

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
“Казанский (Приволжский) федеральный университет”

На правах рукописи

УДК 524.33

Колбин Александр Иванович

КАРТИРОВАНИЕ ХОЛОДНЫХ ЗАПЯТНЕННЫХ ЗВЕЗД НА ОСНОВЕ  
МНОГОПОЛОСНЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ

*Специальность 01.03.02 – Астрофизика и звездная астрономия*

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель –  
кандидат физико-математических наук,  
В.В. Шиманский

Научный консультант –  
доктор физико-математических наук, профессор,  
Н.А. Сахибуллин

Казань – 2015

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Магнитные поля холодных звезд</b>	<b>13</b>
1.1 Магнитное поле Солнца и звезд. Теория магнитного динамо . . . . .	14
1.1.1 Магнитное поле Солнца . . . . .	14
1.1.2 Основы теории солнечных и звездных магнитных полей . . . . .	16
1.2 Наблюдаемые проявления звездной запятненности . . . . .	19
1.3 Пятенно-активные звезды . . . . .	21
1.4 Методы анализа звездной запятненности . . . . .	26
1.4.1 Фотометрическое картирование . . . . .	26
1.4.2 Доплеровское картирование . . . . .	28
1.4.3 Анализ глубин пар спектральных линий и моделирование молекулярных полос . . . . .	29
1.5 Параметры звездных пятен . . . . .	30
1.5.1 Температура и размеры пятен . . . . .	30
1.5.2 Магнитное поле . . . . .	31
1.5.3 Распределение по долготе . . . . .	32
1.5.4 Распределение по широте . . . . .	32
1.6 Эволюция запятненности и циклы активности . . . . .	33
1.7 Выводы . . . . .	35
<b>2 Картирование поверхности звезды круглыми пятнами</b>	<b>37</b>
2.1 Моделирование кривой блеска однопятенной поверхности . . . . .	38
2.2 Моделирование кривой блеска многопятенной поверхности . . . . .	42
2.3 Численные тесты . . . . .	44
2.4 Решение обратной задачи . . . . .	46
<b>3 Картирование методом разбиения поверхности звезды на элементарные площадки</b>	<b>47</b>
3.1 Моделирование кривой блеска . . . . .	48
3.2 Однополосное картирование . . . . .	50

3.3	Выбор параметра регуляризации . . . . .	52
3.4	Численные тесты. Необходимость введения априорной информации о температуре пятен . . . . .	53
3.5	Методика усиления контраста пятен . . . . .	54
3.6	Методика многополосного картирования . . . . .	58
3.7	Тестирование методики . . . . .	62
<b>4</b>	<b>Картирование поверхности первичной компоненты HD 12545</b>	<b>69</b>
4.1	Система HD 12545 . . . . .	69
4.2	Наблюдательный материал . . . . .	70
4.3	Картирование поверхности первичной компоненты . . . . .	70
<b>5</b>	<b>Анализ фотометрической активности предкатаклизмической системы DE CVn</b>	<b>78</b>
5.1	Система DE CVn . . . . .	78
5.2	Наблюдения и обработка данных . . . . .	80
5.3	Определение температуры вторичной компоненты . . . . .	83
5.4	Картирование поверхности вторичной компоненты . . . . .	84
<b>6</b>	<b>Исследование запятненности звезды HII 1883</b>	<b>89</b>
6.1	HII 1883 . . . . .	89
6.2	Наблюдения и обработка данных . . . . .	90
6.3	Определение параметров звезды . . . . .	90
6.4	Картирование поверхности HII 1883 . . . . .	94
6.4.1	Моделирование поверхности круглыми пятнами . . . . .	94
6.4.2	Картирование методом разбиения поверхности на элементарные площадки . . . . .	95
<b>7</b>	<b>Анализ запятненности звезд AP 86 и AP 226</b>	<b>99</b>
7.1	Быстрые ротаторы скопления $\alpha$ Персея . . . . .	99
7.2	Наблюдения и обработка данных . . . . .	100
7.3	Определение параметров звезд . . . . .	102
7.4	Картирование поверхности звезд . . . . .	103
	<b>Заключение</b>	<b>109</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>112</b>

# Введение

Согласно современным представлениям все звезды с внешней конвективной оболочкой должны иметь холодные фотосферные пятна, аналогичные солнечным. Эти пятна представляют собой области выхода магнитных трубок, формируемых в недрах звезды. Усиленное магнитное поле трубок уменьшает эффективность конвективного переноса энергии, охлаждая плазму, в которой они находятся, и, уменьшая яркость областей его выхода на поверхность.

В большинстве случаев звездные пятна довольно малы и не могут быть наблюдаемы при помощи обычной астрономической аппаратуры. Однако существует несколько классов объектов с сильной запятненностью поверхности, которая легко проявляет себя в современных фотометрических и спектральных наблюдениях. Отличительной особенностью этих объектов является быстрое вращение, которое, по-видимому, усиливает темпы генерации магнитных полей, обуславливающих появление крупных пятен на поверхности. К таким запятненным объектам относятся компоненты тесных двойных систем, сильное вращение которых обусловлено приливной синхронизацией вращательного периода с коротким орбитальным периодом. Среди таких систем выделяются старые системы типа RS CVn, двойные из карликов главной последовательности BY Dra, тесные двойные типа W UMa, а также Алголи с запятненной холодной компонентой. Повышенная запятненность наблюдается и у некоторых одиночных звезд, к которым относятся молодые звезды типа T Tau, быстровращающиеся гиганты типа FK Com, а также многие молодые звезды главной последовательности. Исследование запятненности этих объектов имеет важное значение для понимания природы генерации звездных магнитных полей. Обзор пятненно-активных объектов дан Бердюгиной [17]. Результаты исследования звездной запятненности были обобщены Ланзой и Родоно [76], а также Бердюгиной [17].

Запятненность звезд проявляется во вращательных модуляциях блеска и профилей фотосферных спектральных линий. Эти модуляции несут информацию о распределении пятен на поверхности, которое не может быть исследовано прямыми методами ввиду большой удаленности звезд. По виду используемого наблюдательного материала методы картирования запятненности можно разделить на две группы: фотометрические и спектроскопические.

В настоящее время наиболее перспективным методом исследования звездной поверхности считается спектроскопическая методика доплеровского картирования, впервые ис-



пользованная Фогтом и Пенродом [147] для холодной звезды. Методика основана на подборе температурного распределения, описывающего наблюдаемые изменения профилей спектральных линий. Численные симуляции восстановления поверхности показали высокую надежность получаемых широтных и долготных распределений пятен. Однако обнаружение искажений спектрального профиля, вызванного пятнами, требует получения спектрального материала с разрешением  $R > 40000$  и  $S/N > 200$ , что налагает серьезные ограничения на наблюдательную аппаратуру и яркость исследуемых объектов. Кроме того, метод является ограниченным по скорости вращения звезды. Так, вращательное уширение профиля линии должно преобладать над другими видами уширения, что ставит нижнюю границу применимости метода на  $v \sin i = 20$  км/с. С другой стороны, быстрое вращение звезды приводит к уменьшению глубины линий и, как следствие, уменьшению амплитуды искажений профиля, обусловленного пятнами. Достижение необходимого  $S/N$  для этого случая может потребовать длинных экспозиций, сравнимых с периодом вращения звезды, что является недопустимым для применения доплеровского картирования. Список картированных при помощи данной методики объектов, а также обзор полученных результатов представлен Штрассмайером [137].

Фотометрические методы исследования не налагают жестких ограничений на наблюдательную аппаратуру и выбор программных звезд, что дает возможность исследования большой выборки объектов с широким набором фундаментальных параметров. В отличие от спектроскопического материала, кривые блеска звезды не несут столь детальной информации о распределении пятен по поверхности звезды, в особенности о широтном распределении. Тем не менее, легкость получения наблюдательного материала, методическая простота, возможность получения информации о пятнах быстрых и медленных ротаторов, в том числе и слабых по блеску, делает фотометрические методы актуальными и по сегодняшний день.

В рамках данной диссертационной работы были реализованы методы фотометрического картирования, наиболее точно учитывающие физику формирования излучения, а также извлекающее информацию о распределении пятен по многополосному набору данных.

## Цель и задачи работы

Целью работы является разработка методов картирования запятненных звезд, которые извлекают наиболее детальную информацию о распределении пятен, содержащуюся в данных фотометрических наблюдений. Реализуемые методы предполагают анализ многополосного фотометрического материала и учет современных представлений о физике формирования излучения, исходящих из теории звездных атмосфер.

Выполнение диссертационной работы заключалось в решении следующих задач.

- Разработка и реализация метода многополосного фотометрического картирования

звездной поверхности круглыми температурно-однородными пятнами. Метод базируется на использовании современных результатов теории звездных атмосфер. Методика учитывает пересечения между пятнами для моделирования запятненности со сложной геометрией.

- Разработка и реализация метода многополосного фотометрического картирования, основанной на разбиении поверхности звезды на элементарные площадки. При моделировании кривых блеска используются результаты теории звездных атмосфер. Поиск решения осуществляется при помощи метода регуляризации Тихонова, требующего гладкости искомого температурного распределения.
- Тестирование реализованных методик на моделях запятненных звезд, а также на звезде HD 12545, фотометрическое картирование которой уже проводилось другими авторами.
- Получение и обработка фотометрического материала ряда быстро вращающихся и слабых по блеску пятенно-активных звезд DE CVn, III 1883, AP 86 и AP 226, исследование которых спектральными методами является проблематичным. Определение параметров этих объектов, необходимых для выполнения процедуры фотометрического картирования.
- Применение разработанных методов картирования к анализу многополосных фотометрических данных быстро вращающихся звезд DE CVn, III 1883, AP 86 и AP 226. Анализ полученных карт запятненности.

### **Научная и методическая новизна**

- Впервые реализована методика многополосного фотометрического картирования поверхности звезды круглыми пятнами, основанная на моделировании излучения звезды по данным теории звездных атмосфер, а также учитывающая перекрытия между пятнами для моделирования запятненности со сложной структурой.
- Впервые реализована методика многополосного фотометрического картирования, основанная на разбиении поверхности звезды на элементарные площадки и поиске непрерывного температурного распределения, использующая данные теории звездных атмосфер.
- Впервые проведено фотометрическое картирование поверхности первичной компоненты HD 12545 непрерывным температурным распределением с одновременным анализом данных в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$ .
- Впервые выполнен анализ запятненности вторичной компоненты предкатаклизмической переменной DE CVn.

- Впервые выполнен многополосный фотометрический анализ запятненности быстро-вращающегося К-карлика скопления Плеяд III 1883 на основе картирования непрерывным температурным распределением. Впервые проведено картирование запятненности быстро-вращающихся карликов AP 86 и AP 226, принадлежащих рассеянному звездному скоплению  $\alpha$  Персея.

### **Научная, методическая и практическая значимость работы**

Научную значимость представляют:

- карты температурного распределения по поверхностям вторичной компоненты DE CVn, III 1883, AP 86 и AP 226, а также найденные параметры запятненности (температура пятен, их размеры, координаты);
- параметры исследованных звезд (температуры незапятненной фотосферы, радиусы, углы наклона осей вращения к лучу зрения).

Методическую значимость имеют:

- метод многополосного фотометрического картирования круглыми температурно-однородными пятнами, основанный на использовании современных результатов теории звездных атмосфер;
- метод многополосного фотометрического картирования поверхности звезд непрерывным температурным распределением, основанный на использовании данных теории звездных атмосфер и применении метода регуляризации Тихонова для поиска решения.

Практическую значимость имеют полученные кривые блеска звезд DE CVn, III 1883, AP 86 и AP 226. Они представляют ценный материал для анализа магнитной активности быстро-вращающихся звезд. Их использование с последующими наблюдениями даст возможность выявления признаков эволюции распределения пятен, циклов-активности и флип-флоп эффектов.

### **Положения, выносимые на защиту**

- Метод многополосного фотометрического картирования поверхности звезды круглыми пятнами с учетом данных теории звездных атмосфер.
- Метод многополосного фотометрического картирования непрерывным температурным распределением с использованием данных теории звездных атмосфер и возможностью усиления контраста пятен. Тестирование методики на моделях запятненных звезд.

- Карты распределения пятен на поверхности первичной компоненты системы типа RS CVn HD 12545, построенные на основе анализа многополосной фотометрии звезды.
- Карты распределения пятен на поверхности вторичной компоненты предкатаклизмической переменной DE CVn.
- Карты распределения пятен на поверхности быстровращающихся холодных карликов HII 1883, AP 86 и AP 226, полученные на основе многополосного фотометрического материала с использованием двух разных методов картирования.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Надежность разработанных методов картирования была проверена их тестированием на зашумленных кривых блеска моделей запятанных звезд. Применение методов к исследованию структуры поверхности первичной компоненты HD 12545 дало результаты, согласующиеся с картами ее поверхности, полученными другими авторами на основе анализа тех же фотометрических данных. Достоверность результатов подкрепляется многочисленной апробацией на научных конференциях.

Апробация результатов работы была проведена на десяти международных и российских конференциях:

- Международная конференция “Physics and evolution of magnetic stars and related”, пос. Нижний Архыз, Специальная астрофизическая обсерватория РАН, 25-31 августа 2014 г.;
- Молодежная конференция “Фундаментальные и прикладные космические исследования”, Москва, Институт космических исследований РАН, 3-5 апреля 2014 г.;
- Всероссийская Астрономическая Конференция ВАК-2013 “Многоликая Вселенная”, Санкт-Петербург, 23-27 сентября 2013 г.;
- COSPAR симпозиум “Cosmic magnetic fields: legacy of A.V. Severny”, пос. Научный, Крымская астрофизическая обсерватория, 2-6 сентября 2013 г.;
- Всероссийская молодежная астрономическая конференция “Наблюдаемые проявления эволюции звезд”, пос. Нижний Архыз, Специальная астрофизическая обсерватория РАН, 15-19 октября 2012 г.;
- Международная конференция “Звёздные атмосферы: фундаментальные параметры звезд, химический состав и магнитные поля”, пос. Научный Крымская астрофизическая обсерватория, 10-14 июня 2012 г.;

- Конференция “Астрономия в эпоху информационного взрыва: результаты и проблемы”, Москва, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, 28 мая-1 июня 2012 г.;
- Всероссийская астрономическая конференция ВАК-2010 “От эпохи Галилея до наших дней”, пос. Нижний Архыз, Специальная астрофизическая обсерватория РАН, 13-18 сентября 2010 г.;
- Международная астрофизическая конференция “Новейшие методы исследования космических объектов”, Казань, Казанский федеральный университет, 7-10 октября 2010 г.;
- Международная студенческая конференция “Физика Космоса”, Коуровская астрономическая обсерватория, 31 января - 4 февраля 2011 г.

Результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в пяти статьях в реферируемых иностранных и отечественных научных журналах, а также в шести публикациях в сборниках трудов конференций.

- А.И. Колбин, В.В. Шиманский, Н.А. Сахибуллин. “О восстановлении структуры поверхности запятненных звезд” // *Астрономический Журнал*. 2013. Т.90. С.598-612.
- А.И. Колбин, В.В. Шиманский. “Методика численного моделирования кривых блеска запятненных звезд и ее применение к картированию поверхности звезды HII1883” // *Астрофизический Бюллетень*. 2014. Т.69. С.190-202.
- A.I. Kolbin, N.A. Sakhibullin, M.M. Gabdeev. “Multipassband photometric mapping of three fast rotating stars: HII 1883, AP 86 and AP 226” // *Advances in Space Research*. 2014. V.55. P.808-816.
- A.I. Kolbin, V.V. Shimansky. “Spotted Star Mapping by Light Curve Inversion: Tests and Application to HD 12545” // *Bulletin Of the Crimean Astrophysical Observatory*. 2013. V.109. P.35-37.
- А.И. Колбин, Н.А. Сахибуллин. “Анализ температурной структуры поверхности запятненных звезд” // *Ученые записки Казанского университета*. 2011. Т.153, С.74-81.
- А.И. Колбин, В.В. Шиманский, Н.А. Сахибуллин. “Фотометрическое картирование поверхности запятненных звезд” // *Сборник трудов Всероссийской астрономической конференции ВАК-2013 "Многоликая Вселенная"*. Санкт-Петербург. 2013. С.117.
- А.И. Колбин. “Восстановление структуры поверхности запятненных звезд на основе анализа их кривых блеска” // *Научная конференция "Астрономия в эпоху информационного взрыва: результаты и проблемы"*. Сборник тезисов. Москва, 2012, С.31.

- А.И. Колбин. “Анализ температурной структуры поверхности запятненных звезд” // Физика Космоса: труды 40-ой Международной студенческой конференции. 2011. С.267.
- А.И. Колбин, В.В. Шиманский, А.И. Галеев. “Картирование поверхностей запятненных звезд” // Тезисы докладов Всероссийской астрономической конференция ВАК-2010 “От эпохи Галилея до наших дней”. 2010. С.96.
- А.И. Колбин, Н.А. Сахибуллин. “Картирование запятненных звезд” // Итоговая научно-образовательная конференция студентов Казанского университета 2010 года: сборник статей. 2010. С.105.

### **Личный вклад автора**

Автор принимал активное участие постановке и решении задач диссертационной работы. Им были разработаны алгоритмы фотометрического картирования запятненных звезд, выполнена их программная реализация, а также проведено тестирование методов на моделях звезд и звезде HD 12545. Автору принадлежит выбор объектов исследования; участие в наблюдениях двух исследованных объектов (HIP 1883 и AP 86); обработка наблюдательного материала для DE CVn, HIP 1883, AP 86 и AP 226; а также основной вклад в определении параметров этих звезд и анализе их запятненности. Автором был подготовлен текст всех указанных выше публикаций.

### **Основное содержание работы**

Работа состоит из 118 страниц, содержит семь глав, введение, заключительную часть. Диссертация имеет 155 ссылок на литературу, 50 рисунков, 64 формулы.

Во введении сформулирована актуальность выбранной темы диссертационной работы, изложены цели и решаемые задачи. Описывается научная и методическая новизна работы; дана научная, методическая и практическая значимость работы; перечисляются положения, выносимые на защиту; доказываемость достоверность полученных результатов, приводится список конференций, на которых проводилась апробация работы; перечисляется список публикаций, в которых опубликованы основные результаты работы. В конце главы описывается структура диссертации.

В первой главе диссертационной работы дан краткий обзор современного понимания запятненности холодных звезд. Описаны наблюдаемые фотометрические и спектральные проявления фотосферных пятен, методы исследований, а также результаты исследования пятенной активности, касающиеся физических характеристик пятен, долготного и широтного распределения и эволюции. В конце главы сформулированы существующие проблемы, решаемые в данной диссертации.

Во второй главе описана методика картирования поверхности набором круглых температурно-однородных пятен. Сначала рассмотрена модель однопятенной звезды и разобран метод моделирования ее кривой блеска (первый параграф главы). Определение блеска звезды основано на современных зависимостях между температурой и интенсивностью излучения, даваемых теорией звездных атмосфер. Учитываются эффекты потемнения диска к краю, а также заход части пятна за видимый диск звезды. В следующем параграфе метод расширен на случай многопятенной поверхности. Включена возможность перекрытия между частями пятен для моделирования запятненности сложной структуры. В третьем параграфе главы даны результаты тестирования метода моделирования кривых блеска. Решение задачи картирования, заключающееся в поиске параметров пятен, описывающих наблюдаемые данные, описано в параграфе 4. Определение параметров пятен основано на минимизации квадратов невязок между теоретическими и наблюдаемыми потоками звезды в различных фотометрических полосах.

Третья глава диссертации посвящена разработке метода картирования звездной поверхности непрерывным температурным распределением. Идея метода заключается в разбиении поверхности звезды на малые площадки, которым задаются индивидуальные значения температуры. Задача картирования сводится к поиску температур площадок, описывающего наблюдаемые потоки излучения звезды. В первом параграфе излагается метод моделирования кривых блеска, основанный на интегрировании интенсивности излучения по видимой поверхности звезды. Учитываются эффекты потемнения диска к краю, заход элементов разбиения за видимый диск звезды, используются данные теории звездных атмосфер для связи температуры площадок с интенсивностью ее излучения. В следующих двух параграфах описываются алгоритмы решения задачи восстановления температурной структуры поверхности, основанные на методах Тихонова и максимума энтропии. Особое внимание уделено выбору параметра регуляризации. В четвертом параграфе представлены результаты симуляции восстановления поверхности звезд по однополосным фотометрическим данным. Сделан вывод о существенном сглаживании температурных профилей пятен, получаемых обоими методами. В пятом параграфе вводится методика усиления контраста пятен, заключающаяся в задании каждой площадке специальных весовых коэффициентов. Получаемое с использованием данного метода решение имеет вид однородного фона незапятненной фотосферы с резкими темными пятнами. Показаны эффекты занижения широты и искажения профиля высокоширотных пятен, связанные с плохой чувствительностью кривых блеска к широтному распределению пятен и выбором наиболее гладкого решения. Расширение методики к анализу многополосного фотометрического материала разобрано в параграфе 6. Приведены основные формулы метода, описан алгоритм решения задачи. Результаты тестирования метода многополосного картирования собраны в последнем параграфе главы. Сделан вывод об уточнении широтного распределения пятен при увеличении количества используемых фотометрических полос.

