 634. — P. 1214—1222.
- Valenti, J. A. T Tauri Stars in Blue / J. A. Valenti, G. Basri, C. M. Johns // The Astronomical Journal. — 1993. — Vol. 106. — P. 2024.
- Lamzin, S. A. On the Structure of the Accretion Shock Wave in the Case of Young Stars / S. A. Lamzin // Astronomy and Astrophysics. — 1995. — Vol. 295. — P. L20—L22.
- Calvet, N. The Structure and Emission of the Accretion Shock in T Tauri Stars / N. Calvet, E. Gullbring // The Astrophysical Journal. — 1998. — Vol. 509. — P. 802—818.

- 30. Evidence for Accretion: High-Resolution X-Ray Spectroscopy of the Classical T Tauri Star TW Hydrae / J. H. Kastner [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2002. — Vol. 567. — P. 434—440.
- Mestel, L. A Note on Equatorial Acceleration in a Magnetic Star / L. Mestel // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 1961. — Vol. 122. — P. 473.
- 32. Ghosh, P. Accretion by Rotating Magnetic Neutron Stars. I. Flow of Matter inside the Magnetosphere and Its Implications for Spin-up and Spin-down of the Star. / P. Ghosh, F. K. Lamb // ApJ. — 1977. — Vol. 217. — P. 578—596.
- Hartmann, L. Momentum and Energy Deposition in Late-Type Stellar Atmospheres and Winds. / L. Hartmann, K. B. MacGregor // The Astrophysical Journal. — 1980. — Vol. 242. — P. 260—282.
- 34. Hartmann, L. Wave-Driven Winds from Cool Stars. II Models for T Tauri Stars / L. Hartmann, E. Avrett, S. Edwards // The Astrophysical Journal. — 1982. — Vol. 261. — P. 279—292.
- Martin, S. C. The Thermal Structure of Magnetic Accretion Funnels in Young Stellar Objects / S. C. Martin // The Astrophysical Journal. — 1996. — Vol. 470. — P. 537.
- Muzerolle, J. Magnetospheric Accretion Models for the Hydrogen Emission Lines of T Tauri Stars / J. Muzerolle, N. Calvet, L. Hartmann // The Astrophysical Journal. — 1998. — Vol. 492. — P. 743—753.
- 37. Modeling the Hα Line Emission around Classical T Tauri Stars Using Magnetospheric Accretion and Disk Wind Models / G. H. R. A. Lima [et al.] // Astronomy and Astrophysics. 2010. Vol. 522. A104.
- Kurosawa, R. On the Formation of Hα Line Emission around Classical T Tauri Stars / R. Kurosawa, T. J. Harries, N. H. Symington // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2006. — Vol. 370. — P. 580—596.

- Magnetospheric Accretion and Spin-down of the Prototypical Classical T Tauri Star AA Tau / J.-F. Donati [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2010. — Vol. 409. — P. 1347—1361.
- 40. The Large-Scale Magnetic Field and Poleward Mass Accretion of the Classical T Tauri Star TW Hya / J.-F. Donati [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2011. — Vol. 417. — P. 472—487.
- Variable Accretion onto Protoplanet Host Star PDS 70 / T. Thanathibodee [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2020. — Vol. 892. — P. 81.
- The Dynamic, Chimeric Inner Disk of PDS 70 / E. Gaidos [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2024. — Vol. 966. — P. 167.
- 43. Adams, F. C. Magnetically Controlled Accretion Flows onto Young Stellar Objects / F. C. Adams, S. G. Gregory // The Astrophysical Journal. — 2012. — Vol. 744. — P. 55.
- 44. Magnetospheric Accretion on the T Tauri Star BP Tauri / J.-F. Donati [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2008. Vol. 386. P. 1234—1251.
- 45. Time-Dependent Models of Magnetospheric Accretion onto Young Stars /
 C. E. Robinson [et al.] // The Astrophysical Journal. 2017. Vol. 838. —
 P. 100.
- 46. Robinson, C. E. Synthetic Light Curves of Accretion Variability in T Tauri Stars / C. E. Robinson, C. C. Espaillat, J. E. Owen // The Astrophysical Journal. — 2021. — Vol. 908. — P. 16.
- 47. Magnetospheric Accretion as a Source of Hα Emission from Protoplanets around PDS 70 / T. Thanathibodee [et al.] // The Astrophysical Journal. 2019. Vol. 885. P. 94.
- 48. Complex Magnetospheric Accretion Flows in the Low Accretor CVSO 1335 / T. Thanathibodee [et al.] // The Astrophysical Journal. 2019. Vol. 884. P. 86.