Тестирование разработанных методов на звезде HD 12545 описано в третьей главе.

Картирование звезды проводилось на основе анализа кривых блеска в фильтрах  $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$ , данных Штрассмайером и Олой [132]. Оба метода дали описание наблюдательных данных в пределах их точности, а результаты картирования имеют хорошее согласие с параметрами запятненности, найденными Штрассмайером и Олой.

Следующая глава посвящена фотометрическому анализу запятненности вторичной компоненты предкатаклизмической системы DE CVn. В первом параграфе перечисляются существующие результаты исследований системы. В следующих параграфах описывается процедура обработки фотометрического материала, полученного на Российско-Турецком телескопе РТТ-150, методика вычета из кривых блеска света белого карлика и определение температуры холодной компоненты. В конце главы обсуждаются результаты применения обоих методов картирования к анализу кривых блеска холодной компоненты в фильтрах  $V$  и  $R_C$ .

Шестая глава диссертации посвящена фотометрическому анализу запятненности быстрого ротатора скопления Плеяд НII 1883. Первый параграф главы посвящен краткому изложению представленных в литературе результатов исследования звезды. Во втором параграфе описываются фотометрические наблюдения на телескопе Цейсс-1000 САО РАН и обработка наблюдательного материала. В следующем параграфе определяются параметры звезды, необходимые для ее картирования. Сделана оценка температуры незапятнанной фотосферы по показателям цвета. Радиус и угол наклона оси вращения звезды оценены с использованием теоретических зависимостей яркости от эффективной температуры, теоретических изохрон, а также эмпирических соотношений между поверхностной яркостью и показателем цвета. Последний параграф главы посвящен картированию поверхности звезды разработанными в диссертации методами, а также анализу полученных карт распределения пятен.

В последней главе проводится анализ запятненности двух быстровращающихся звезд скопления  $\alpha$  Персея AP 86 и AP 226. Кривые блеска этих звезд были получены на телескопе Цейсс-1000 САО РАН. Определены температуры незапятнанной фотосферы этих звезд. Оценивание радиусов звезд и углов наклона осей вращения проводилось с использованием эмпирических зависимостей "цвет" "поверхностная яркость". Выполнено картирование поверхности AP 86 и AP 226 на основе одновременного анализа кривых блеска в фильтрах  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$ . Сделан анализ полученных температурных карт с целью выявления общих характеристик запятненности.

В заключении обобщены основные результаты и выводы выполненной работы.



# Глава 1

## Магнитные поля холодных звезд

Данная глава представляет собой краткий обзор наблюдательных характеристик, методов исследования и существующих представлений о физике и эволюции магнитных полей холодных звезд. Наиболее детальную информацию о структуре и поведении магнитных полей в недрах холодных звезд дают наблюдения солнечных фотосферных пятен. Глава начинается с краткого обзора основных наблюдаемых характеристик солнечных пятен, на основе которых была построена теория магнитного динамо, объясняющая природу магнетизма холодных звезд. Далее излагаются современные представления о природе звездных магнитных полей, дающие интерпретацию солнечным наблюдениям. Не смотря на то, что наибольшую роль в понимании природы звездного магнетизма дают солнечные наблюдения, существующие динамо-модели требуют тестирования на объектах с различными фундаментальными параметрами. Наибольшее значение для исследования звездных магнитных полей имеют наблюдения фотосферной запятненности.

Обсуждение пятенной активности звезд начинается с описания ее основных наблюдательных проявлений. Далее рассматриваются типы звезд, демонстрирующие наибольший уровень магнитной активности, легко регистрируемой современной астрономической аппаратурой. Кратко излагаются основные методы анализа звездной запятненности и обобщаются результаты ее исследования, касающиеся физических характеристик пятен, их распределения, циклов активности и эволюции. В конце анализируется актуальность решаемых в рамках диссертации задач в отношении исследования звездных магнитных полей.

# 1.1 Магнитное поле Солнца и звезд. Теория магнитного динамо

## 1.1.1 Магнитное поле Солнца

Первые указания на существование в солнечных недрах некоего механизма, управляющего солнечной активностью, были получены в 18-ом веке при изучении статистики появления солнечных пятен. Швабе [116] показал, что количество пятен на солнечной поверхности изменяется с периодом около 11 лет. Далее было показано, что пятна располагаются около выделенных широт (королевских широт), значения которых изменяются в течение солнечного цикла [32]. Необходимо отметить, что жизнь солнечных пятен лежит в пределах от нескольких дней до нескольких недель. На ранних фазах солнечного цикла большинство пятен располагаются на средних широтах  $30 - 40^\circ$ , после чего новые пятна начинают появляться на все более низких широтах. Графическое представление данного эффекта было сделано Маундером [84], который построил график зависимости широт пятен от времени их наблюдения. Эта зависимость показана на рис. 1.1, где черным цветом указаны точки, соответствующие пятнам.

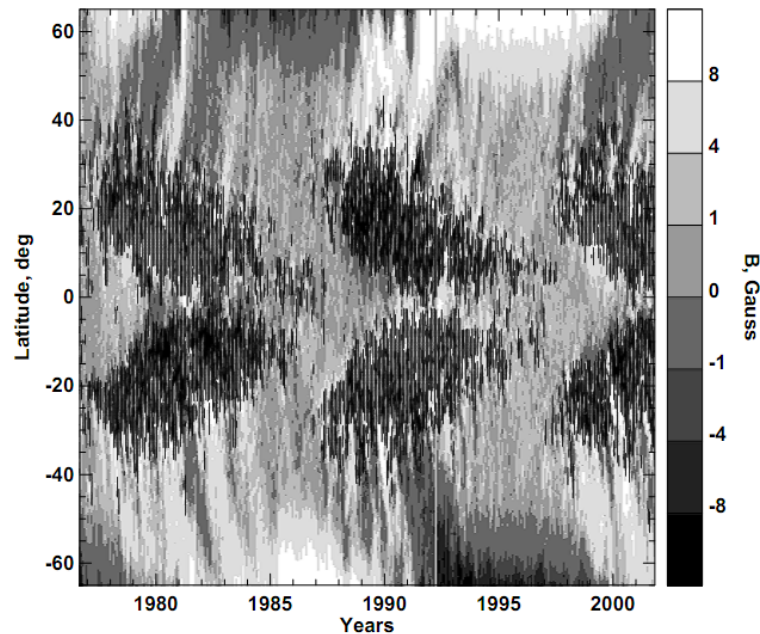


Рис. 1.1. Диаграмма "Бабочки Маундера" нарисованная черным цветом, с графиком изменения напряженности полоидального магнитного поля, выраженного оттенками серого.

Магнитная природа пятен была открыта Хэйлом [49] по зеемановскому расщеплению спектральных линий. Типичная напряженность магнитного поля внутри большого солнечного пятна составляет  $\sim 3$  кГ. При этом оказалось, что два больших близких группы всегда имеют противоположные полярности, а линия, соединяющая эти пятна почти параллельна линии экватора [50]. Примечательным фактом является противоположность

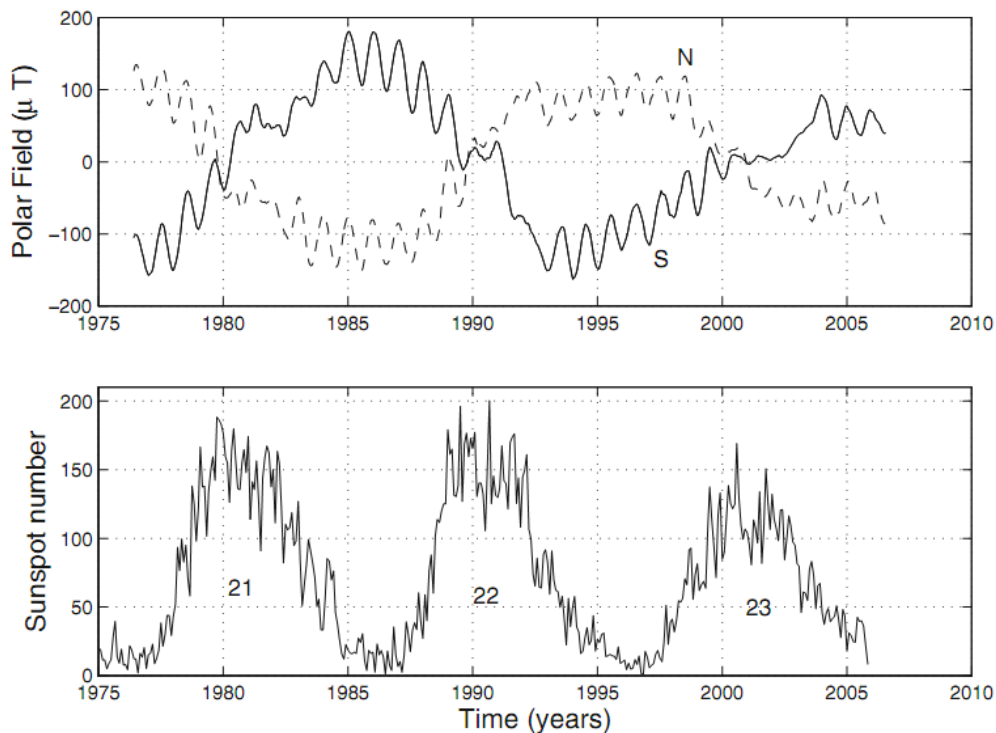


Рис. 1.2. Магнитное поле приполюсных областей Солнца как функция времени и график изменения количества пятен, показанный ниже. На верхнем графике представлены две кривые, соответствующие напряженности поля у северного (N) и южного (S) полюсов. Годовая модуляция напряженности поля связана с наклоном оси вращения Солнца по отношению к орбитальной плоскости Земли.

полярностей пар пятен, располагающихся в разных полушариях. Другими словами, если ведущее пятно в северном полушарии имеет положительную полярность, то ведущее пятно в южном полушарии имеет отрицательную полярность. Полярности биполярных пятен меняются в конце 11-летнего цикла, т.е. цикл магнитной активности Солнца длится 22 года.

Статистический анализ, проведенный Джоем [50], показал, что существует систематический наклон линии, соединяющей биполярные пятна, относительно солнечного экватора (ведущее пятно оказывается в среднем ближе к экватору чем следующее). Этот наклон увеличивается при увеличении широты пятен. Данная закономерность известна как закон Джоя. Наклон биполярных пятен имеет значительный разброс относительно средней, даваемой законом Джоя. Тем не менее, закон Джоя имеет очень важное значение для теории генерации солнечных магнитных полей.

Созданные Бэбкоками [6] магнитограммы Солнца дали возможность обнаружения слабых магнитных полей вне солнечных пятен, в том числе и у полюсов. Важно отметить, что полярности этих полей различны в разных полушариях, т.е. если северное полушарие имеет положительную полярность, то южное будет иметь отрицательную полярность и наоборот. Эти поля имеют напряженность порядка 10 Г и меняют полярность во время

максимума солнечной активности, что указывает на связь этих полей с более сильными полями солнечных пятен. Обнаруженные поля принято называть полоидальными в отличие от полей пятен, названных тороидальными. Исследование солнечной поверхности инструментами с большей разрешающей способностью показало, что поле вне пятен не является столь слабым и рассеянным по поверхности, а сконцентрировано в довольно малых областях диаметра порядка 300 км (размер крупного пятна составляет 10000 км), напряженность поля в которых составляет  $\sim 2$  кГ [130]. Подобная структура поля сохраняется и при наблюдениях околополюсных областей [140]. На рис. 1.2 показан график изменения средней напряженности поля приполярных зон со временем, а также график изменения количества пятен. Видно, что количество пятен максимально когда напряженность полярного поля равна нулю. С другой стороны, поле приполярных зон максимально, когда количество пятен на солнечной поверхности минимально.

Было обнаружено, что полоидальное поле дрейфует в направлении полюсов вращения Солнца [30]. Сделав усреднение напряженности поля по долготе можно также убедиться, что пояса с примерно равной напряженностью перемещаются в направлении полюсов. Смена полярностей полоидального поля, возникающая во времена максимума солнечной активности, по всей видимости происходит тогда, когда к полюсам доставляется значительное поле противоположной полярности. Помимо "бабочек Маундера" на рис. 1.1 показано изменение усредненного по долготе полоидального поля. Видно, что по мере уменьшения широты пятен, полоидальное поле мигрирует в направлении полюсов. По-видимому полоидальное поле переносится благодаря меридиональной циркуляции, переносящей газ от приэкваториальных областей к приполярным с максимальной скоростью  $\sim 20$  км/с [55].

### 1.1.2 Основы теории солнечных и звездных магнитных полей

Модель генерации и эволюции звездных магнитных полей должна описывать все их наблюдаемые проявления, описанные в предыдущем параграфе. Поскольку магнитные поля звезд находятся в плазме, то их поведение должно описываться уравнениями магнитной гидродинамики. Поле скоростей вещества звезды  $\mathbf{v}$  и ее магнитное поле  $\mathbf{B}$  связаны друг с другом уравнениями

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla \left( p + \frac{B^2}{2\mu} \right) + \frac{(\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B}}{\mu\rho} + \mathbf{g}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \lambda \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (1.2)$$

где  $\rho$  — плотность звездного вещества,  $p$  — давление,  $\mathbf{g}$  — ускорение силы тяжести, а  $\lambda = 1/\mu\sigma$  — коэффициент диффузии ( $\sigma$  — электрическая проводимость). Первое выражение представляет собой уравнение Эйлера механики жидкости, дополненное магнитным давлением. Второе выражение связано с законом электромагнитной индукции Фарадея и

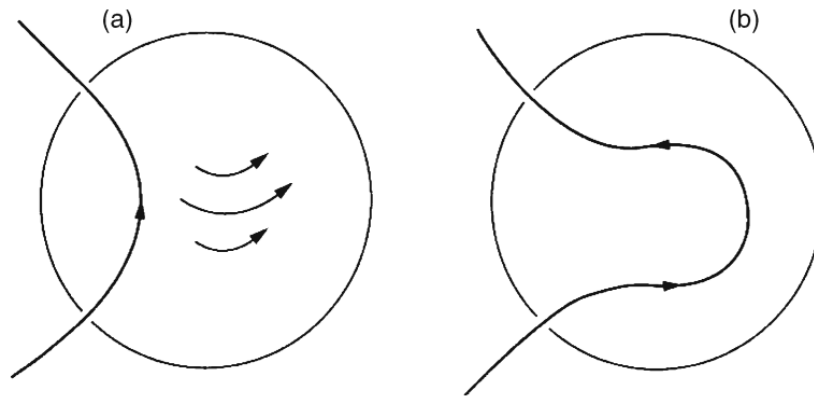


Рис. 1.3. Формирование тороидального магнитного поля в солнечных недрах. (а) Начальная линия полоидального поля. (б) закручивание линии магнитного поля благодаря более быстрому вращению приэкваториальных областей. Рисунок заимствован из [35].

является ключевым уравнением теории магнитного динамо. Не вдаваясь в подробности моделирования, в данной главе мы сделаем качественное описание основных положений теории звездных магнитных полей.

Рассматривая рис. 1.2 можно сделать предположение, что магнитное поле Солнца сменяется от полоидального к тороидальному и от тороидального к полоидальному в течение магнитного цикла. В действительности существуют механизмы, благодаря которым такая перемена типа поля является возможной.

Известно, что звезды не вращаются твердотельно. Так, например, солнечный экватор имеет угловую скорость на 20% превышающую скорость приполярных областей. Согласно теореме Альвена, магнитное поле в солнечных недрах должно переноситься полем скоростей плазмы, т.е. быть "вмороженным" в солнечное вещество. Благодаря данному эффекту, дифференциальное вращение должно заворачивать линии магнитного поля в тороидальном направлении (см. рис. 1.3). Этот механизм может отвечать за наблюдаемый переход полоидального поля в тороидальное поле, наблюдаемое в пятнах. Если параллельное плоскости экватора тороидальное поле сконцентрировано в узких магнитных трубках, то их выход на поверхность может объяснить формирование биполярных пятен. Процесс формирования биполярного пятна иллюстрирован на рис. 1.4, а из рис. 1.3 также видно, что тороидальные поля в разных полушариях имеют противоположные направления, что дает естественное объяснение противоположной конфигурации полярности биполярных пятен в разных полушариях Солнца.

Картирование скорости вращения Солнца методами гелиосейсмологии выявило наличие области высокого градиента угловой скорости, так называемого тахоклина [112]. Эта область располагается в нижней части конвективного слоя. Ввиду высокого градиента скорости, значительная часть тороидального поля должна образовываться в тахоклине.

Ответ на вопрос почему солнечные магнитные поля наблюдаются в структурах вроде солнечных пятен, а не рассеяны по всей поверхности звезды, по-видимому кроется во вза-

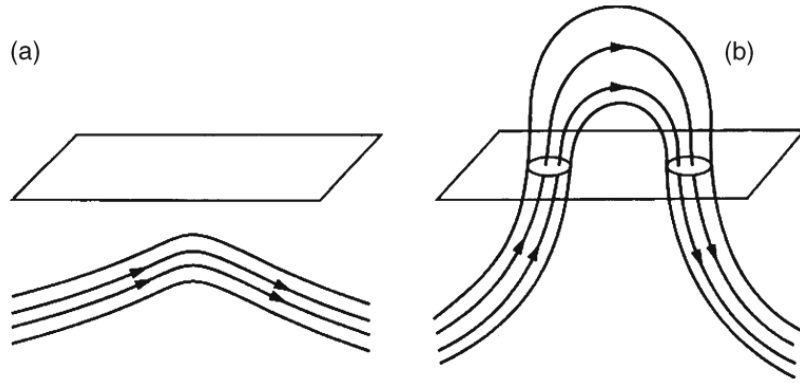


Рис. 1.4. Формирование тороидального магнитного поля в солнечных недрах. (а) Начальная линия полоидального поля. (б) закручивание линии магнитного поля благодаря более быстрому вращению приэкваториальных областей. Рисунок заимствован из [35].

имодельствии магнитного поля с турбулентными течениями внутри конвективного слоя. Согласно теории магнитоконвенкции, введение магнитного поля в конвективную среду разделяет ее на две области [34, 150]. В первой магнитное поле отсутствует и осуществляется интенсивный конвективный перенос энергии. Во второй области концентрируется магнитное поле, которое замедляет темпы конвенкции. Солнечные пятна по-видимому и являются зонами выхода на поверхность таких областей, в которых магнитное поле "сжато" окружающей конвенкцией. Хотя мы не имеем информации о состоянии магнитных полей в солнечных недрах, можно ожидать, что во внешних слоях поле сконцентрировано в магнитных трубках благодаря взаимодействию с конвективными течениями.

Выход магнитных трубок на поверхность звезды может быть объяснен уменьшенной плотностью их вещества по сравнению с плотностью окружающей среды. Действительно, для того чтобы трубка находилась в динамическом равновесии, необходимо выполнение равенства

$$p_{out} = p_{in} + \frac{B^2}{2\mu}, \quad (1.3)$$

где  $p_{in}$  и  $p_{out}$  давление внутри трубки и в окружающей ее среде. Отсюда следует, что давление  $p_{in}$  меньше  $p_{out}$ . Часто, хотя и не всегда, это указывает на меньшую плотность внутри трубки по сравнению с окружающей средой. Если это действительно происходит с какой-либо частью трубки, то то действующая на нее архимедова сила будет преобладать над силой тяжести и выталкивать ее на поверхность, образуя биполярное пятно, как это показано на рис. 1.4.

Поддержка полоидального поля по-видимому происходит благодаря так называемому механизму Бэбкока-Лейтона [7, 77]. Этот механизм объясняет поддержку полоидального поля благодаря распаду биполярных пятен. Согласно закону Джоя, ведущее пятно ближе к солнечному экватору и его полярность рассеивается на низких широтах, в то время как противоположная полярность следующего за ним пятна рассеивается на более высоких широтах.

Общая картина генерации магнитных полей по-видимому состоит в циклических преобразованиях полоидального поля в тороидальное и обратно. Существование зоны сильного дифференциального вращения у нижней границы конвективного слоя приводит к закручиванию силовых линий полоидального поля параллельно направлению вращения, что приводит к появлению тороидальной компоненты (так называемый  $\Omega$ -эффект). Пониженная плотность магнитных трубок заставляет их всплывать на поверхность, приводя к появлению холодных фотосферных пятен. Диссипация пятен и меридиональные течения приводят к преобразованию тороидальных полей в полоидальные благодаря механизму Бэбкока-Лейтона.

Тестирование моделей магнитного динамо на основе только солнечных наблюдений крайне ограничено, поскольку мы не можем варьировать глобальные параметры звезды. Однако современная наблюдательная аппаратура дает возможность изучения звездного динамо через наблюдения проявлений магнитной активности в звездных атмосферах.

## 1.2 Наблюдаемые проявления звездной запятненности

Наличие температурных неоднородностей на поверхности звезды проявляется в фотометрических и спектроскопических наблюдениях. Следствием присутствия холодных фотосферных пятен является уменьшение потока излучения в континууме. На коротких временных шкалах запятненность звезды приводит к вращательно-модулированным изменениям блеска, обусловленным заходом пятен за видимый диск звезды, изменениями площади проекции пятен на картинную плоскость и проходом пятен по неоднородному по яркости, из-за потемнения к краю, диску. Амплитуда этих колебаний блеска достигает до  $0.6^m$  в полосе  $V$  у звезд с наибольшей запятненностью поверхности. Отличительной особенностью изменений яркости звезды, имеющих пятенную природу, является асимметричность кривых блеска, а также медленные изменения их формы, вызванные перестройкой пятенной структуры. Пример кривой блеска запятненной звезды представлен на рис. 1.5. На длительных временных шкалах должны проявляться колебания блеска, обусловленные изменением общей запятненности звезды, аналогичные 11-летнему циклу солнечной активности.

Вращательно-модулированные кривые блеска могут появляться только в случае неоднородного распределения пятен по долготе. Так, полярные пятна или пятна-кольца, параллельные экватору, не приводят к изменениям блеска звезды. Формирование вращательных модуляций блеска холодными пятнами подтверждается многополосными наблюдениями. Известно, что амплитуда кривых блеска запятненных звезд падает с увеличением эффективной длины волны фотометрической полосы.

В затменных двойных системах с пятенно-активной компонентой проявляются вариации блеска, обусловленные покрытием яркостно-неоднородного диска. Этот эффект положен в основу затменного-картирования поверхности звезды. Использование современной

высокоточной наблюдательной аппаратуры позволяет зафиксировать присутствие пятен по кривым блеска транзита экзопланеты [117].

Недостаток потока в континууме влияет на профили фотосферных спектральных линий. Так, уширенные вращением спектральные линии запятненных звезд имеют детали ("квазиэмиссии") располагающиеся в профиле на длине волны, соответствующей радиальной скорости движения пятна. Эти детали перемещаются по профилю линии по мере вращения звезды. Амплитуда их скорости зависит от широты порождающих их пятен. Так, если пятно располагается на полюсе звезды, то квазиэмиссия постоянно наблюдается в центре линии. Если пятно находится на экваторе, то квазиэмиссия пересекает весь спектральный профиль от синего края до красного. Пример искаженных запятненностью профилей спектральных линий показан на рис. 1.6.

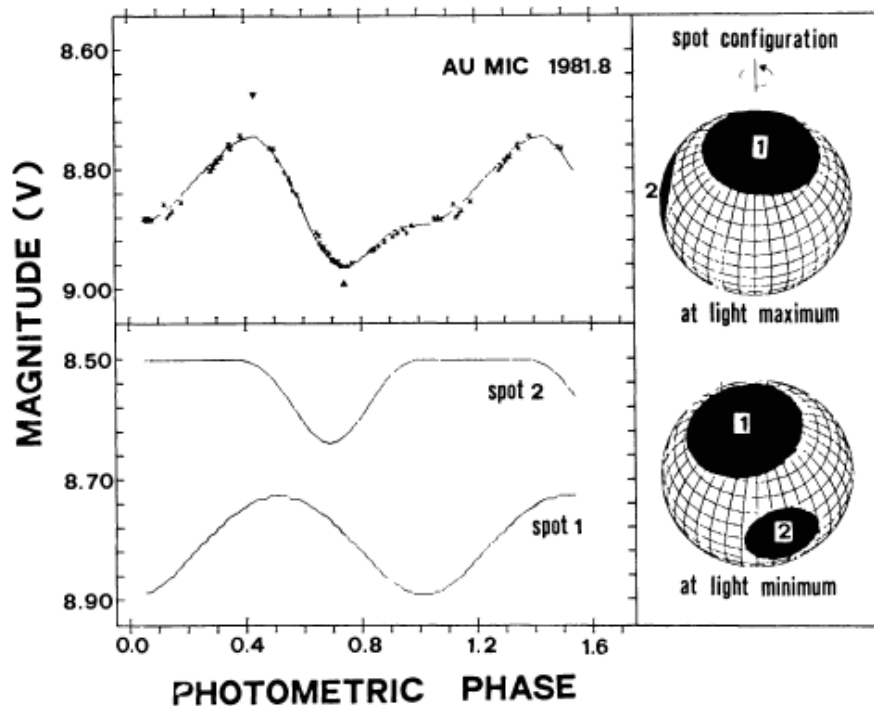


Рис. 1.5. Пример кривой блеска запятненной звезды AU Mic, а также модель распределения пятен, описывающая наблюдения. Рисунок заимствован из [107].

В некоторых случаях, вместо "квазиэмиссий" могут возникать "квазиабсорбции". Вид детали определяется из соотношений между потоками в континууме и эквивалентными ширинами линий в спектрах пятен и незапятненной фотосферы [147]. Поскольку радиальная скорость деталей зависит от координат пятен, набор профилей спектральных линий, полученных на разные фазы вращения, несет информацию о распределении пятен по поверхности звезды. На этой идее основан мощнейший метод исследования структуры звездной поверхности — доплеровское картирование [147].

Фотосферная запятненность звезд сопровождается проявлениями их хромосферной и корональной активности, которые тоже имеют магнитную природу. Наиболее примечательными признаками хромосферной магнитной активности в оптическом диапазоне яв-



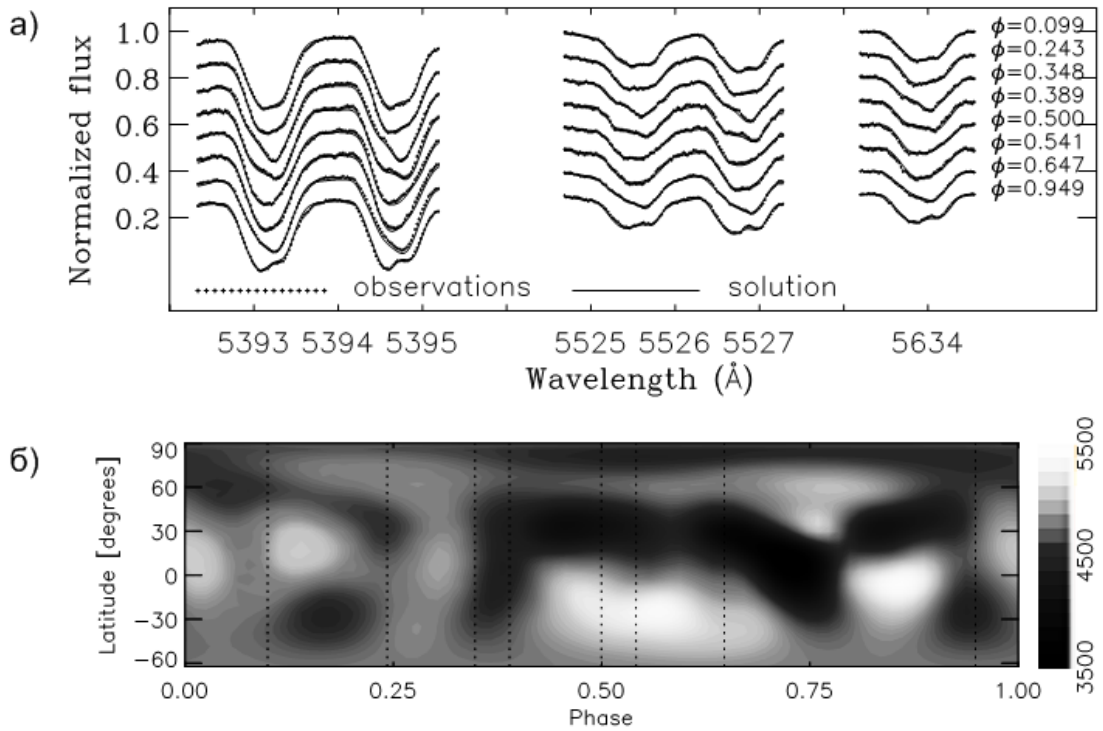


Рис. 1.6. а) Профили спектральных линий звезды типа RS CVn II Peg, полученные на разные фазы вращения (точки). б) Карта распределения температуры по поверхности активной компоненты II Peg, полученная методом доплеровского картирования. Спектральные профили, соответствующие найденной модели поверхности звезды, показаны непрерывной линией на верхнем рисунке. Рисунки были заимствованы из [48].

ляются эмиссии в линиях бальмеровской серии водорода, а также в линиях CaII H и K. Хромосферы звезд проявляют признаки пространственной неоднородности и, по крайней мере, имеют две составляющие: спокойную хромосферу и активные области. Хромосферные эмиссии проявляют вращательную модуляцию, при этом максимум эмиссионного потока обычно приходится на минимум блеска звезды, что, по-видимому, свидетельствует о пространственной связи областей хромосферной активности с фотосферными пятнами.

Корональная активность проявляет себя в избыточном рентгеновском излучении. Результаты рентгеновских обзоров говорят о том, что избыточное корональное излучение имеется у всех карликов с внешней конвективной оболочкой (звезды позднее класса F0). Это излучение обусловлено нерадиативным, магнитным нагревом короны и растет с увеличением активности звезды. Энергия излучения активных звезд в рентгеновском диапазоне составляет  $10^{27} - 10^{28}$  эрг/с.

### 1.3 Пятенно-активные звезды

Согласно теории динамо трубки тороидальных магнитных полей должны рождаться в конвективных зонах вращающихся звезд. Если конвективная зона является внешней,

то магнитные трубки всплывают на поверхность звезды и приводят к появлению темных пятен. Поскольку звезды имеют ненулевой момент вращения, все холодные звезды с внешней конвективной оболочкой должны иметь пятна. Увеличение темпов вращения способствует усилению темпов образования тороидальных магнитных полей и, как следствие, увеличению запятненности.

Впервые гипотеза звездных пятен была использована Кроном [72, 73] для интерпретации кривых блеска звезд YY Gem и AR Lac. Двойная система AR Lac состоит из компонент K0 и G5. Необычным свойством системы явилось наличие малых вариаций блеска между затмениями и во время первичного минимума, когда более горячая компонента затмевалась более холодной. Этот феномен пропадал в течение вторичного минимума. Форма кривых блеска менялась от года к году. Эти наблюдения указывали на неоднородность в яркости поверхности горячей звезды, структура которой изменяется на длинных промежутках времени, свидетельствуя о присутствии пятен, аналогичных солнечным. Похожие свойства проявляла система из двух красных карликов YY Gem (Castor C). Дальнейшее развитие гипотеза звездных пятен получила благодаря работам Холла [51], который интерпретировал вращательно-модулированные изменения блеска моделями звезд с темными пятнами, движущимися по видимому диску звезды.

Результаты теории динамо в целом согласуются с наблюдениями. Так, все звезды нижней части главной последовательности проявляют хромосферные эмиссии в линиях CaII H и K [151]. Наблюдения одиночных звезд солнечного типа выявили изменения блеска в континууме, по-видимому обусловленные прохождением пятен по видимому диску [98, 99, 100]. Существует общая тенденция к увеличению магнитной активности при уменьшении так называемого числа Россби, определяемого как отношение периода вращения  $P$  звезды ко времени конвективного перемешивания  $\tau_c$ , т.е.  $Ro = P/\tau_c$ . Эта зависимость хорошо проявляется в рентгеновских наблюдениях [102], а также в измерениях эмиссий линии CaII H и K [88]. На рис. 1.7 продемонстрирована тенденция увеличения потока хромосферы в линии CaII H и K при уменьшающемся числе Россби.

В большинстве случаев пятна достаточно малы и не проявляются без использования специализированной аппаратуры. В этом параграфе мы сосредоточим внимание на сильно-запятненных звездах, пятна которых хорошо проявляет себя в наблюдениях современной фотометрической и спектроскопической аппаратурой. Повышенная запятненность этих звезд, по-видимому, обусловлена высокой скоростью их вращения [56, 53].

**BY Dra.** Звезды типа BY Dra представляют собой короткопериодические спектроскопически двойные (SB2) системы типа UV Cet. Бош и Фекел [24] определили этот класс систем как переменные, обладающие следующим набором характеристик:

- (1) низкоамплитудные колебания блеска (около  $0.1^m$  в фильтре  $V$ ) с периодом порядка нескольких суток;
- (2) спектральные классы dKV или dMV;

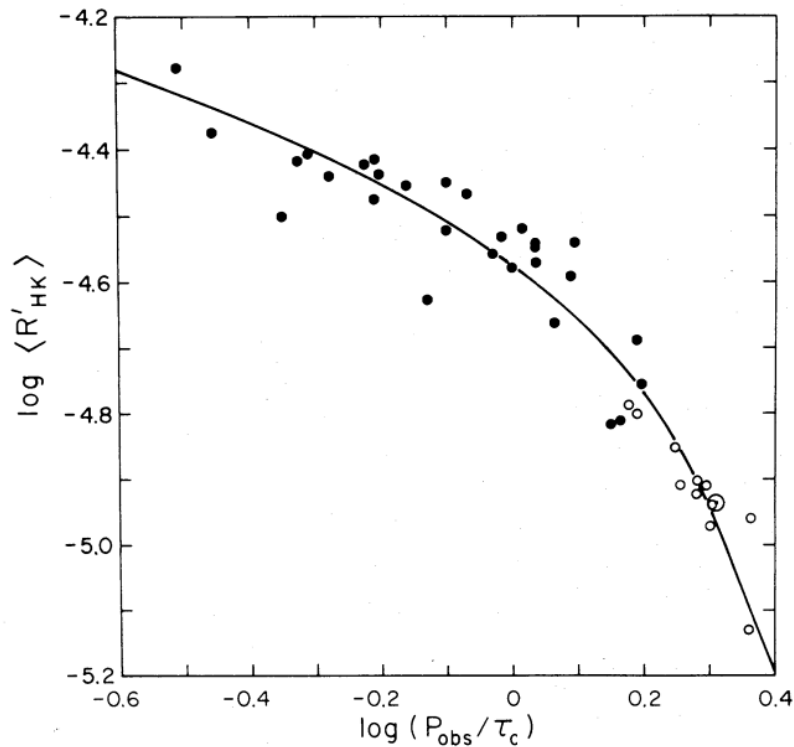


Рис. 1.7. Зависимость потока в эмиссии линии CaII H и K от числа Россби. Рисунок заимствован из [88].

(3) присутствие в спектре эмиссий в линии CaII H и K.

В [45] было предложено включить в определение системы с компонентами классов F и G. Таким образом, звезды типа BY Dra представляют собой тесные системы с компонентами поздних спектральных классов главной последовательности. Близость звезд в системе приводит к приливной синхронизации короткого орбитального периода с вращательными периодами компонент. Следствием высокой скорости вращения компонент является усиленная генерация магнитных полей, которые при выходе в атмосферу проявляются в виде темных фотосферных пятен, вспышек, областей хромосферной активности.

**RS CVn.** Системы типа RS CVn определяются как тесные двойные, удовлетворяющие следующим требованиям [45]:

- (1) в системе имеются сильные эмиссии в линии CaII H и K хотя бы для одной из компонент;
- (2) звезда проявляет периодические изменения блеска, не связанные с пульсациями, затмениями и эллиптичностью компонент;
- (3) более активная компонента представлена гигантом или субгигантом спектрального класса F, G или K.

Сильное приливное взаимодействие приводит к быстрому вращению компонент системы, синхронному и или почти синхронному с орбитальным движением. Также как и другие

холодные магнитно-активные звезды, RS CVn проявляют изменения блеска, связанные с запятненностью компонент, всплещную активность, хромосферные эмиссии в линиях Бальмеровской серии, корональное рентгеновское и радиоизлучение.

Большие внеатменные вариации блеска ( $\Delta V \sim 0.6^m$ ) свидетельствуют об очень сильной запятненности поверхности (до 50% видимого диска). Высокая яркость некоторых представителей данного класса и яркие проявления активности сделали звезды типа RS CVn наиболее предпочтительными объектами для фотометрического и спектроскопического анализа запятненности. Большая часть знаний о звездных пятнах получена на основе изучения звезд этого типа.

**T Tau.** Звезды данного типа являются молодыми объектами, связанными с областями звездообразования. Спектры этих объектов ассоциируются со спектрами фотосфер карликов спектральных классов G – M, на которые накладывается эмиссионный спектр. С физической точки зрения объекты T Tau рассматриваются как переходная стадия между протозвездами и звездами главной последовательности с возрастом в несколько миллионов лет. В этой стадии эволюции активность звезды обусловлена процессами взаимодействия с протопланетным газопылевым диском и процессами повышенной магнитной активности.

T Tau принято делить на две группы: CTTS (Classical T Tauri Stars) и WTTS (Weak-line T Tauri Stars). Активность первых часто интерпретируется в рамках моделей аккреционного диска, а поведение объектов второй группы лучше объясняется активностью солнечного типа [57]. По современным представлениям, CTTS окружены плотным аккреционным диском, который является источником избытка инфракрасного излучения. Вещество диска, двигаясь с кеплеровскими скоростями и встречаясь с медленно-вращающейся поверхностью звезды, становится источником оптического и ультрафиолетового избытка света, наблюдаемого одновременно с инфракрасным избытком у классических звезд T Tau. Вращающийся диск продуцирует иррегулярные изменения блеска звезды, что препятствует наблюдениям вращательных модуляций, обусловленных пятенной активностью звезды.

С другой стороны, звезды WTTS лишены диска, вызывающего заметные изменения блеска. Об отсутствии плотного диска говорит также и то, что эти звезды не проявляют заметного инфракрасного избытка света. Меньшая глубина линии LiI свидетельствует о большем возрасте этих объектов по сравнению с CTTS, указывая на то, что данные звезды являются переходной стадией от классических T Tau, потерявших аккреционный диск. Кривые блеска проявляют вращательные модуляции, по-видимому обусловленные пятенной активностью. Свидетельства наличия пятен на поверхности этих объектов также были обнаружены по вращательно-модулированным искажениям профилей фотосферных спектральных линий [141, 43].

**Молодые звезды главной последовательности.** Многие молодые звезды главной последовательности, в частности, члены молодых рассеянных скоплений, имеют очень высокие скорости вращения. Быстрое вращение обнаруживается по короткопериодическим изменениям блеска, обусловленным запятненностью поверхности [126], а также по

уширению спектральных линий [127]. Эти звезды демонстрируют различные виды проявлений магнитной активности, такие как вращательно-модулированные кривые блеска, периодические искажения профилей фотосферных спектральных линий [11], хромосферные эмиссии в линиях водорода и CaII H и K [127, 128, 119], повышенное рентгеновское и радиоизлучение [78].