- Scheurwater, R. MHD Waves from Inhomogeneous Accretion in T Tauri Stellar Magnetospheres / R. Scheurwater, J. Kuijpers // Astronomy and Astrophysics. — 1988. — Vol. 190, no. 1/2. — P. 178—186.
- Johnson, L. C. Approximations for Collisional and Radiative Transition Rates in Atomic Hydrogen / L. C. Johnson // The Astrophysical Journal. — 1972. — Vol. 174. — P. 227.
- Соболев, В. В. Движущиеся оболочки звёзд / В. В. Соболев. Ленинград : Издательство Ленинградского государственного ордена Ленина университета, 1947. — 114 с.
- 52. Грачёв, С. И. Анализ профилей линий в спектре квазара РНL 5200 / С. И. Грачёв, В. П. Гринин // Астрофизика. 1975. Т. 11. С. 33—47.
- Rybicki, G. B. A Generalization of the Sobolev Method for Flows with Nonlocal Radiative Coupling. / G. B. Rybicki, D. G. Hummer // The Astrophysical Journal. — 1978. — Vol. 219. — P. 654—675.
- Luttermoser, D. G. Ionization and Excitation in Cool Giant Stars. I. Hydrogen and Helium / D. G. Luttermoser, H. R. Johnson // The Astrophysical Journal. — 1992. — Vol. 388. — P. 579.
- Magnetospheric Accretion onto the T Tauri Star AA Tauri. I. Constraints from Multisite Spectrophotometric Monitoring / J. Bouvier [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 1999. — Vol. 349. — P. 619—635.
- 56. Non-Axisymmetric Accretion on the Classical TTS RW Aur A / P. P. Petrov [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2001. — Vol. 369. — P. 993—1008.
- 57. Three-Dimensional Simulations of Disk Accretion to an Inclined Dipole. I. Magnetospheric Flows at Different Θ / M. M. Romanova [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2003. — Vol. 595. — P. 1009—1031.

- Matt, S. Accretion-Powered Stellar Winds as a Solution to the Stellar Angular Momentum Problem / S. Matt, R. E. Pudritz // The Astrophysical Journal Letters. — 2005. — Vol. 632. — P. L135—L138.
- Herbig, G. H. Spectral Classifications for 112 Variable Stars. / G. H. Herbig // The Astrophysical Journal. — 1960. — Vol. 131. — P. 632.
- Зайцева, Г. В. Минимумы RZ Psc. / Г. В. Зайцева // Письма в Астрономический Журнал. — 1978. — Т. 4. — С. 283—285.
- Pugach, A. F. Phenomenological Model of the Antiflare Star RZ PSC /
 A. F. Pugach // Astrofizika. 1981. Vol. 17. P. 87—96.
- 62. The Transiting Dust Clumps in the Evolved Disc of the Sun-like UXor RZ
 Psc / G. M. Kennedy [et al.] // Royal Society Open Science. 2017. —
 Vol. 4. P. 160652.
- Каминский, Б. М. Спектральные характеристики RZ Psc- холодной звезды с алголеподобными ослаблениями блеска / Б. М. Каминский, Г. У. Ковальчук, А. Ф. Пугач // Астрономический Журнал. — 2000. — Т. 77. — С. 689—701.
- 64. Kiselev, N. N. Strong Increase of the Linear Polarization of RZ PSC at Deep Minimum. / N. N. Kiselev, N. K. Minikulov, G. P. Chernova // Astrofizika. — 1991. — Vol. 34. — P. 333—343.
- 65. Фотополяриметрическая активность Ае-звезды Хербига VX Cas / Д. Н. Шаховской [и др.] // Астрономический Журнал. 2003. Т. 80. С. 331—341.
- Active Asteroid Belt Causes the UXOR Phenomenon in RZ Piscium / W. J. de Wit [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2013. — Vol. 553. — P. L1.
- 67. A Low-Mass Stellar Companion to the Young Variable Star RZ Psc /
 G. M. Kennedy [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2020. Vol. 496. P. L75—L79.