Предполагается, что при подходе к главной последовательности звезда сжимается, ускоряя свое вращение. На этой фазе анализ эволюции вращения осложнен плохо изученным механизмом взаимодействия магнитного поля звезды с околос звездным диском, который сдерживает ускорение вращения звезды при ее сжатии. На главной последовательности эволюция вращения обусловлена потерей углового момента через намагниченный звездный ветер. Анализ наблюдательного материала показывает, что потеря углового момента происходит очень быстро, при этом более массивные звезды тормозятся быстрее. Так молодое скопление  $\alpha$  Персея ( $\sim 50$  млн. лет) содержит большое количество быстрых ротаторов среди звезд G – M класса с широким разбросом скоростей вращения до  $v \sin i \sim 200$  км/с. В то же время, в скоплении Плеяд ( $\sim 70$  млн. лет) быстрые G-карлики отсутствуют. В еще более старом скоплении Гиад быстрые ротаторы среди G- и K-звезд отсутствуют вообще ( $v_{eq} \sim 5$  км/с), хотя некоторые M-звезды вращаются сравнительно быстро ( $v_{eq} \sim 10 - 20$  км/с) [125]. Такие особенности вращения вероятно связаны с уменьшением массовой доли конвективного слоя при увеличении массы звезды. Конвективный слой магнитно связан тормозящим его звездным ветром и тормозится почти независимо от нижележащего радиативного слоя.

**FK Com.** Звезды типа FK Com представляют собой гиганты спектральных классов G – K с коротким периодом вращения порядка нескольких дней. Малые периоды говорят об исключительно высоких для гигантов скоростях вращения, что также проявляется в спектроскопических исследованиях ( $v \sin i \sim 50 - 150$  км/с). Звезды не проявляют периодических вариаций радиальной скорости, что указывает на их одиночность. Существует три достоверных представителя этого типа объектов: FK Com, V1794 Cyg и YY Men. Немногие другие звезды с похожими характеристиками являются кандидатами в FK Com. Они имеют более медленное вращение и низкий уровень активности.

По своим свойствам звезды FK Com очень похожи на RS CVn за исключением лишь двойственной природы последних. Магнитная активность FK Com проявляется во вращательно-модулированных изменениях блеска ( $0.1 - 0.3^m$  в полосе V) [61], хромосферных эмиссиях линий CaII H и K и водородных линиях серии Бальмера [25], периодических изменениях профилей фотосферных линий [70].

**W UMa.** Звезды W UMa являются затменными двойными с периодами 5-20 часов. Кривые блеска этих систем гладкие со сравнимыми глубинами первичных и вторичных минимумов, не содержат областей постоянного блеска. Компонентами системы являются звезды солнечного типа, окруженные общей оболочкой. Они имеют высокие скорости вращения ( $v \sin i \sim 100 - 200$  км/с), обусловленные приливной синхронизацией орбитального

и вращательного периода.

Анализ наблюдательного материала выявил два класса звезд этого типа: А-системы и W-системы. Первые горячее, имеют большие периоды, большую полную массу, меньшие отношения масс и меньшую разницу температур (менее  $\sim 100$  К), находятся в более тесном контакте. Системы W-типа находятся в менее глубоком контакте и содержат более горячую (на  $\sim 300$  К) вторичную компоненту [118]. Они также имеют больший уровень магнитной активности, проявляющий себя в изменениях формы кривых блеска, которые интерпретируются в рамках гипотезы звездных пятен. Считается, что первичная компонента обладает большей запятненностью поверхности, приводящей к меньшему значению ее средней температуры по сравнению с вторичной компонентой [85]. Доплеровское картирование этих систем показывает запятненность обеих звезд с тенденцией большей активности первичной компоненты по сравнению с вторичной [11].

**Алголи.** Алголи представляют собой тесные двойные системы, первичная компонента которых является горячей звездой спектральных классов В – F, а вторичная компонента — субгигант или гигант позднего спектрального класса (G – K). В большинстве случаев приливное взаимодействие заставляет компоненты системы вращаться синхронно с орбитальным движением, что приводит к их высоким скоростям вращения ( $v_{eq} \sim 30–100$  км/с). Быстрое вращение в комбинации с глубокой конвективной зоной вторичной компоненты обуславливают ее повышенную магнитную активность, проявляющую себя в эмиссиях в линиях CaII H и K, а также в повышенном рентгеновском излучении и нетепловом радиоизлучении горячей короны холодной звезды [52]. Ввиду высокой яркости первичной компоненты, изменения блеска, вызванные запятненностью вторичной компоненты, проявляются лишь во время первичных затмений. Из-за синхронного вращения компонент, наблюдателю видна лишь одна полусфера звезды и, поэтому, накопленный для данных систем наблюдательный материал не столь детален, как для других пятенно-активных звезд. Тем не менее, ожидаемые изменения блеска были обнаружены и приписаны к вариациям средней температуры видимой поверхности вторичной компоненты [105].

## 1.4 Методы анализа звездной запятненности

### 1.4.1 Фотометрическое картирование

Анализ распределения пятен по поверхности звезды, а также оценка их параметров пока возможна лишь косвенными методами, т.к. большая удаленность звезд не позволяет различить детали их поверхности. Первые методы картирования запятненности были основаны на введении на звездную поверхность небольшого количества пятен определенной формы, параметры которых находились путем подгонки модельной кривой блеска под наблюдаемые потоки от звезды. В большинстве случаев пятна имели круглую форму, а моделирование потоков излучения звезды могло осуществляться аналитическими методами

[29]. Пример картирования поверхности звезды круглыми пятнами показан на рис. 1.5. В некоторых случаях использовались прямоугольные пятна, для которых обычно прибегали к численному интегрированию при моделировании кривых блеска [131]. Анализ долгосрочных рядов наблюдений методами фотометрического картирования дает информацию об изменении распределения пятен и дифференциальном вращении звезды.

Использование одной кривой блеска не позволяет одновременно найти размеры пятен и их температуру. Эти два параметра имеют схожее влияние на форму изменения потока от звезды. Одновременное моделирование кривой блеска и цветовой кривой позволяет сделать оценку этих двух параметров [96].

Более совершенные методы фотометрического картирования предполагают разбиение поверхности звезды на малые площадки [54]. Каждой площадке может быть задано индивидуальное значение интенсивности. Задача картирования состоит в поиске распределения интенсивности, описывающего наблюдаемую кривую блеска в пределах известных ошибок наблюдений. Ввиду большого количества искомых параметров данная задача является некорректно-поставленной и не может быть решена только минимизацией невязок между теоретическими и наблюдаемыми потоками. Некорректность задачи предполагает сильную чувствительность решения от входных данных. Для поиска устойчивого решения авторы [54] применили метод регуляризации Тихонова, выделяющего из всех возможных решений, описывающих наблюдательные данные, максимально гладкое.

В [109] предполагается, что каждая площадка состоит из двух областей: незапятнанной фотосферы температуры  $T_{ph}$  и пятен температуры  $T_{sp}$ . Каждой площадке задается фактор наполнения  $f$ , который определяется как доля площади, занимаемая пятнами. Тогда интенсивность излучения площадки будет определяться как

$$I = (1 - f)I(T_{ph}) + fI(T_{sp}). \quad (1.4)$$

Задача картирования сводится к поиску распределения фактора наполнения, описывающего наблюдаемую кривую блеска. Для поиска устойчивого решения авторы [109] используют метод Оккама [155].

Более детальная информация о распределении пятен может быть найдена при наблюдениях затменных двойных систем. Покрытие звездой-соседкой запятанного диска активной звезды приводит к вариациям блеска в течение затмения. Путем разбиения поверхности активной компоненты на элементарные площадки можно найти распределение пятен, описывающего кривую затмения. Методка картирования, работающая по данному принципу, называется затменным картированием. Затменное картирование дает очень надежные значения как широт, так и долгот пятен, однако часто может быть применено для восстановления ограниченного диапазона широт ввиду различия радиусов компонент и наклона орбитальной плоскости к лучу зрения. Затменное картирование использовалось для исследования поверхности некоторых звезд типа RS CVn [108, 31, 75].

### 1.4.2 Допплеровское картирование

Наиболее детальная информация о распределении пятен выявляется при использовании метода доплеровского картирования. Суть метода заключается в поиске распределения пятен, которое могло бы описать наблюдаемые изменения профилей фотосферных спектральных линий. Наличие пятен на поверхности звезды приводит к появлению в профиле линии деталей, длина волны которых соответствует радиальной скорости пятна. Лучевая скорость деталей связана с координатами пятен. По мере вращения звезды деталь перемещается по профилю линии с амплитудой, зависящей от широты пятна. Пример доплеровского картирования запятненной звезды представлен на рис. 1.6.

Существующие методы доплеровского картирования основываются на разбиении поверхности звезды на элементарные площадки. Каждой площадке задается индивидуальное значение некоторого параметра, неравномерное распределенное которого является причиной искажений профилей спектральных линий (например температура, фактор наполнения). Ввиду некорректности задачи поиска распределения пятен, решение задачи картирования сводится к минимизации функции вида

$$\Phi(X) = \chi^2(X) + \lambda R(X), \quad (1.5)$$

где  $\chi^2(X)$  — сумма квадратов невязок между наблюдаемыми и теоретическими остаточными интенсивностями, зависящая от искомого распределения температуры (или фактора наполнения)  $X$ , а  $R(X)$  — стабилизирующий член, необходимый для поиска устойчивого решения, согласующегося с априорной информацией о его поведении.  $\lambda$  — параметр регуляризации, выбор которого проводится через согласование теоретических спектральных профилей с наблюдаемыми.

По типу искомого решения методы доплеровского картирования можно разделить на две группы. В первых проводится поиск температур элементов разбиения звездной поверхности. Вторая группа исходит из предположения двухтемпературной структуры поверхности. Предполагается, что поверхность звезды состоит из незапятненной фотосферы и пятен одинаковой температуры. Искомым параметром является степень заполнения площадок пятнами.

Большинство существующих кодов доплеровского картирования основаны на применении методов Тихонова и максимума энтропии. Метод Тихонова используется для поиска гладкого решения, а стабилизирующий член в (1.5) представляет собой норму вектора модулей градиентов температуры для каждого элемента разбиения (фактора наполнения) [95]. Методика максимизации энтропии требует минимума информации в искомом решении. Второй член регуляризирующей функции включает в себя информационную энтропию решения  $\sum_i X_i \log X_i$ . Методы доплеровского картирования, основанные на максимизации энтропии описаны в [148, 103, 27, 37, 64, 104]. Другой способ восстановления поверхности, получивший распространение в литературе, основан на применении метода Оккама решения некорректных задач [15].



Распределение магнитного поля по поверхности звезды может быть восстановлено по данным спектрополяриметрии высокого разрешения при помощи метода Доплер-Зеемановского картирования [110, 40, 41]. Его суть заключается в анализе параметров Стокса уширенных вращением фотосферных спектральных линий. Быстрое вращение звезды разделяет обусловленные локальным магнитным полем детали в профиле линии. Эти детали не возможно было бы разделить в случае слабого вращательного уширения линий ввиду обнуления вклада от областей противоположных полярностей. В настоящее время регистрируется лишь круговая составляющая поляризации, обусловленная магнитным полем (параметр Стокса  $V$ ). Необходимое для выделения параметра Стокса  $V$  отношение  $S/N$  на порядок выше чем может быть достигнуто современной наблюдательной аппаратурой. Построение профилей параметра Стокса  $V$  осуществляется путем усреднения профилей сотен спектральных линий [110].

### 1.4.3 Анализ глубин пар спектральных линий и моделирование молекулярных полос

Анализ запятненности медленно-вращающихся звезд может быть выполнен на основе измерения глубин пар некоторых близлежащих спектральных линий. Линии пары должны иметь разную чувствительность к температуре. Так, если исследуемая пара состоит из нечувствительной и очень чувствительной к температуре линий, то абсолютно черные пятна в равное количество раз уменьшали бы их глубину. Отношение глубин линий при этом не будет изменяться по мере прохождения пятен по видимому диску. В действительности, из-за ненулевой температуры пятен сила второй линии изменится непропорционально силе первой. По измеренному отношению сил линий можно определить среднюю температуру звездного диска. Выбор близких линий обусловлен уменьшением чувствительности искомого отношения глубин линий к ошибкам проведения континуума.

Данная методика была использована Каталано и др. [33] для построения кривых изменения средней температуры диска ярких компонент трех систем типа RS CVn. По измеренному значению силы первой линии можно сделать оценку степени запятненности диска, что вместе с отношением сил линий дает возможность определения температуры пятен. Фраска и др. [46] дополнили методику одновременным анализом кривых блеска для разделения эффектов площади и температуры пятен.

Присутствие молекулярных полос в спектрах активных звезд является прямым указанием на существование на их поверхности холодных областей. При достаточно высокой температуре фотосферы молекулярные полосы могут формироваться лишь в холодных пятнах. Впервые молекулярные полосы пятен были зарегистрированы Фоггом [145] в спектре звезды спектрального класса K2, слишком горячей для появления наблюдаемых полос TiO и VO. Изменения силы полосы TiO в течение вращательного периода были наблюдаемы Хуенемоердером и др. [63]. Построенная кривая изменения глубины TiO имела максимум,

приходящийся на момент фотометрического минимума звезды, что явилось подтверждением пятенной природы вращательно-модулированных кривых блеска активных звезд.

Методика определения температур и площади запятненности на основе анализа молекулярных полос была разработана Неффом и др. [86], а также О'Нилом и др [92]. Моделирование молекулярных полос проводилось путем комбинирования спектров звезд различной температуры, взвешанных с долей пятен на видимом диске, а также с отношением потоков в континууме. Анализ двух полос TiO с различной температурной чувствительностью, на 7055 Å и 8860 Å, дал возможность определения как температуры, так и площади запятненности исследуемых звезд.

## 1.5 Параметры звездных пятен

### 1.5.1 Температура и размеры пятен

Наблюдаемые изменения блеска пятенно-активных звезд говорят о присутствии пятен, покрывающих значительную часть поверхности. Так, например, V410 Tau, II Peg и HD12545 имели изменения блеска более  $0.6^m$  в фильтре V [133, 135, 138], обусловленные пятнами. Это означает, что пятна могут покрывать около 40% видимого диска звезды.

Существующие оценки температур пятен основаны на применении методов одновременного анализа кривых блеска и цветовых кривых, методики доплеровского картирования, анализа глубин пар линий и моделирования молекулярных полос (методы перечислены в порядке возрастания надежности получаемых результатов). Некоторые измерения температур пятен для запятненных карликов и гигантов отображены на рис. 1.8. Видно, что температурный контраст пятен по отношению к незапятненной фотосфере сильнее для горячих звезд. Так разность незапятненной фотосферы и пятен уменьшается от 1000 – 2000 К для звезд класса горячих G-карликов, компонент систем RS CVn и гигантов FK Com до  $\sim 200$  К для самых холодных M-звезд. Также из рисунка видно, что зависимость является одинаковой для гигантов и карликов в пределах разброса измеренных данных. Это указывает на одну и ту же природу пятен у звезд разных классов светимости.

Значения запятненности, более 50% звездного диска, были определены О'Нилом и др [92, 93] используя моделирование молекулярных полос, наблюдаемых в спектрах пятенно-активных звезд. Так для звезды типа RS CVn II Peg была найдена температура пятен 3500 К (при температуре незапятненной фотосферы 4600 К) и запятненность, варьирующаяся в пределах от 43 до 55%. Большие значения запятненности были также найдены и для других звезд [92, 94]. Эти результаты являются завышенными по сравнению со значениями запятненности, найденными методами фотометрического и доплеровского картирования. По-видимому, фотометрические методы и доплеровская томография дают заниженные оценки запятненности в силу существования неразрешаемых и не создающих вращательные модуляции пятен. Кроме того, избыточная абсорбция молекулярных

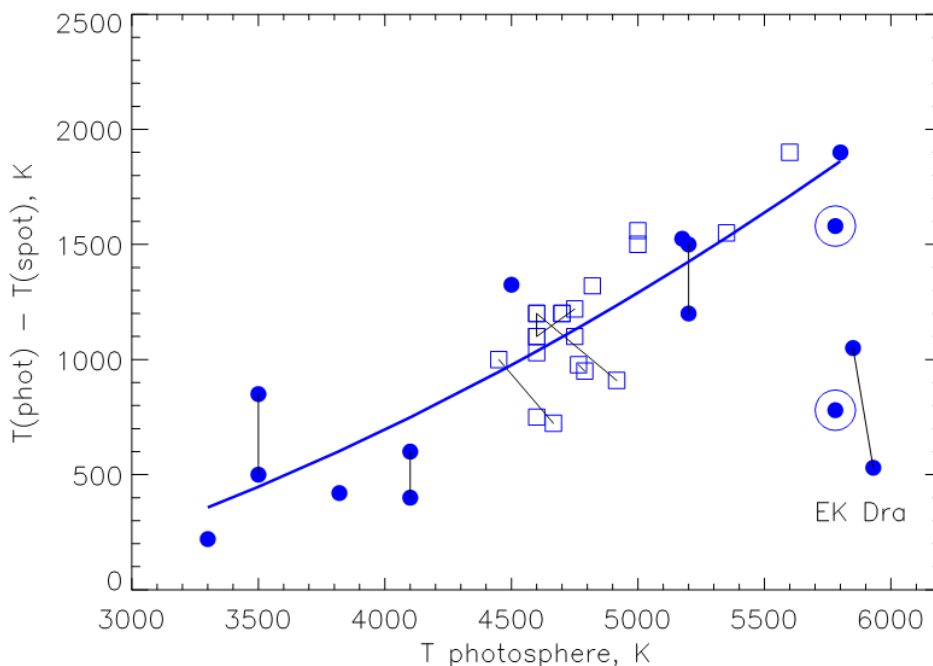


Рис. 1.8. Зависимость температурного контраста пятен карликов (кружки) и гигантов (квадраты) от температуры незапятненной фотосферы. Тонкая линия соединяет измерения для одной и той же звезды. Толстая линия — параболическая аппроксимация наблюдаемой зависимости. График заимствован из [18].

полос говорит о том, что даже во времена максимума блеска видимая поверхность звезды имеет значительную запятненность. Последнее обстоятельство означает, что необходимо с осторожностью подходить к результатам фотометрического анализа, поскольку фотометрические методы часто исходят из предположения незапятненности диска звезды в момент максимума блеска.

## 1.5.2 Магнитное поле

Получение высоточных спектрополяриметрических данных для применения методов Доплер-Зеемановского налагает высокие требования к наблюдательной аппаратуре и в настоящее время реализуемо лишь для самых ярких объектов. Первые карты распределения магнитного поля были получены для молодых карликов AB Dor и LQ Hya, а также для звезды типа RS CVn HR 1099 [42]. Главной особенностью полученных результатов является отсутствие корреляции между областями концентрации магнитных полей и запятненностью. Картирование звезды AB Dor выявило концентрацию радиальной компоненты поля смешанной полярности около средних широт. В то же время, распределение азимутальной компоненты представляет собой две кольцеобразные структуры противоположной полярности, которые почти параллельны плоскости экватора. Одно кольцо расположено на высоких широтах, второе на низких широтах. Такое поведение поля Донати [42] интерпретировал как признаки крупномасштабного полоидального и тороидального поля.

Другая интерпретация заключается в том, что распределение азимутальной компоненты отражает области доминирования поля полутени пятен.

Исследование распределения магнитного поля является сравнительно молодым направлением в астрофизике. На данном этапе развития сложно сделать определенные выводы о поведении магнитных полей холодных звезд, однако быстрый прогресс в методах спектроскопии дает надежду на появление скорых и интересных результатов.

### 1.5.3 Распределение по долготе

Вращательно-модулированные изменения блеска пятенно-активных звезд свидетельствует о неоднородном долготном распределении пятен. В запятненных звездах, входящих в состав тесных двойных систем, можно ожидать, что действие приливных сил на дифференциальное вращение и механизмы генерации магнитных полей могут способствовать появлению выделенных долгот запятненности. Однако имеющийся наблюдательный материал не поддерживает гипотезу простого и общего поведения областей запятненности в двойных системах [60].

Анализ 25-летней фотометрии K0 IV компоненты системы типа RS CVn AR Lac указывает на существование протяженной области запятненности у точки поверхности, наиболее близкой к спутнику, а также двух менее активных областей, разнесенных от первой на  $120^\circ$  по долготе [75]. Похожее поведение запятненности проявляется у системы HK Lac, где две наиболее активные долготы, разделенные на  $\sim 110^\circ$ , сохраняют свое положение более 30 лет. Бердюгина и Туоминен [14] показали, что активные долготы в системах RS CVn постоянны, но могут мигрировать вдоль орбитальной плоскости и, как правило, не имеют выделенной ориентации. В среднем активные долготы разделены на  $180^\circ$  и имеют разный уровень активности. Существуют периодические переключения уровня активности, получившие названия флип-флоп эффектов [14].

Активные долготы являются ярко выраженным свойством пятенно-активных звезд. В дополнение к системам типа RS CVn они были обнаружены у одиночных гигантов FK Com [66, 67, 71], а также молодых активных звезд [16, 65, 16].

Для систем типа RS CVn типична линейная миграция активных долгот, когда разность между действительным периодом вращения пятен и предполагаемым периодом звезды постоянна [14]. Нелинейная миграция предполагает дифференциальное вращение звезды и изменения широт запятненности. Такое поведение типично для одиночных молодых звезд и для гигантов типа FK Com.

### 1.5.4 Распределение по широте

Самой примечательной особенностью доплеровских карт холодных звезд являются большие холодные полярные пятна. Так, согласно [137], большинство опубликованных доплеровских карт демонстрируют полярные и высокоширотные пятна.

Хотя и существуют вероятность появления полярных пятен как артефакта восстановления поверхности, вызванным недостаточным пониманием физики формирования спектральных линий, большинство исследователей сходятся во мнении о реальности их существования. Хатцес и др. [58] исследовали поведение линии  $\text{CaI } \lambda 6439 \text{ \AA}$  в зависимости от наклона оси вращения звезды к лучу зрения и пришли к выводу, что звезды с малым углом наклона имеют тенденцию к появлению плоского ядра в профиле линии. Наиболее простая интерпретация этого эффекта заключается в изменении видимости полярного пятна. Штрассмайер и Райс [134] провели серию картирования звезды с использованием различных спектральных линий и выявили присутствие высокоширотного пятна на всех картах вне зависимости от температурной чувствительности и эквивалентной ширины анализируемой линии. Влияние хромосферной эмиссии с учетом не-ЛТР эффектов было исследовано Брулсом и др. [28], которые пришли к выводу, что скорее всего полярные пятна не являются артефактом, вызванным неучетом хромосферной активности.

Теоретические аспекты формирования полярных пятен были разобраны Шусслером и Соланки [114], которые отметили, что в быстрых ротаторах, при генерацией тороидальных полей около нижней границы конвективной зоны, сила Кориолиса вынуждает подниматься магнитные трубки параллельно оси вращения, создавая тем самым высокоширотные пятна. Эти результаты были подкреплены более детальными нелинейными моделями [115, 38].

Фотосферная активность запятненных звезд не ограничивается только полярными пятнами. Как показывают результаты доплеровского и затменного картирования, пятна могут располагаться на всех широтах от экватора до полюса. Так, Донати и Камерон [39] нашли свидетельства пятенной активности во всем диапазоне наблюдаемых широт звезды AB Dor, Штрассмайер и Райс [134] выявили присутствие как высокоширотных, так и приэкваториальных пятен на поверхности молодого G-карлика EK Dra. Низкоширотные пятна были также найдены при анализе затмений активной K2IV-компоненты звезды RS CVn [108], а также компоненты типа K0IV системы AR Lac [75]. Результаты доплеровского картирования, основанного на исследовании данных долговременного спектроскопического мониторинга активной компоненты HR 1099, указывают на то, что пятна формируются на низких и средних широтах, а затем медленно мигрируют в сторону полюса [149]. Свидетельства перемещения пятен к полюсу, основанные на более плотном мониторинге этой же звезды, были выявлены Штрассмайером и Бартусом [136].

## 1.6 Эволюция запятненности и циклы активности

Впервые циклы активности звезд были обнаружены путем долговременного мониторинга эмиссий в линиях  $\text{CaII H}$  и  $\text{K}$  у звезд солнечного типа, начатом Вилсоном в обсерватории Моунт Вилсон [8]. Анализ наблюдательного материала выборки звезд спектральных классов G0-K5 V, насчитывающей около сотни членов, выявил изменения уровня хромо-

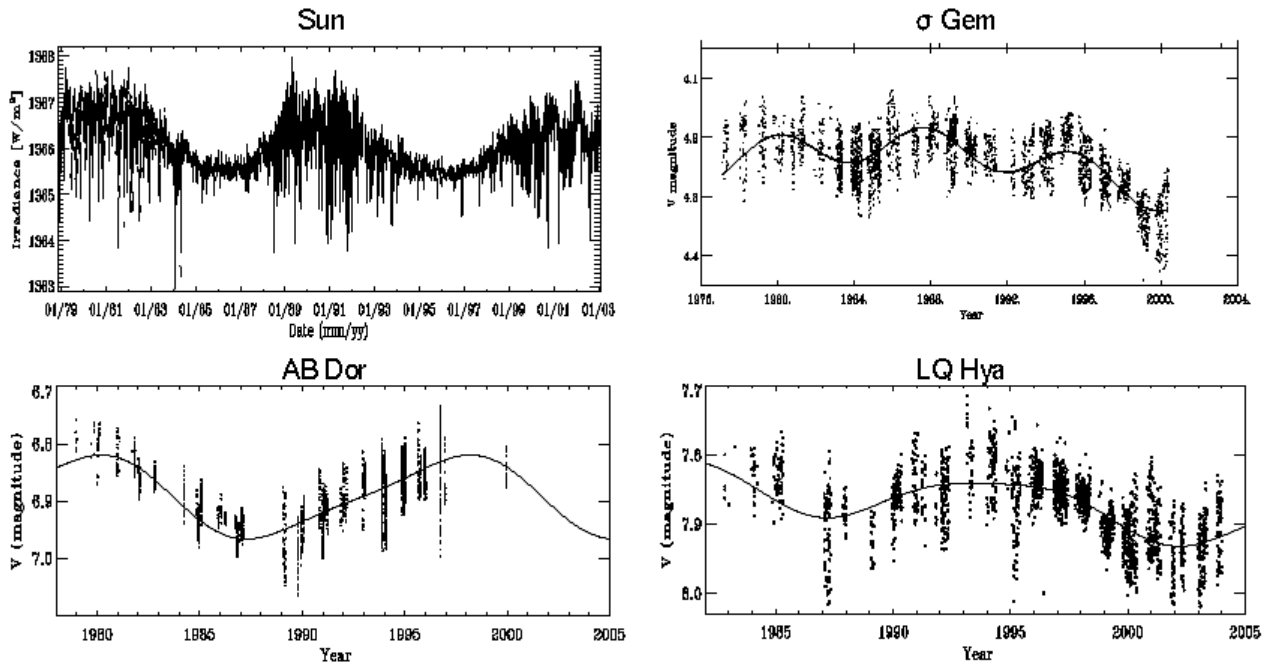


Рис. 1.9. Примеры циклов излучения Солнца, а также потоки в фильтре  $V$  активной компоненты звезды типа RS CVn  $\sigma$  Gem и двух молодых солнечных аналогов AB Dor и LQ Hya. Рисунок заимствован из [17].

сферной активности и периодов вращения на эволюционных масштабах времени (миллиарды лет). Выяснилось, что по мере увеличения возраста звезд уменьшается период их вращения, уменьшается средний уровень их активности, а также сглаживаются циклы изменения активности. Анализ одновременных фотометрических наблюдений и наблюдений эмиссий CaII H и K выявил антикорреляцию изменения блеска с уровнем хромосферной активности для молодых звезд. Другими словами, блеск молодых звезд слабее во времена максимума активности, в то время как старые звезды, включая Солнце, становятся ярче в максимуме. Это свидетельствует о смещении преобладания пятенной активности в сторону доминирования факельной активности по мере эволюции звезды.

За десятилетия фотометрических наблюдений запятненных звезд накопился богатый материал, свидетельствующий о циклах пятенной активности, аналогичных 11-летнему солнечному циклу. Долговременные колебания блеска были замечены у нескольких молодых карликов солнечного типа [3, 16, 80, 81, 65, 17] и одной звезды типа T Tau [129]. Примеры долговременного изменения блеска одиночных молодых звезд AB Dor и LQ Hya показаны на рис. 1.9. Эти звезды также проявляют периодические изменения фотометрического периода в фазе с циклами пятенной активности, свидетельствующие о дифференциальном вращении звездной поверхности. Циклы пятенной активности также зарегистрированы у некоторых компонент тесных двойных систем [60]. На рис. 1.9 также показаны циклы активности, проявляющиеся в долговременной фотометрии звезды типа RS CVn  $\sigma$  Gem.

Другим проявлением изменения запятненности являются так называемые флип-флоп эффекты. Термин подразумевает быструю смену уровня активности двух активных долгот, впервые замеченную у звезды FK Com [66]. Пример флип-флоп эффекта, проявившегося при фотометрическом картировании звезды  $\sigma$  Gem представлен на рис. 1.10. Очевидна смена уровня активности долгот за сравнительно малый промежуток времени.

Анализ фотометрии четырех звезд типа RS CVn, проведенный Бердюгиной и Туоминеном [14], позволил сделать вывод о регулярности повторения флип-флопов и выявил новый тип цикла активности звезд. Длительность флип-флоп циклов (среднее время между двумя сменами уровня активности) имеет различные значения от десятков дней до нескольких лет. Помимо звезд типа RS CVn и FK Com, флип-флоп эффекты были также зарегистрированы у молодых солнечных аналогов [16, 65].

По-видимому, отношение флип-флоп циклов к циклам пятенной активности различно для одиночных звезд и компонент тесных двойных систем. Так флип-флоп эффекты в системах типа RS CVn происходят с частотой одного цикла пятенной активности (т.е. флип-флоп цикл в два раза длиннее пятенного). Наблюдаемые в молодых карликах флип-флоп циклы оказались 3-4 раза короче пятенного.

## 1.7 Выводы

За более чем полувековую историю изучения запятненных звезд сделан существенный прогресс в понимании физики и эволюции звездных магнитных полей. Развитие методов наблюдательной астрономии позволило сделать существенный шаг в моделировании звездной активности, от простых моделей запятненности, основанных на анализе фотометрического материала, до детальных карт распределения пятен и магнитных полей, получаемых путем описания высококачественных спектроскопических и спектрополяриметрических данных. Анализ долговременного наблюдательного материала позволил выявить циклы активности холодных звезд, существование выделенных долгот концентрации пятен, флип-флоп эффекты и признаки широтного перераспределения пятен в течение цикла активности.

Наиболее детальную информацию о параметрах и распределении пятен дают спектроскопические методы. Несмотря на многие преимущества методов спектроскопического анализа, они являются довольно ограниченными по параметрам исследуемых объектов и налагают жесткие требования на наблюдательную аппаратуру. Кроме того, расчет спектральных профилей требует надежных моделей атмосферы, знания точных параметров звезды и атомных данных линий. С другой стороны, фотометрические методы могут быть применены для большой выборки звезд с широким диапазоном фундаментальных параметров. Получение фотометрического материала не требует сложного и дорогостоящего оборудования, что позволяет выделить длительное наблюдательное время для мониторинга запятненных звезд, а расчет потоков излучения в фотометрических полосах может

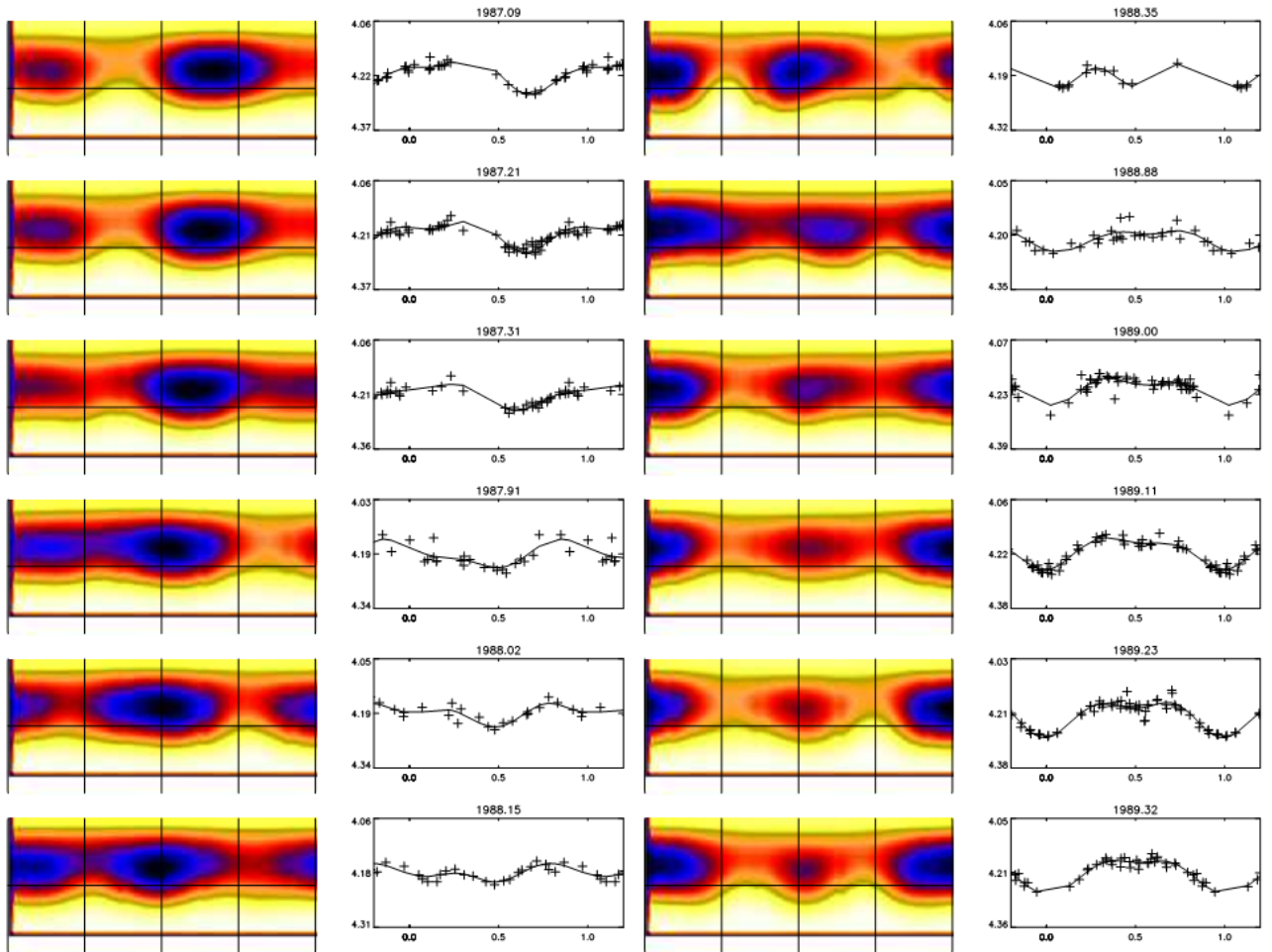


Рис. 1.10. Пример фотометрического картирования звезды типа RS CVn  $\sigma$  Gem. В первой и третьей колонке представлены карты распределения пятен (чем темнее область, тем сильнее запятненность), а сравнение наблюдаемых и теоретических кривых блеска в фильтре  $V$  дано во второй и четвертой колонках. Заметен флип-флоп эффект, произошедший в 1998 году. Рисунок заимствован из [17].

выполнен с высокой точностью на основе теории звездных атмосфер.

Часто анализ фотометрии запятненных звезд базируется на описании данных одной фотометрической полосы, а моделирование излучения основано на чернотельных или эмпирических моделях между температурой и интенсивностью. Решению этих проблем посвящена данная работа, в которой развираются методы многополосного фотометрического картирования, наиболее точно учитывающие физику формирования излучение с применением результатов теории звездных атмосфер.



## Глава 2

# Картирование поверхности звезды круглыми пятнами

Вращательно модулированные кривые блеска звезд являются наиболее заметными признаками запятненности их поверхности. Характер изменения блеска запятненной звезды определяется координатами пятен, их размером, формой и температурой. По этой причине анализ временных вариаций излучения может быть использован для определения характеристик запятненности и ее эволюции.

В данном разделе описывается созданная в рамках диссертационной работы методика картирования звездных поверхностей круглыми пятнами. Модель круглых пятен является одной из первых моделей, использованных для интерпретации кривых блеска запятненных звезд. При своей простоте картирование круглыми пятнами и по сей день с успехом используется для анализа современных фотометрических наблюдений.

Несмотря на давнюю идею приближения круглых пятен, разработанный нами вариант картирования существенно отличается от существующих аналогов. Во-первых, описание наблюдательного материала проводится с использованием современных данных теории звездных атмосфер. Во-вторых, предполагается анализ сразу нескольких кривых блеска, полученных в различных фотометрических полосах, что способствует поиску более надежной картины запятненности звезды. В-третьих, расчет потока излучения модели звезды основан на разбиении пятен на элементарные площадки и интегрировании излучения по ним. Это дает возможность легко учесть пересечения между пятнами, возможными в процессе поиска решения, что отсутствует в существующих аналогах, основанных на аналитическом расчете потоков от пятен. Пересекающиеся пятна могут более точно описать сложную геометрию распределения пятен. Кроме того, численные расчеты потоков дают возможность легко адаптировать код для решения других задач, например моделирования спектров запятненных звезд.

В первом параграфе данного раздела описывается методика моделирования кривых блеска звезд одним круглым пятном. Расширение методики на вычисление кривых блеска многопятенных моделей дано в следующем параграфе. В третьем параграфе представле-

ны некоторые результаты моделирования кривых блеска, подтверждающие работоспособность предлагаемой методики и ее верную программную реализацию. В четвертом параграфе описана методика решения обратной задачи, состоящую в поиске параметров пятен звезды на основе ее кривых блеска.

## 2.1 Моделирование кривой блеска однопятенной поверхности

Рассмотрим модель запятенной звезды, представляющую из себя сферу единичного радиуса с температурой  $T_{ph}$ , имеющую на своей поверхности круглое температурно-однородное пятно. Предполагается, что модель вращается твердотельно вокруг оси, наклоненной по отношению к лучу зрения на угол  $i$ . Вращение модели происходит против часовой стрелки, как это было бы видно со стороны полюса, обращенного к наблюдателю.

Введем следующий набор обозначений:

- $\theta_c$  — полярный угол центра пятна, отчет которого ведется со стороны наблюдаемого полюса звезды;
- $\phi_c$  — долгота центра пятна, отчитываемая вдоль экватора от картинной плоскости по направлению вращения звезды;
- $R$  — угловой радиус пятна, измеряемый из центра звезды;
- $T_{sp}$  — эффективная температура пятна.

Обозначим через  $F^{(u)}$  поток излучения от модели в случае отсутствия пятен на ее видимой поверхности, а через  $F^{(sp)}(T)$  поток излучения, испускаемый круглым пятном с температурой  $T$ . Тогда поток излучения от модели запятенной звезды на некоторую фазу ее вращения  $p$  можно определить по формуле

$$F_p = F^{(u)} - F_p^{(sp)}(T_{ph}) + F_p^{(sp)}(T_{sp}). \quad (2.1)$$

Поток излучения от незапятенной модели звезды  $F^{(u)}$  можно найти используя различные аппроксимации зависимости коэффициента потемнения звездного диска к краю от направления испускания излучения. В данной работе мы использовали линейную модель, определяющую коэффициент потемнения диска к краю как

$$L(\gamma) = 1 - x(1 - \cos \gamma). \quad (2.2)$$

Здесь  $\gamma$  — угол между внешней нормалью поверхности в излучающей точке и направлением на наблюдателя,  $x$  — параметр потемнения, который является функцией эффективной температуры атмосферы. Для нахождения параметров потемнения  $x$  использовалась

двумерная кубическая сплайн-интерполяция таблиц [143] по эффективной температуре и ускорению силы тяжести. В этих таблицах даны параметры потемнения  $x$ , табулированные для моделей атмосфер Куруца [74]. Таблицы охватывают диапазон эффективных температур  $T_{eff} = 3500 - 50000$  К и диапазон ускорений силы тяжести  $\log g = 0 - 5$  dex.

Интегрирование интенсивности по видимой температурно-однородной поверхности дает в случае использования линейного закона потемнения диска к краю (2.2) следующее выражение для определения потока  $F^{(u)}$ :

$$F^{(u)} = \pi I(T_{ph}) \left( 1 - \frac{1}{3} x(T_{ph}) \right), \quad (2.3)$$

где  $I(T_{ph})$  — удельная интенсивность излучения, испускаемая поверхностью температуры  $T_{ph}$  в направлении внешней нормали (далее нормальная удельная интенсивность излучения).