- Grinin, V. P. The Evolutionary Status of the UX Orionis Star RZ Piscium /
 V. P. Grinin, I. S. Potravnov, F. A. Musaev // Astronomy and Astrophysics. — 2010. — Vol. 524. — A8.
- Potravnov, I. S. Flares of Accretion Activity of the 20 Myr Old UXOR RZ Psc / I. S. Potravnov, V. P. Grinin, N. A. Serebriakova // Astronomy and Astrophysics. — 2019. — Vol. 630. — A64.
- 70. A High-resolution Optical Survey of Upper Sco: Evidence for Coevolution of Accretion and Disk Winds / M. Fang [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2023. — Vol. 945. — P. 112.
- 71. Эффект магнитного пропеллера в спектрах молодых звезд / В. П. Гринин [и др.] // Письма в Астрономический журнал. — 2015. — Т. 41. — С. 444—454.
- 72. Accretion and Outflow Activity on the Late Phases of Pre-Main-Sequence Evolution. The Case of RZ Piscium / I. S. Potravnov [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2017. — Vol. 599. — A60.
- 73. Is the Young Star RZ Piscium Consuming Its Own (Planetary) Offspring? /
 K. M. Punzi [et al.] // The Astronomical Journal. 2018. Vol. 155. —
 P. 33.
- 74. Radial Velocity Fluctuations of RZ Psc / I. S. Potravnov [et al.] // Astrophysics. — 2014. — Vol. 57. — P. 491—499.
- Додин, А. В. Не-ЛТР моделирование структуры и спектра горячих аккреционных пятен на поверхности молодых звезд / А. В. Додин // Письма в Астрономический Журнал. — 2015. — Т. 41. — С. 219—233.
- 76. Dodin, A. The Structure and Spectrum of the Accretion Shock in the Atmospheres of Young Stars / A. Dodin // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2018. — Vol. 475. — P. 4367—4377.
- 77. The 2017 Release Cloudy / G. J. Ferland [et al.] // Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica. 2017. Vol. 53. P. 385—438.

- Properties of Strong and Weak Propellers from MHD Simulations / M. M. Romanova [et al.] // New Astronomy. — 2018. — Vol. 62. — P. 94—114.
- 79. Modelling the Magnetic Activity and Filtering Radial Velocity Curves of Young Suns : The Weak-Line T Tauri Star LkCa 4 / J. .-. Donati [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2014. — Vol. 444. — P. 3220—3229.
- 80. The Hot Jupiter of the Magnetically Active Weak-Line T Tauri Star V830 Tau / J. .-. Donati [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Vol. 465. — P. 3343—3360.
- Magnetic Activity and Radial Velocity Filtering of Young Suns: The Weak-Line T-Tauri Stars Par 1379 and Par 2244 / C. A. Hill [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2017. — Vol. 472. — P. 1716—1735.
- Erratum: Magnetic Topologies of Young Suns: The Weak-Line T Tauri Stars TWA 6 and TWA 8A / C. A. Hill [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — Vol. 486. — P. 5526—5527.
- 83. The Surface Magnetic Activity of the Weak-Line T Tauri Stars TWA 7 and TWA 25 / B. A. Nicholson [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — P. 2461—2473.
- 84. A Hot Jupiter around the Very Active Weak-Line T Tauri Star TAP 26 /
 L. Yu [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. —
 2017. Vol. 467. P. 1342—1359.
- 85. Revealing the Inclined Circumstellar Disk in the UX Orionis System KK Ophiuchi / A. Kreplin [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2013. — Vol. 551. — A21.
- Resolving the Inner Disk of UX Orionis / A. Kreplin [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2016. — Vol. 590. — A96.

- 87. Modeling Spitzer Observations of VV Ser. I. The Circumstellar Disk of a UX Orionis Star / K. M. Pontoppidan [et al.] // The Astrophysical Journal. 2007. Vol. 656. P. 980—990.
- First Scattered Light Detection of a Nearly Edge-on Transition Disk around the T Tauri Star RY Lupi / M. Langlois [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2018. — Vol. 614. — A88.
- Grinin, V. P. Young Stars with Non-Periodic Algol-Type Minima /
 V. P. Grinin // Astronomical and Astrophysical Transactions. 1992. —
 Vol. 3. P. 17—32.
- 90. The Circumstellar Gleam from the T Tauri Star RY Lupi. / G. F. Gahm [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 1993. — Vol. 279. — P. 477—484.
- Herbst, W. TiO Photometry of Six T Tauri Stars / W. Herbst, R. M. Levreault // The Astronomical Journal. — 1990. — Vol. 100. — P. 1951.
- 92. Шульман, С. Г. Влияние крупномасштабных возмущений в околозвездных дисках на параметры линейной поляризации звезд типа UX Ori / С. Г. Шульман, В. П. Гринин // Письма в Астрономический Журнал. — 2019. — Т. 45. — С. 435—446.
- 93. Shulman, S. G. UX Ori Stars Eclipses by Large-Scale Disc Perturbations /
 S. G. Shulman, V. P. Grinin // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2022. Vol. 512. P. 3098—3112.
- 94. Dust around Young Stars. Photopolarimetric Activity of the Classical Herbig Ae/Be Star RR Tauri. / A. N. Rostopchina [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 1997. — Vol. 327. — P. 145—154.
- 95. Фотополяриметрическая активность ае-звезды Хербига VX Cas / Д. Н. Шаховской [и др.] // Астрономический Журнал. — 2003. — Т. 80. — С. 331—341.
- 96. Natta, A. Models of Scattered Light in UXORs / A. Natta, B. A. Whitney // Astronomy and Astrophysics. — 2000. — Vol. 364. — P. 633—640.