Поток излучения от поверхности пятна определялся путем ее разбиения на  $n$ -ое количество малых площадок и суммированием потоков от каждой из них, т.е.

$$F_p^{(sp)}(T) = \sum_{i=1}^n V_{pi} \Omega_{pi} L_{pi}(T) I(T), \quad (2.4)$$

где  $\Omega_{pi}$  — телесный угол под которым виден  $i$ -ый элемент разбиения пятна на фазу вращения  $p$ ;  $L_{pi}$  — коэффициент потемнения центра  $i$ -го элемента разбиения пятна на фазу вращения  $p$ ;  $I(T)$  — нормальная удельная интенсивность излучения атмосферы эффективной температуры  $T$ ;  $V_{pi}$  — коэффициенты, учитывающие заход элементов разбиения пятна за видимый лимб звезды. Коэффициент  $V_{pi}$  равен единице, если центр  $i$ -го элемента разбиения виден со стороны наблюдателя в фазе вращения  $p$  и нулю в противном случае.

Для поиска нормальных удельных интенсивностей была рассчитана прямоугольная сетка их значений относительно значений эффективных температур атмосферы  $T_{eff}$  звезды и логарифма ускорений силы тяжести  $\log g$ . Для этого использовались таблицы распределения нормальной удельной интенсивности по частотам [74], рассчитанные для набора значений  $T_{eff}$  и  $\log g$ . Используя эти таблицы, были получены сетки нормальных удельных интенсивностей в фотометрических полосах  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$  системы Джонсона и  $R_C$ ,  $I_C$  системы Коузинса по формуле

$$I^b = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} D(\lambda) I(\lambda) d\lambda, \quad (2.5)$$

где  $I^b$  — нормальная удельная интенсивность в фотометрической полосе,  $I(\lambda)$  — нормальная удельная интенсивность излучения на длине волны  $\lambda$ ,  $D(\lambda)$  — функция пропускания соответствующего фильтра, а  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — нижняя и верхняя граница полосы пропускания фильтра. Расчет функции пропускания  $D(\lambda)$  проводился путем сплайн-интерполяции таблиц коэффициентов пропускания соответствующих фильтров. В работе использовались коэффициенты пропускания [5] для фотометрических полос  $U$ ,  $B$ ,  $V$ . Данные о функции

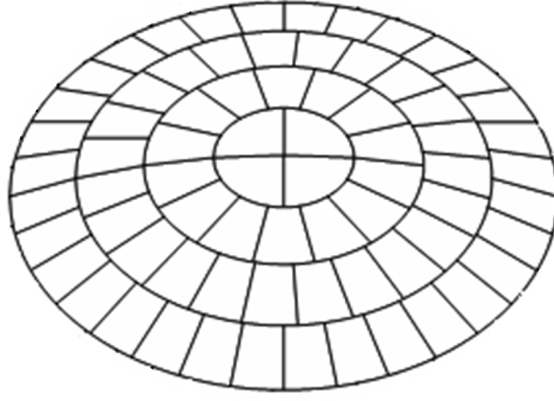


Рис. 2.1. Пример разбиения поверхности пятна с параметрами  $N = 4$ ,  $M = 32$ .

пропускания инфракрасных фильтров  $R$ ,  $I$  были заимствованы из [68], а для фильтров  $R_C$  и  $I_C$  системы Коузинса были использованы таблицы [20].

С целью экономии вычислительного времени разбиение пятен проводилось на площадки примерно одинаковой площади. Для этого поверхность пятна разбивалась на  $N$ -ое количество малых концентрических колец одинаковой угловой ширины  $\Delta\theta = R/N$ , центр которых совпадает с центром пятна. Далее каждое кольцо делилось на сферические прямоугольники примерно одинаковой площади. Полагая, что площадь  $i$ -го кольца равна  $S_i$ , количество сферических прямоугольников, на которое делится рассматриваемое кольцо будет равно наименьшему целому от величины  $w = S_i/(S_0/M)$ , если  $S_0$  — площадь крайнего кольца разбиения пятна, а  $M$  — количество элементов разбиения крайнего кольца. В случае, если наименьшее целое от  $w$  равно нулю, то соответствующее кольцо не разбивается на части (количество элементов разбиения кольца принимается равным единице). Из сказанного следует, что любой вариант разбиения, построенный по вышеописанной методике, можно однозначно определить двумя параметрами:  $N$  и  $M$ . Пример разбиения пятна с параметрами  $N = 4$  и  $M = 32$  представлен на рис. 2.1.

Введем новую систему координат для определения положения произвольных точек пятна. Координаты точек в этой системе будем обозначать через  $\eta$  и  $\zeta$ . Под координатой  $\zeta$  будем понимать угловое расстояние точки от центра пятна, а под координатой  $\eta$  угол, отсчитываемый в центре пятна против часовой стрелки от направления на наблюдаемый полюс звезды до направления на рассматриваемую точку. Пример определения углов  $\eta$  и  $\zeta$  показан на рис. 2.2.

Угловое расстояние между центром пятна и ближайшей к наблюдателю точкой поверхности звезды можно определить по формуле

$$\cos \gamma_c = \cos i \cos \theta_c + \sin i \sin \theta_c \sin \phi_c. \quad (2.6)$$

Зная это расстояние, нетрудно найти значение угла  $\gamma$  между нормалью к произвольной точке поверхности с известными координатами  $\eta$  и  $\zeta$  и направлением на наблюдателя.

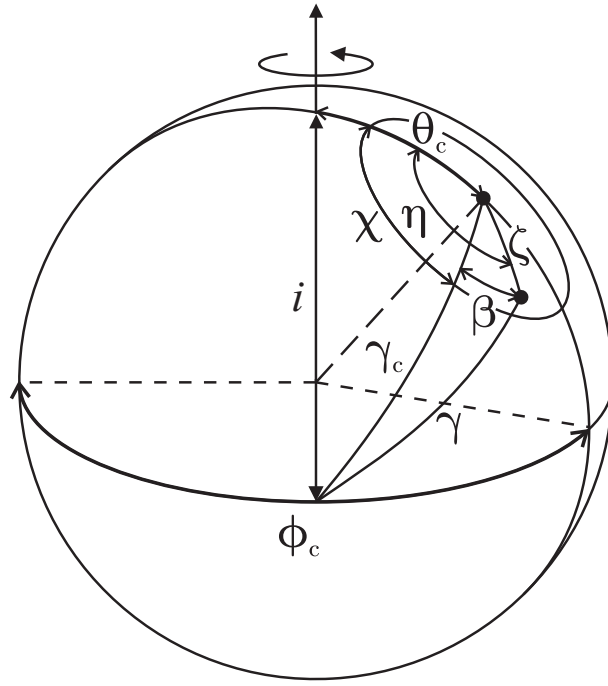


Рис. 2.2. Модель однопятенной звезды.

Очевидно, что данный угол будет равен угловому расстоянию между рассматриваемой точкой и ближайшей к наблюдателю точкой поверхности. Из рис 2.2 видно, что угол  $\gamma$  можно определить при помощи следующего набора формул:

$$X = \cos \chi = \frac{\cos i - \cos \gamma_c \cos \theta_c}{\sin \gamma_c \sin \theta_c}, \quad (2.7)$$

$$\chi = \begin{cases} \arccos X, & \text{при } \phi_c \in \left[\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}\right), \\ \pi - \arccos X, & \text{при } \phi_c \notin \left[\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}\right); \end{cases} \quad (2.8)$$

$$\beta = \eta - \chi, \quad (2.9)$$

$$\cos \gamma = \cos \gamma_c \cos \zeta + \sin \gamma_c \sin \zeta \cos \beta. \quad (2.10)$$

Определив данный угол, мы можем воспользоваться формулой (2.2) для определения коэффициента потемнения для рассматриваемого элемента разбиения пятна, а также определить, является ли этот элемент видимым со стороны наблюдателя в данной фазе вращения звезды. Очевидно, что элемент является видимым, если  $\cos \gamma > 0$ , и невидимым в противном случае.

В состав выражения (2.4) входят телесные углы элементов разбиения пятна  $\Omega_{pi}$ , которые с точностью до постоянного множителя связаны с площадями проекции элементов разбиения на картинную плоскость. Поскольку наши задачи не требуют вычислений абсолютных потоков от звезды, то в качестве значений телесных углов  $\Omega_{pi}$  мы можем использовать соответствующие площади проекции элементов разбиения на картинную плоскость.

Принимая во внимание единичный радиус модельной поверхности, площадь проекции  $dA_{pr}$  бесконечно-малого элемента поверхности с координатами  $(\zeta, \eta)$  определяется как

$$dA_{pr} = \cos \gamma (\sin \zeta d\zeta d\eta), \quad (2.11)$$

где  $d\zeta$  — угловая протяженность элемента по координате  $\zeta$ ,  $d\eta$  — угловая протяженность элемента по координате  $\eta$ ,  $\gamma$  — угол между направлением внешней нормали к поверхности элемента и лучом зрения, который может быть выражен через положение центра пятна и локальные координаты точки посредством формул (2.7) – (2.10).

Вывод формулы, определяющей площадь проекции протяженного сферического прямоугольника ( $\zeta_1 \leq \zeta \leq \zeta_2$ ;  $\eta_1 \leq \eta \leq \eta_2$ ) на картинную плоскость, проводился путем интегрирования выражения (2.11) с учетом соотношения (2.10) по области ( $\zeta_1 \leq \zeta \leq \zeta_2$ ;  $\eta_1 \leq \eta \leq \eta_2$ ). Полученная формула имеет вид

$$A = \frac{1}{2} \cos \gamma_c \Delta \eta (\sin^2 \zeta_2 - \sin^2 \zeta_1) + \sin \gamma_c \left( \sin(\eta_2 - \chi) - \sin(\eta_1 - \chi) \right) \left( \frac{1}{2} \Delta \zeta - \frac{1}{4} (\sin 2\zeta_2 - \sin 2\zeta_1) \right), \quad (2.12)$$

где  $\Delta \eta = \eta_2 - \eta_1$  и  $\Delta \zeta = \zeta_2 - \zeta_1$ . Данное выражение использовалось для вычисления площади проекции элементов разбиения пятна на картинную плоскость с заранее вычисленными значениями  $\chi$  и  $\gamma_c$ .

Подстановка выражения (2.4) в выражение (2.1) дает следующую формулу для вычисления потока запятненной звезды:

$$F_p = F^{(u)} - \sum_{i=1}^n V_{pi} \Omega_{pi} (L_{pi}(T_{ph}) I(T_{ph}) - L_{pi}(T_{sp}) I(T_{sp})). \quad (2.13)$$

Введем фиктивное пятно, совпадающее по размерам и координатам с модельным пятном, но имеющее температуру  $T_{ph}$ . Тогда сумма в последнем выражении будет представлять собой разность потоков между фиктивным пятном и пятном модели, а скобка в той же формуле имеет значение разности интенсивности, излучаемой точками фиктивного пятна, и соответствующими точками модельного пятна.

## 2.2 Моделирование кривой блеска многопятенной поверхности

Часто кривые блеска запятненных звезд имеют асимметричную форму. В таких случаях однопятенная модель не в состоянии описать наблюдательные данные и ситуация требует введения более сложной модели, имеющей на поверхности несколько пятен. В случае отсутствия пересечений между пятнами нетрудно модифицировать формулу (2.13) для расчета потока от многопятенной модели

$$F_p = F^{(u)} - \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{n_k} V_{kpi} \Omega_{kpi} (L_{kpi}(T_{ph}) I(T_{ph}) - L_{kpi}(T_{sp}^{(k)}) I(T_{sp}^{(k)})), \quad (2.14)$$

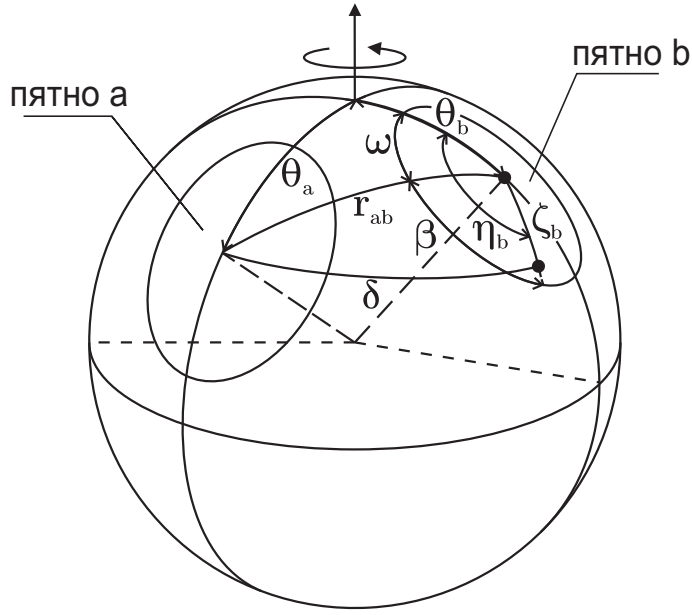


Рис. 2.3. Модель звезды с двумя пятнами.

где  $K$  — количество пятен модели звездной поверхности,  $n_k$  — количество элементов разбиения  $k$ -го пятна,  $T_{sp}^{(k)}$  — температура  $k$ -го пятна. Коэффициенты  $V_{kpi}$ ,  $\Omega_{kpi}$ ,  $L_{kpi}$  имеют тот же смысл, что и коэффициенты  $V_{pi}$ ,  $\Omega_{pi}$ ,  $L_{pi}$  в формуле (2.4), но рассчитаны для  $k$ -го пятна.

Теперь введем возможность пересечения пятен. Введем правило, согласно которому пятно может быть покрыто только пятном меньшего номера. Это означает, что в случае пересечения  $i$ -го и  $i+j$ -го пятна ( $j > 0$ ) область их пересечения будет иметь температуру  $i$ -го пятна. Принимая это во внимание, нетрудно преобразовать выражение (2.14) в формулу для вычисления потока от модели, разрешающей пересечение пятен. Эта формула имеет вид

$$F_p = F^{(u)} - \sum_{k=1}^K \sum_{i=1}^{n_k} \Delta_{ki} V_{kpi} \Omega_{kpi} (L_{kpi}(T_{ph}) I(T_{ph}) - L_{kpi}(T_{sp}^{(k)}) I(T_{sp}^{(k)})), \quad (2.15)$$

где  $\Delta_{ki}$  — параметр, равный единице если  $i$ -ый элемент  $k$ -го пятна не покрывается другим пятном, и принимающий нулевое значение в противном случае.

Для разъяснения методики учета перекрываний пятен рассмотрим рис. 2.3, на котором представлена поверхность с двумя пятнами. Обозначим первое пятно индексом  $a$ , а второе индексом  $b$  ( $b > a$ ). Так как  $b > a$ , то в случае пересечения этих двух пятен покрывающим будет пятно  $a$ , а покрытым пятно  $b$ .

Нетрудно видеть, что условием пересечения этих двух пятен является выполнение неравенства  $r_{ab} < R_a + R_b$ , где  $r_{ab}$  — расстояние между центрами пятен, а  $R_a$  и  $R_b$  — радиусы пятен  $a$  и  $b$  соответственно. Если данное условие выполняется, то необходимо провести тестирование всех элементов разбиения пятна  $b$  на предмет их покрытия обла-

стью пятна  $a$ . Для поиска расстояния  $r_{ab}$  можно воспользоваться следующей формулой:

$$\cos r_{ab} = \cos \theta_a \cos \theta_b + \sin \theta_a \sin \theta_b \cos \Delta\phi_c, \quad (2.16)$$

где  $\Delta\phi_c$  — разность долгот центров пятен. Углы  $r_{ab}$ ,  $\theta_a$  и  $\theta_b$  указаны на рис. 2.3. Обозначим через  $\delta$  расстояние от центра произвольного элемента разбиения пятна  $b$  до центра пятна  $a$ . Тогда, условием покрывания рассматриваемых элементов разбиения пятна  $b$  будет выполнение неравенства  $\delta < R_a$ . Для поиска расстояния  $\delta$  можно воспользоваться следующим набором формул:

$$\Omega = \frac{\cos \theta_a - \cos r_{ab} \cos \theta_b}{\sin r_{ab} \sin \theta_b}; \quad (2.17)$$

$$\omega = \begin{cases} \arccos \Omega, & \text{при } \phi_b \geq \phi_c, \\ 2\pi - \arccos \Omega, & \text{при } \phi_b < \phi_c; \end{cases} \quad (2.18)$$

$$\beta = \eta_b - \omega; \quad (2.19)$$

$$\cos \delta = \cos r_{ab} \cos \zeta_b + \sin r_{ab} \sin \zeta_b \cos \beta. \quad (2.20)$$

## 2.3 Численные тесты

На рис. 2.4 представлены некоторые примеры кривых блеска моделей звезд с двумя экваториальными пятнами. Моделирование проводилось для температуры незапятненной фотосферы  $T_{ph} = 5000$  К и ускорения силы тяжести  $\log g = 4.5$  при угле наклона оси вращения звезды к лучу зрения  $i = 90^\circ$ . Температура пятен была принята равной  $T_{sp}^{(1)} = T_{sp}^{(2)} = 4000$  К, а их радиусы равны  $R_1 = R_2 = 20^\circ$ . Моделирование проводилось для нескольких значений разности долгот между центрами пятен:  $180^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $10^\circ$  и  $0^\circ$ . Вычисленные потоки звездной поверхности были нормированы на поток незапятненной модели. Видно, что при уменьшении расстояния между пятнами от  $180^\circ$  до  $40^\circ$  происходит увеличение амплитуды кривой блеска, связанное с ростом запятненности видимого диска звезды на фазу вращения  $\varphi = 0.5$ . При дальнейшем уменьшении разности долгот пятен происходит падение амплитуды блеска, вызванное уменьшением общей запятненности звезды из-за пересечения пятен.

Аналогичные тесты были проведены для разделенных по широте пятен. На рис. 2.5 представлены кривые блеска, полученные на основе моделей звезд, параметры которых идентичны описанным выше моделям за исключением координат пятен. Пятна были расположены в северном и южном полушариях на одном меридиане и на одинаковом расстоянии от экватора. Разность широт пятен пробегала значения:  $180^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $10^\circ$  и  $0^\circ$ . Как и в предыдущем тесте, заметно увеличение амплитуд кривых блеска с уменьшением расстояния между пятнами, вызванное увеличением запятненности видимого диска. Также видно дальнейшее уменьшение амплитуды блеска, связанное со слиянием пятен.



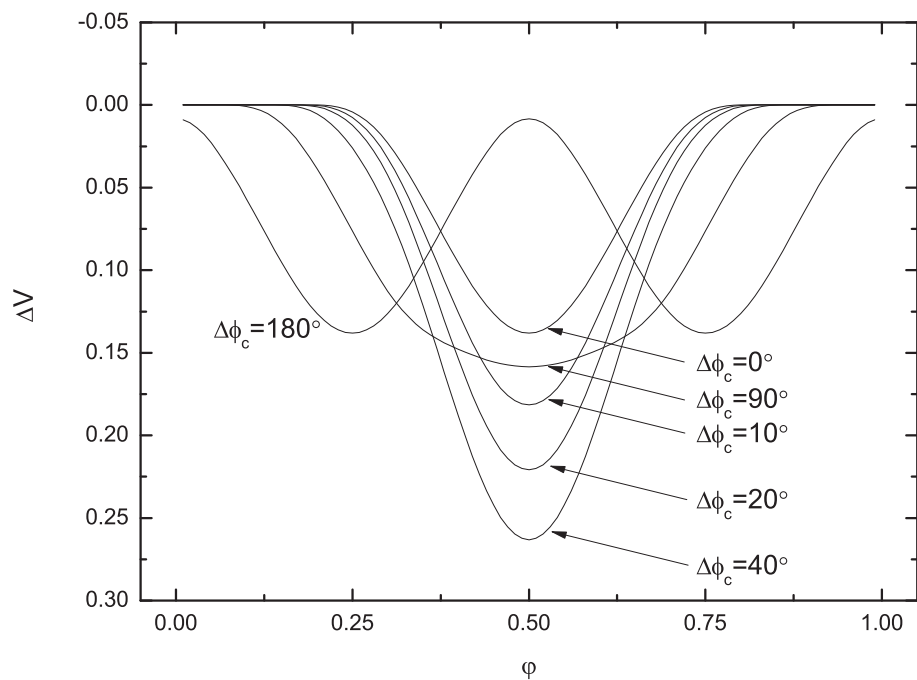


Рис. 2.4. Модельные кривые блеска звезды с двумя экваториальными пятнами.

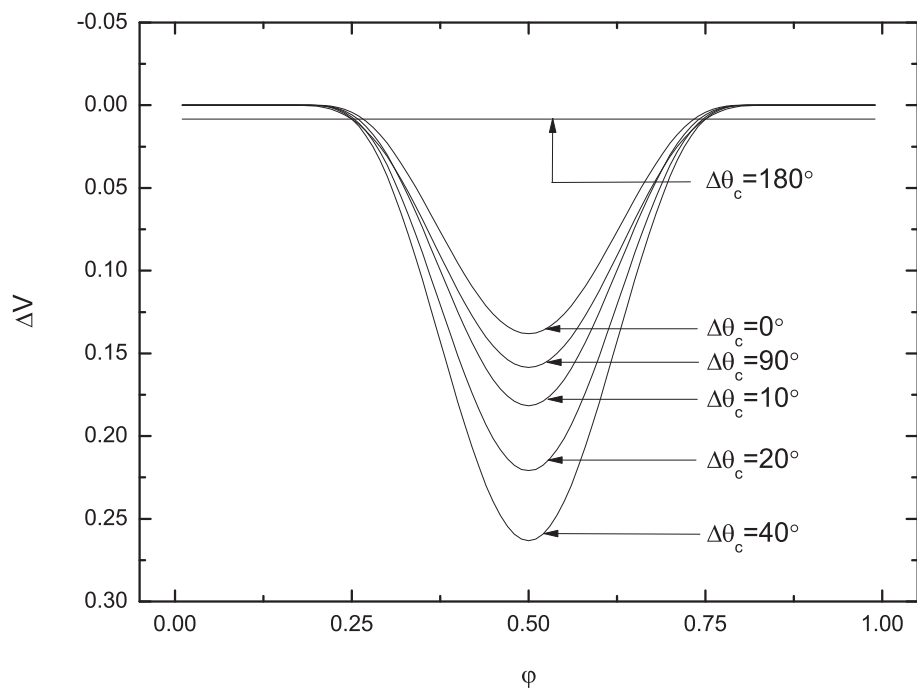


Рис. 2.5. Модельные кривые блеска звезды с двумя пятнами, расположенными на одном меридиане.

## 2.4 Решение обратной задачи

Для решения обратной задачи, представляющей из себя поиск параметров пятен из вида наблюдаемой кривой блеска, мы используем стандартный подход, заключающийся в минимизации суммы квадратов невязок между модельными и наблюдаемыми потоками. Минимизируемая функция имеет следующий вид:

$$\chi^2 = \sum_{q=1}^Q \frac{1}{\sigma_q^2} \sum_{p=1}^{P_q} (c_q F_{qp}(h_1, h_2, \dots, h_n) - F_{qp}^o)^2, \quad (2.21)$$

где  $c_q$  — масштабные коэффициенты, необходимые для перевода модельных потоков  $F_{qp}$  на уровень наблюдаемых потоков  $F_{qp}^o$ , индекс  $q$  обозначают полосу, в которой проводилось фотометрирование звезды ( $q = 1 \dots Q$ ), а индекс  $p$  соответствует наблюдаемой фазе вращения звезды ( $p = 1 \dots P_q$ ). Параметрами  $h_1, h_2, \dots, h_n$  могут быть геометрические параметры модели (долготы, широты и радиусы пятен) и температуры пятен. Ошибки регистрации потоков  $\sigma_q$  в фильтре  $q$  ( $q = 1 \dots Q$ ) считаются одинаковыми в пределах всего наблюдательного периода. Коэффициенты  $c_q$  могут быть найдены из предположения отсутствия пятен на видимой поверхности звезды в момент максимума ее блеска. Обозначив через  $F_q^{max}$  максимальный наблюдаемый поток излучения от звезды (может быть относительным) в полосе  $q$ , и учитывая формулу определения потока незапятнанной модели (2.3), предложим следующую формулу для определения коэффициентов  $c_q$ :

$$c_q = \frac{F_q^{max}}{\pi I(T_{ph}) \left(1 - \frac{1}{3} x(T_{ph})\right)}. \quad (2.22)$$

Созданный в рамках диссертационной работы программный код позволяет проводить поиск параметров (широт, долгот, радиусов, температур) для произвольного количества пятен. Также имеется возможность фиксации значения любого параметра, входящего в список варьируемых. Фиксация параметров является очень важным преимуществом нашего программного кода, поскольку область допустимых решений задачи, согласующихся с данными наблюдений на уровне естественных флуктуаций шума, может быть очень широкой. Например, исходя из одной кривой блеска нельзя однозначно определить размеры и температуры пятен. Таким образом, один из этих параметров должен быть зафиксирован [146].

Первоначально минимизация функции (2.21) проводилась с помощью алгоритма Нелдера-Мида. Код алгоритма был заимствован из математической библиотеки `DotNumerics` 1.1 доступной по адресу [www.dotnumerics.com](http://www.dotnumerics.com). Алгоритм продемонстрировал хорошие результаты в поиске решения, но оказался довольно медленным. Для более быстрого поиска минимума функции (2.21) был реализован метод Левенберга-Маквардта [152]. Расчеты модельных кривых блеска проводились параллельно для разных фаз вращения звезды, что дало выигрыш в скорости при вычислении на многопроцессорных компьютерах.

## Глава 3

# Картирование методом разбиения поверхности звезды на элементарные площадки

Описанная в предыдущем разделе методика картирования круглыми пятнами имеет недостаток, заключающийся в неоднозначности решения. Минимизируемая функция невязок между модельными и наблюдаемыми потоками может иметь множество локальных минимумов, удовлетворительно описывающих наблюдения. Кроме того, запятненность звезды может плохо аппроксимироваться малым количеством круглых однородных пятен, а их увеличение будет приводить к большей неоднозначности решения.

Эти трудности устранены в методике, основанной на разбиении всей видимой поверхности звезды на элементарные площадки. В этом случае задача картирования звездной поверхности сводится к поиску распределения интенсивности излучения по этим площадкам, согласующегося с наблюдательными данными. Конечно, в этом случае количество варьируемых параметров будет много больше, чем в случае картирования круглыми пятнами, и решаемая задача будет иметь куда большее количество решений. Однако для устранения этой проблемы можно наложить дополнительные требования, делающие решение задачи однозначным.

Описанная в данном параграфе методика не накладывает каких-либо ограничений на форму областей запятненности. При этом, искомое решение должно быть гладким. Однако в целях упрощения задачи были введены предположения, касающиеся физики формирования излучения. Так, коэффициенты потемнения диска к краю для пятен и незапятненной фотосферы считались равными, а интенсивности излучения в разных фотометрических полосах предполагались связанными друг с другом линейно.

В первом параграфе данного раздела проводится описание метода моделирования кривых блеска, основанного на разбиении поверхности звезды на элементарные площадки. В следующих параграфах проводится поиск оптимального подхода для решения задачи картирования звездной поверхности по данным в одной фотометрической полосе. В

параграфе 3.6 описан метод картирования, основанный на анализе данных нескольких фотометрических полос, а результаты его тестирования даны в параграфе 3.7.

### 3.1 Моделирование кривой блеска

Описываемая методика предполагает использование модели звезды, представляющую из себя сферу единичного радиуса, ось вращения которой наклонена на произвольный угол  $i$  по отношению к лучу зрения. Вращение модели проводится против часовой стрелки, как это было бы видно со стороны полюса, ближайшего к наблюдателю. Поверхность модели разбивается на малые площадки с индивидуальными значениями температуры.

В работе использован вариант разбиения модели звездной поверхности, предложенный в [54]. Методика предполагает деление модели на широтные пояса, которые затем делятся на сферические прямоугольники примерно одинаковой площади. Такое разбиение можно однозначно определить двумя параметрами:  $N$  и  $M$  (обозначения выбраны по аналогии с разбиением поверхности круглых пятен, описанным выше). Первый параметр представляет собой количество широтных поясов разбиения, а второй является количеством элементов разбиения внутри пояса, прилегающего к экваториальной линии. Широтные пояса делятся так, что площади их элементов разбиения примерно равны друг-другу. В отличие от простого метода разбиения сферической поверхности, предполагающего деление сферы на равноотстоящие параллели и меридианы, разбиение на примерно одинаковые по площади элементы позволяет сократить время вычисления потоков, не проводя интегрирование интенсивности по малым элементам околополюсной зоны. Однако описанная методика разбиения затрудняет использование при восстановлении поверхности регуляризирующих алгоритмов Тихонова, требующих вычисления производной восстанавливаемой интенсивности по широте. Пример разбиения поверхности, полученный с использованием данной методики, представлен на рис. 3.1.

Любую точку поверхности на фазу вращения  $\phi$  можно определить двумя координатами. Это полярный угол  $\theta$ , который отсчитывается от полюса, ближайшего к наблюдателю, и долгота  $\phi$ , отсчитываемая вдоль экватора от картинной плоскости в направлении вращения модели.

Введем следующие обозначения.  $\mathbf{F}$  — вектор потоков излучения поверхности размерности  $\dim \mathbf{F} = P$ . Компонентами данного вектора являются значения потоков излучения от поверхности для различных фаз ее вращения. Очевидно, что эти компоненты, совместно со значениями соответствующих фаз вращения, определяют кривую блеска поверхности. Под  $\mathbf{I}$  определим вектор размерности  $\dim \mathbf{I} = n$ , компонентами которого являются значения нормальных удельных интенсивностей площадок, которые являются доступными для наблюдения. Доступность элемента разбиения наблюдению определяется из условия  $\theta < 90^\circ + i$ , где  $\theta$  — полярный угол середины элемента разбиения.

В случае достаточно большого значения  $n$ , связь между векторами  $\mathbf{F}$  и  $\mathbf{I}$  будет опре-

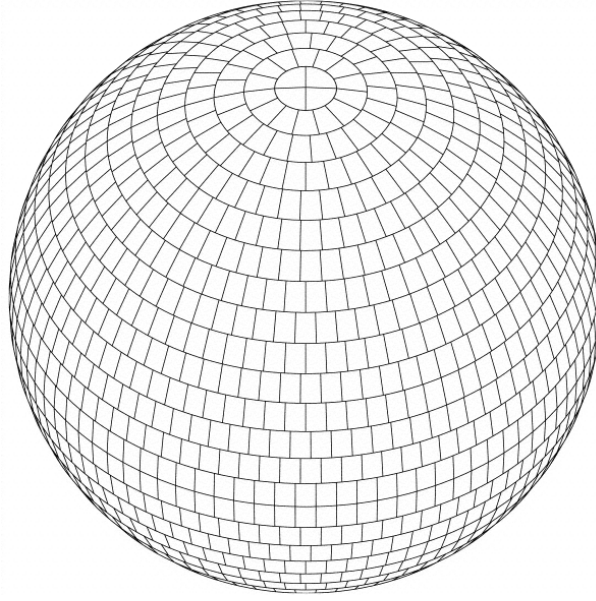


Рис. 3.1. Пример разбиения модели звездной поверхности на площадки с параметрами  $N = 30$  и  $M = 90$ . Рисунок заимствован из [54].

деляться очевидным соотношением

$$\mathbf{F} = \mathbf{H} \mathbf{I}. \quad (3.1)$$

Здесь  $\mathbf{H}$  — матрица коэффициентов вклада элементов разбиения в интегральный поток излучения поверхности. Матрица имеет размер  $P \times n$ . Компоненты данной матрицы определяются следующим выражением:

$$H_{pi} = V_{pi} L_{pi} \Omega_{pi}, \quad (3.2)$$

где  $L_{pi}$  — значение функции потемнения для центра  $i$ -го элемента разбиения на фазу вращения  $p$ , а  $\Omega_{pi}$  — телесный угол, под которым виден  $i$ -ая площадка на фазу  $p$ .

Коэффициенты потемнения диска к краю  $L_{pi}$  вычислялись в рамках линейной модели, определяемой формулой (2.2). Также как и в случае вычисления потоков от круглых пятен, параметры потемнения  $x$  определялись путем двумерной кубической сплайн-интерполяции таблиц [143]. Необходимый для вычисления коэффициентов потемнения угол между нормалью к поверхности и направлением на наблюдателя  $\gamma$  определяется посредством выражения

$$\mu = \cos \gamma = \sin \theta \sin \phi \sin i + \cos \theta \cos i. \quad (3.3)$$

Значение телесного угла  $\Omega_{pi}$  с точностью до постоянного множителя равно площади проекции элемента разбиения на картинную плоскость. Поскольку наши задачи не требуют получения кривых блеска в абсолютных потоках, значения телесных углов элементов разбиения принимались равными значениям их площади проекции на картинную плоскость.

Площадь проекции на картинную плоскость для сферического прямоугольника, координаты которого принадлежат области  $(\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2; \phi_1 \leq \phi \leq \phi_2)$ , определяется по формуле

$$A = \left[ \frac{1}{4}(\sin 2\theta_1 - \sin 2\theta_2) + \frac{1}{2}\Delta\theta \right] (\cos \phi_1 - \cos \phi_2) \sin i + \frac{1}{2}(\cos^2 \theta_1 - \cos^2 \theta_2) \cos i \Delta\phi, \quad (3.4)$$

где  $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$  и  $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ .

В состав выражения (3.2) также входит параметр  $V_{pi}$ , который равен единице в случае видимости  $i$ -го элемента разбиения на фазу вращения  $p$  и равен нулю в случае нахождения элемента на невидимой в  $p$ -ой фазе части поверхности звезды. Видимость элемента разбиения в нашем случае определяется через выполнение условия  $\cos \gamma > 0$ , где  $\gamma$  — угол между нормалью поверхности в средней точке элемента разбиения и лучом зрения.

Реализованная методика включает вычисления нормальных удельных интенсивностей  $I_i$  в фотометрических полосах Джонсона и Коузинса с использованием таблиц Куруца [74], как это было описано в параграфе 2.1.

## 3.2 Однополосное картирование

Решение обратной задачи (т.е. задачи поиска распределения интенсивности излучения поверхности звезды на основе данных ее кривой блеска) отягощено тем обстоятельством, что система (3.1) является плохо обусловленной. Это означает, что введение малого возмущения в ее левую часть приводит к сильному искажению решения (полученного, например, методом наименьших квадратов), делая его практически непригодным. На практике правая часть уравнения (3.1) всегда содержит возмущения, обусловленные конечной точностью измерения потока излучения от звезды.

Данная проблема может быть решена путем наложения дополнительных условий, связанных с нашими априорными предположениями о поведении решения. Например, мы можем потребовать от решения определенную степень гладкости или минимальность информации. Поиск таких решений может быть соответственно осуществлен методами Тихонова [154] и максимума энтропии [155].

Суть метода Тихонова решения плохо обусловленных систем заключается в минимизации регуляризирующей функции Тихонова, имеющей вид

$$M_T(\mathbf{I}, \lambda) = \frac{1}{\sigma^2} \|c\mathbf{H} \mathbf{I} - \mathbf{F}\|^2 + \lambda \|\mathbf{L}\mathbf{I}\|^2, \quad (3.5)$$

где  $\mathbf{L}$  — некоторый оператор, вид которого определяется на основе априорных представлений о поведении решения;  $\sigma$  — ошибка измерения потоков от звезды;  $c$  — масштабирующий коэффициент, необходимый для перевода теоретических потоков у поверхности звезды в наблюдаемые потоки;  $\lambda$  — положительная величина, так называемый параметр регуляризации; а  $\|\ast\|$  обозначает евклидову норму. Нетрудно видеть, что первый член

этой функции требует от решения описания наблюдаемой кривой блеска, в то время как второй член требует минимальности модуля вектора  $\mathbf{L}\mathbf{I}$ . В качестве оператора  $\mathbf{L}$  можно выбрать оператор градиента, что наложило бы на решение требование гладкости. Ввиду специфики используемого в данной работе разбиения поверхности, удобнее использовать оператор, действие которого на вектор  $\mathbf{I}$  будет давать вектор отклонений интенсивностей от их среднего значения по поверхности. Тогда второй член функции (3.5) будет требовать минимальности отклонения компонент вектора  $\mathbf{I}$  от их среднего значения. Данный оператор является линейным и его матрица имеет вид

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} 1 - 1/n & -1/n & \dots & -1/n \\ -1/n & 1 - 1/n & \dots & -1/n \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ -1/n & -1/n & \dots & 1 - 1/n \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Строго говоря, компоненты матрицы  $\mathbf{H}$  должны быть функциями температуры площадок ввиду температурной зависимости коэффициентов потемнения диска к краю, что сделало бы уравнение (3.1) нелинейным. Распределение температуры по поверхности звезды изначально не известно и связано с искомым распределением нормальной удельной интенсивности. Однако пренебрежение зависимостью коэффициентов потемнения от температуры не приводит к существенным изменениям формы кривой блеска. Поэтому при восстановлении распределения интенсивности мы не учитывали температурную зависимость параметра потемнения  $x$ , используя для каждого элемента разбиения поверхности его значение, рассчитанное для температуры незапятнанной фотосферы. Данное упрощение делает уравнение (3.1) линейным, что существенно облегчает решение задачи восстановления распределения интенсивности.

Масштабирующий коэффициент  $c$  может быть оценен исходя из предположения отсутствия пятен на поверхности звезды в момент максимума ее блеска. Значение этого коэффициента может быть определено по формуле (2.22).

Суть метода максимума энтропии заключается в минимизации функции вида

$$M_E(\mathbf{I}, \lambda) = \frac{1}{\sigma^2} \|\mathbf{c}\mathbf{H}\mathbf{I} - \mathbf{F}\|^2 - \lambda \sum_{i=1}^n \frac{I_i}{p} \ln \frac{I_i}{p}. \quad (3.7)$$

Второй член данной функции представляет собой информационную энтропию решения в форме Шеннона [155], где  $p = \sum_{i=1}^n I_i$ .

Минимум функции (3.5) может быть найден путем решения так называемой системы линейных уравнений Эйлера [154], которая, применительно к функции (3.5) имеет вид

$$(c^2\mathbf{H}^T\mathbf{H} + \lambda\sigma^2\mathbf{L}^T\mathbf{L})\mathbf{I} = c\mathbf{H}^T\mathbf{F}, \quad (3.8)$$

где  $\mathbf{H}^T$  обозначает транспонированную матрицу  $\mathbf{H}$ . Решение данной системы уравнений проводилось методом сопряженных градиентов. Поиск минимума функции (3.7) не может быть сведен к решению системы линейных уравнений, поэтому для ее минимизации применялся алгоритм Гаусса-Ньютона [69].

Полученные карты распределения нормальной удельной интенсивности легко перевести в температурные карты, имея теоретические зависимости между нормальной удельной интенсивностью атмосферы и ее эффективной температурой  $I(T_{eff})$ . Перевод карты интенсивности в температурные карты осуществлялся путем решения уравнений  $I(T_{eff}) = I_i$  для каждого элемента разбиения ( $i = 1 \dots n$ ).

### 3.3 Выбор параметра регуляризации

Роль параметра регуляризации  $\lambda$ , входящего в состав выражений (3.5) и (3.7), состоит в регуляции вклада первого и второго члена в значение оптимизируемых функций и положение их минимумов. Так, при  $\lambda \rightarrow 0$  преобладает первый член функций (3.5) и (3.7), что ведет к выбору решения, максимально точно описывающего наблюдаемую кривую блеска, воспроизводя при этом и ошибки измерения потоков (рис. 3.2). Если же  $\lambda \rightarrow \infty$ , то доминирует второй член, стремящийся сделать решение однородным, в котором интенсивности элементов разбиения принимают одинаковое значение. В этом случае модельная кривая блеска будет иметь постоянное значение потока, примерно равное среднему потоку от звезды (рис. 3.2). Оптимальное значение параметра регуляризации должно давать решение, описывающее наблюдения в пределах существующих ошибок.

Наиболее распространенным критерием выбора параметра регуляризации является критерий невязки [154, 153], суть которого сводится к такому выбору  $\lambda$ , при котором выполняется равенство

$$\|c\mathbf{H} \mathbf{I} - \mathbf{F}\|^2 = P\sigma^2. \quad (3.9)$$

Проведенные в работе численные симуляции восстановления поверхности показали, что использование метода невязки приводит к пересглаживанию решения. Природа пересглаживания решения состоит в том, что существует множество решений, описывающих наблюдения в пределах ошибок и удовлетворяющих последнему выражению [139], но стабилизирующий член оптимизируемых функций требует выбор наиболее гладкого из них.