- 97. Explaining UX Orionis Star Variability with Self-shadowed Disks / C. P. Dulle-mond [et al.] // The Astrophysical Journal. 2003. Vol. 594. P. L47—L50.
- 98. Accretion Dynamics and Disk Evolution in NGC 2264: A Study Based on CoRoT Photometric Observations / S. H. P. Alencar [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2010. — Vol. 519. — A88.
- 99. Time-Resolved Photometry of the Young Dipper RX J1604.3-2130A. Unveiling the Structure and Mass Transport through the Innermost Disk / A. Sicilia-Aguilar [et al.] // Astronomy and Astrophysics. 2020. Vol. 633. A37.
- 100. Are Inner Disc Misalignments Common? ALMA Reveals an Isotropic Outer Disc Inclination Distribution for Young Dipper Stars / M. Ansdell [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2020. — Vol. 492. — P. 572—588.
- 101. The ASAS-SN Catalogue of Variable Stars VIII. 'Dipper' Stars in the Lupus Star-Forming Region / J. W. Bredall [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2020. — Vol. 496, no. 3. — P. 3257—3269.
- 102. Li, R. Dust Accumulation near the Magnetospheric Truncation of Protoplanetary Discs around T Tauri Stars / R. Li, Y.-X. Chen, D. N. C. Lin // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2022. — Vol. 510. — P. 5246—5265.
- 103. Li, R. Dust Accumulation near the Magnetospheric Truncation of Protoplanetary Discs - II. The Effects of Opacity and Thermal Evolution / R. Li, Y.-X. Chen, D. N. C. Lin // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2024. — Vol. 529. — P. 893—902.
- 104. Long- and Short-Term Variability of the T Tauri Star RY Lupi. / G. F. Gahm [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 1989. — Vol. 211. — P. 115—130.

- 105. Eclipses by Circumstellar Material in the T Tauri Star AA Tau. II. Evidence for Non-Stationary Magnetospheric Accretion / J. Bouvier [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2003. — Vol. 409. — P. 169—192.
- 106. Voshchinnikov, N. V. Monte Carlo Simulation of Light Scattering in the Envelopes of Young Stars / N. V. Voshchinnikov, V. P. Grinin, V. V. Karjukin // Astronomy and Astrophysics. 1995. Vol. 294. P. 547—554.
- 107. Three-Dimensional Simulations of Disk Accretion to an Inclined Dipole. II. Hot Spots and Variability / M. M. Romanova [et al.] // The Astrophysical Journal. — 2004. — Vol. 610. — P. 920—932.
- 108. AA Tauri's Sudden and Long-Lasting Deepening: Enhanced Extinction by Its Circumstellar Disk / J. Bouvier [et al.] // Astronomy and Astrophysics. — 2013. — Vol. 557. — A77.
- 109. Барсунова, О. Ю. V695 Per кандидат в переменные типа AA Tau в молодом скоплении IC 348 / О. Ю. Барсунова, В. П. Гринин, С. Г. Сергеев // Астрофизика. — 2013. — Т. 56. — С. 429—440.
- 110. Liseau, R. The Strange "Spots" on the T Tauri Star RY Lupi. / R. Liseau,
 K. P. Lindroos, C. Fischerstrom // Astronomy and Astrophysics. 1987. —
 Vol. 183. P. 274—278.
- 111. Photometric and Polarimetric Clues to the Circumstellar Environment of RY Lupi / N. Manset [et al.] // Astronomy and Astrophysics. 2009. Vol. 499. P. 137—148.
- 112. Dodin, A. V. Inhomogeneous Dust Eclipses in Young Stars: The Case of CQ Tauri / A. V. Dodin, E. A. Suslina // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2021. — Vol. 503. — P. 5704—5714.