На рис. 3.2 видно, что кривая блеска, соответствующая решению, удовлетворяющему критерию невязки, плохо описывает минимум блеска звезды. В данной работе критерий невязки использовался только для оценки верхнего значения параметра регуляризации. Значение этого параметра уменьшалось до тех пор, пока найденное решение не опишет амплитуду наблюдаемой кривой блеска в пределах ошибок наблюдений. Найденная при этом карта поверхности звезды принималась за окончательное решение.



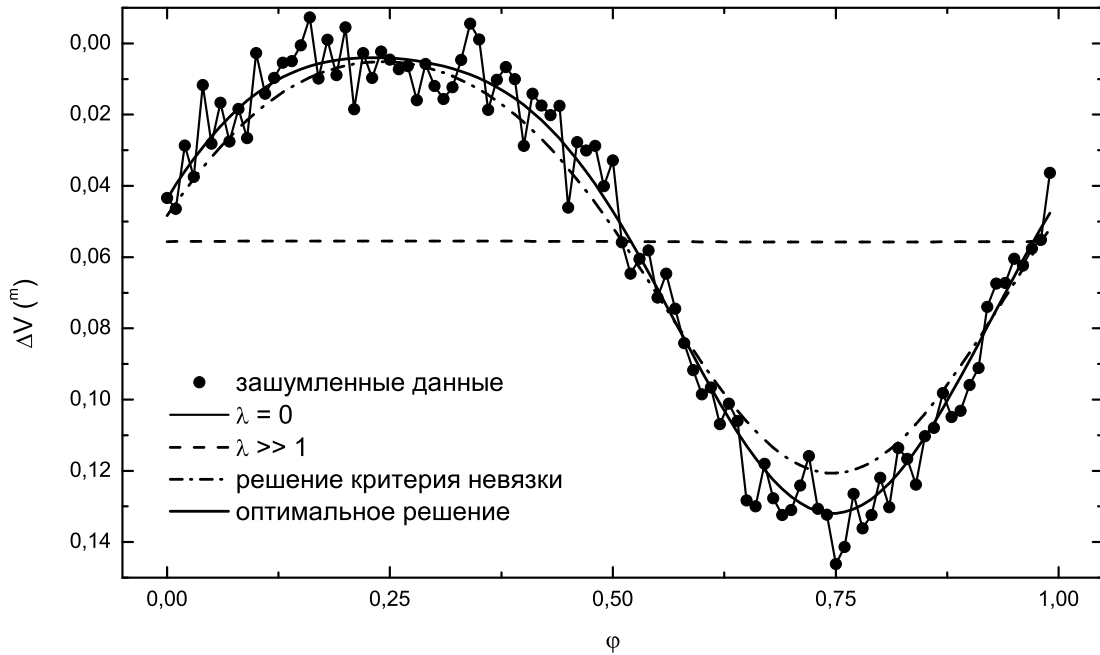


Рис. 3.2. Примеры описания зашумленной кривой блеска при различных значениях параметра регуляризации.

### 3.4 Численные тесты. Необходимость введения априорной информации о температуре пятен

Поскольку решаемая нами задача картирования является некорректно-поставленной, возникает необходимость в проверке применимости выбранного алгоритма восстановления распределения интенсивности и оценке отклонения получаемого решения от точного. Наиболее удобным путем решения данной проблемы является создание модели запятненного объекта, с помощью которой моделируются зашумленные данные, используемые затем для восстановления структуры его поверхности. Сравнив карты модельной и восстановленной поверхности, мы можем сделать определенные выводы о недостатках выбранной методики картирования.

Описанные ранее алгоритмы картирования методами регуляризации Тихонова и максимума энтропии были протестированы на нескольких вариантах модели звезды. Модели имели в своем составе одно круглое пятно, с различными значениями широты его центра. Все остальные параметры моделей имели одно и тоже значение.

Модельные поверхности с температурой незапятненной фотосферы  $T_{ph} = 5000$  К были запятнены круглым пятном радиуса  $R = 20^\circ$  и температурой  $T_{sp} = 4000$  К. Широта центра пятна имела значение, индивидуальное для каждой модели  $\theta = 15^\circ; 30^\circ; 45^\circ; 60^\circ; 75^\circ; 90^\circ; 105^\circ; 120^\circ$ . Угол наклона оси вращения к лучу зрения имел значение  $i = 45^\circ$ . Ускорение силы тяжести на поверхности было принято равным  $\log g = 4.5$ . Моделирование кривых

блеска проводилось по методике изложенной в параграфе 3.1. Кривые блеска каждой поверхности были рассчитаны для полосы  $V$  с наложением нормально-распределенного шума со среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 0.005^m$ . Каждая кривая блеска содержала 100 точек.

Рассчитанные кривые блеска использовались для восстановления модельной поверхности методами Тихонова и максимума энтропии. Результаты проведенного восстановления представлены на рис. 3.3 и 3.4. Видно, что восстановленное значение температуры пятна является сильно завышенным для обоих методов и для всех вариантов модели звездной поверхности, а температурный профиль восстановленного пятна является сильно растянутым. Заметна чувствительность методик к широте пятна, хотя температурный минимум стягивается к параллели, обращенной к наблюдателю. Особенно этот эффект заметен для высокоширотных и низкоширотных пятен. Нужно заметить, что долгота пятна в обоих случаях воспроизводится довольно хорошо.

Следует заключить, что вид наблюдаемой кривой блеска может быть описан широким набором комбинаций значений температуры пятна и его площади. Стабилизирующий член функций (3.5) и (3.7) требует выделения максимально близкого к однородному и максимально вырожденному решению, что естественно приводит к увеличению температуры восстанавливаемого пятна и расширению его профиля.

Таким образом, при картировании поверхности звезды на основе данных только одной фотометрической полосы температура звездных пятен должна быть определена каким-либо независимым способом, а картирование поверхности звезды следует проводить с учетом требования равенства температуры восстанавливаемых пятен их найденному значению.

### 3.5 Методика усиления контраста пятен

На искомое решение можно наложить требования резкости температурного профиля пятен и однородности незапятнанной фотосферы звезды. Идея поиска такого решения была заимствована из [54] и заключается в минимизации функции вида

$$M_{TB}(\mathbf{I}, \lambda, B) = \frac{1}{\sigma^2} \|\mathbf{cH I} - \mathbf{F}\|^2 + \lambda \|\mathbf{WLI}\|^2. \quad (3.10)$$

Отличие данной функции от функции (3.5) состоит в добавке к ее стабилизирующему члену весовой матрицы  $\mathbf{W}$ . Данная матрица представляет собой диагональную матрицу порядка  $n \times n$  вида

$$\mathbf{W} = \text{diag}(\sqrt{w_1}, \sqrt{w_2}, \dots, \sqrt{w_n}), \quad (3.11)$$

где весовые коэффициенты  $w_i$  определяются посредством выражения

$$w_i = \begin{cases} 1, & \text{при } I_i \leq \langle I \rangle; \\ B, & \text{при } I_i > \langle I \rangle. \end{cases} \quad (3.12)$$

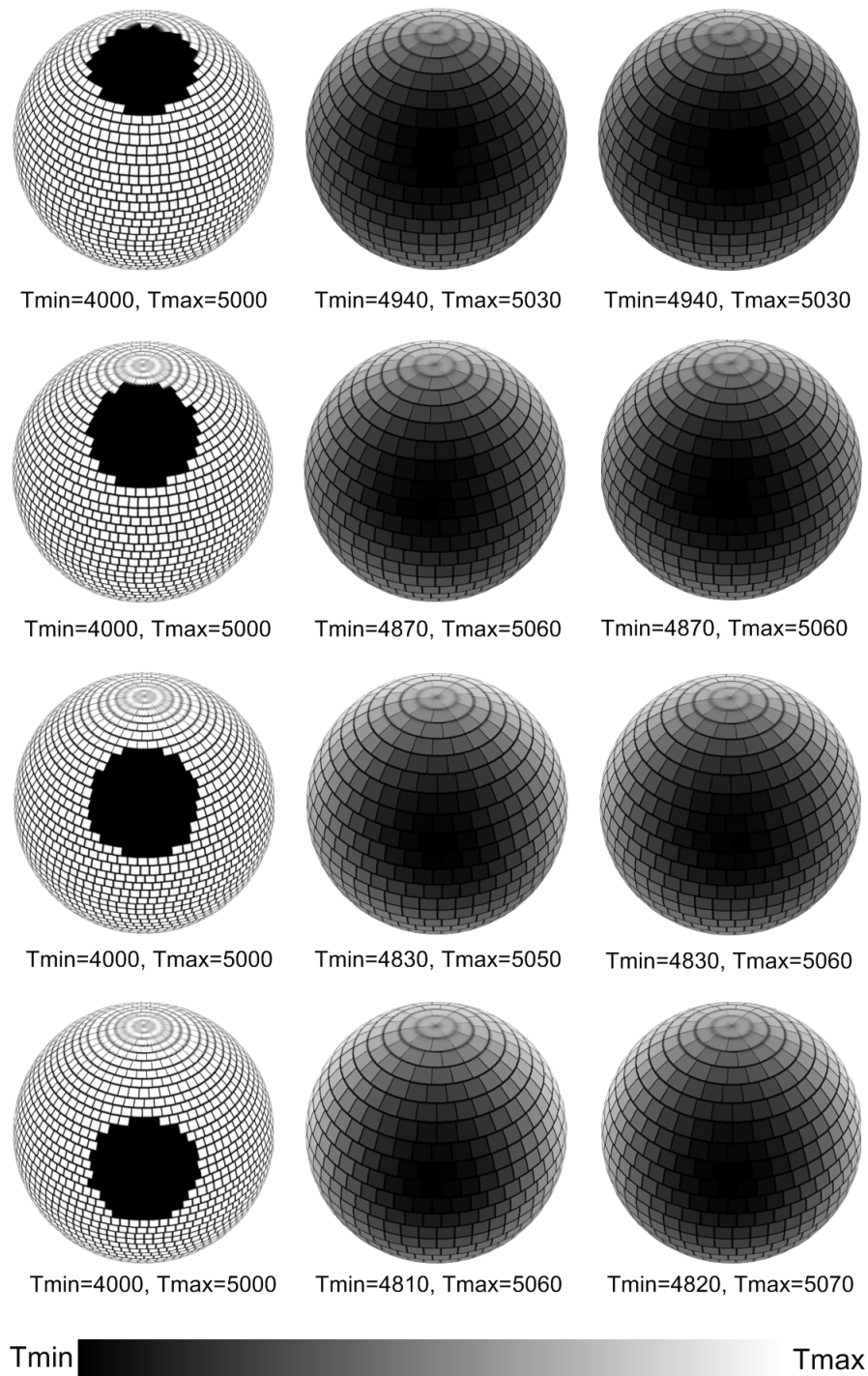


Рис. 3.3. Примеры восстановления однопятенной модельной поверхности (слева) методом регуляризации Тихонова (посередине) и методом максимума энтропии (справа). Полярный угол середины пятна модельной поверхности возрастает сверху вниз от значения  $15^\circ$  с шагом  $15^\circ$ ; радиус пятна  $R = 20^\circ$ .

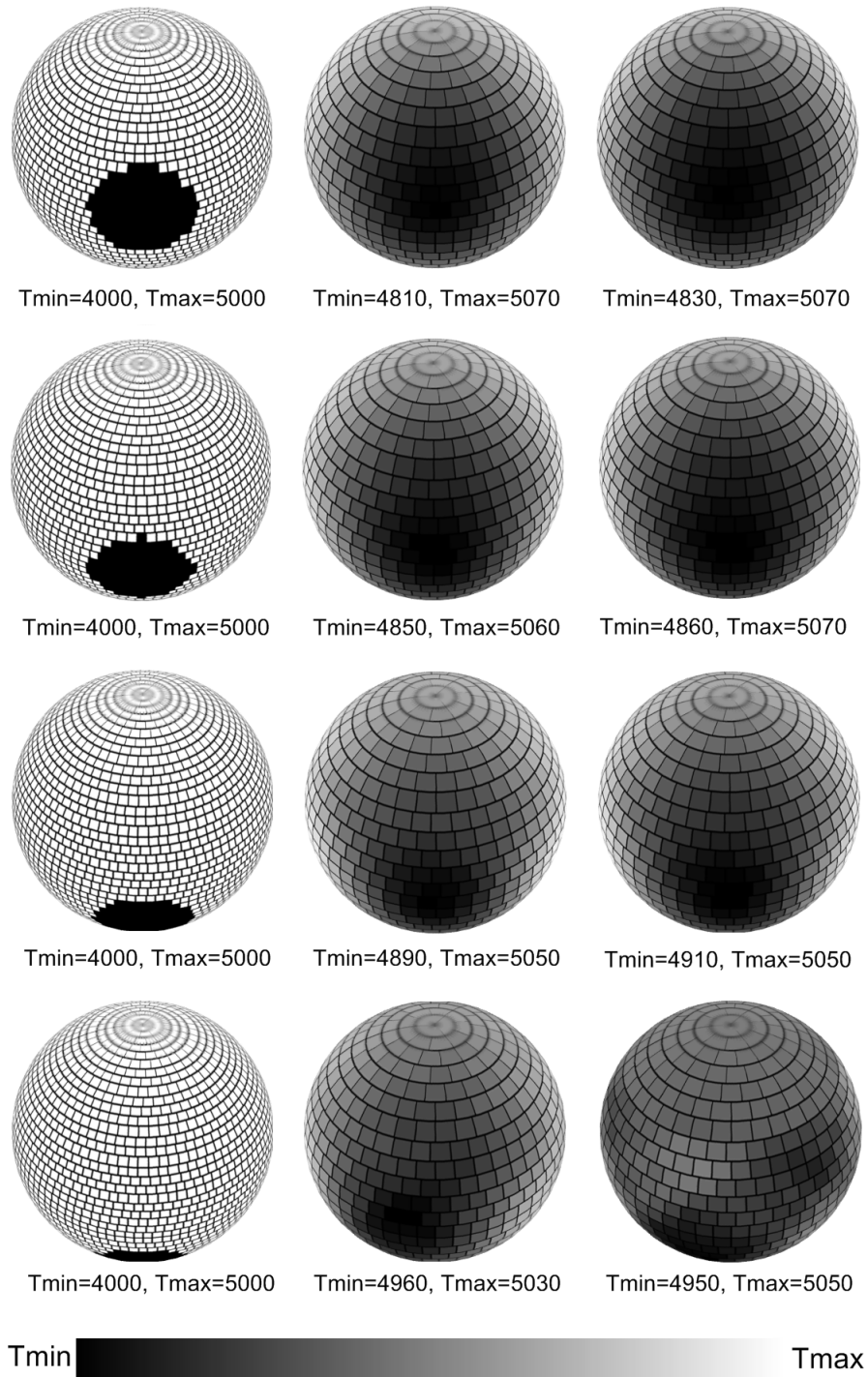


Рис. 3.4. Примеры восстановления однопятенной модельной поверхности (слева) методом регуляризации Тихонова (посередине) и методом максимума энтропии (справа). Полярный угол середины пятна модельной поверхности возрастает сверху вниз от значения  $75^\circ$  с шагом  $15^\circ$ ; радиус пятна  $R = 20^\circ$ .

Здесь  $B$  — положительная константа, которую следуя работе [54] будем называть байес-параметром;  $\langle I \rangle$  — среднее значение нормальной удельной интенсивности по наблюдаемой поверхности.

Выбор байес-параметра  $B$  определяется спецификой задачи. При  $B > 1$  решение задачи минимизации функции (3.10) стремится к выделению темных пятен на однородном фоне незапятнанной фотосферы, а при  $0 < B < 1$  к выделению светлых пятен. Действительно, если  $B > 1$ , то появление в векторе  $\mathbf{I}$  компонент  $I_i > \langle I \rangle$  приводит к возрастанию в  $B$  раз соответствующих компонент вектора  $\mathbf{WLI}$  по сравнению с компонентами для значений  $I_i \leq \langle I \rangle$ . Поскольку квадрат нормы вектора  $\mathbf{WLI}$  представляет собой стабилизирующий член функции (3.10), то это также приводит и к возрастанию ее значения и, как следствие, выравниванию интенсивности ярких элементов разбиения при ее минимизации. Аналогично, если  $0 < B < 1$ , то компоненты вектора  $\mathbf{WLI}$ , соответствующие компонентам вектора  $I$  со значениями  $I_i < \langle I \rangle$ , возрастают в  $1/B$  раз по сравнению с компонентами для  $I_i \geq \langle I \rangle$ . Если же  $B = 1$ , то мы имеем несклоненное решение, эквивалентное решению задачи минимизации регуляризирующей функции (3.5).

Численные эксперименты показали, что увеличение значения байес-параметра приводит к уменьшению температуры восстанавливаемых пятен. Эту особенность можно использовать для обеспечения равенства восстанавливаемой температуры пятен ее заранее известному значению при однополосном картировании. Построив карты распределения температуры, мы можем найти ее максимальное  $T_{max}$  и минимальное  $T_{min}$  значения, по которым можно судить о правильности выбора байес-параметра  $B$  путем проверки выполнения равенства

$$g(B) = (T_{max} - T_{min}) - (T_{ph} - T_{sp}) = 0. \quad (3.13)$$

Минимизацию функции (3.10) можно проводить итерационно. В первом приближении можно принять  $w_i = 1$ ,  $i = 1 \dots n$ . Полученное решение  $\mathbf{I}^{(1)}$ , эквивалентно решению задачи минимизации функции (3.5). Далее, определив среднее значение нормальной удельной интенсивности  $\langle I^{(1)} \rangle$ , следует исправить весовые коэффициенты  $w_i$  ( $i = 1 \dots n$ ) по формуле (3.12) и снова провести минимизацию функции (3.10) с целью поиска следующего приближения вектора нормальных интенсивностей  $\mathbf{I}^{(2)}$ . Итерации необходимо проводить до выполнения условия останова, например в форме  $\|\mathbf{I}^{(i)} - \mathbf{I}^{(i-1)}\| \leq \epsilon$ , где  $\epsilon$  — заданная ошибка вычислений.

Заметим также, что минимизатор функции (3.10) для заданных  $\mathbf{W}$  и  $\lambda$  является решением системы линейных уравнений вида

$$(c^2 \mathbf{H}^T \mathbf{H} + \lambda \sigma^2 (\mathbf{W} \mathbf{L})^T \mathbf{W} \mathbf{L}) \mathbf{I} = c \mathbf{H}^T \mathbf{F}. \quad (3.14)$$

На рис. 3.5 и 3.6 представлены результаты тестирования методики на тех же модельных кривых блеска, которые были описаны в параграфе 3.4. Восстановление поверхности проводилось из предположения знания точных значений  $T_{ph}$  и  $T_{sp}$  с требованием выполнения равенства (3.13) с погрешностью менее 100 К. Очевидно преимущество восстанов-

ления поверхности со смещением решения по сравнению с его несмещенным вариантом. Во-первых, оно обеспечивает выполнение требования равенства температуры пятен его истинному значению. Во-вторых, выделение однородного фона делает более резким профиль пятна. Однако остается проблема картирования высокоширотных пятен, которая особенно заметна по результатам восстановления первой модели. Видно, что широта высокоширотного пятна сильно занижена, а его профиль является сильно вытянутым по долготе.

### 3.6 Методика многополосного картирования

Более точное воспроизведение широтного распределения интенсивности можно ожидать при одновременном описании нескольких кривых блеска, полученных в разных фотометрических полосах. Действительно, если звезда имеет угол наклона оси вращения к лучу зрения близкий к  $90^\circ$ , то отношение амплитуд блеска звезды, скажем, в фильтрах  $B$  и  $R$ , в случае высокоширотного пятна будет меньше, чем в случае приэкваториального пятна. Природа данного эффекта состоит в том, что эффект потемнения диска к краю в полосе  $B$  значительнее, чем в полосе  $R$ . Таким образом, потребовав воспроизведения нескольких кривых блеска, полученных в разных фотометрических полосах, можно надеяться получить более точное воспроизведение широтного распределения пятен.

Поставленная перед нами задача состоит в поиске устойчивого решения, которое описывает несколько кривых блеска звезды, полученных в разных фильтрах. Пусть количество таких кривых блеска равно  $Q$ , а количество точек в  $q$ -ой кривой блеска равно  $P_q$ . Сформируем набор векторов  $\mathbf{F}_q$  и  $\mathbf{I}_q$ ,  $q = 1 \dots Q$  размерности  $\dim \mathbf{F}_q = P_q$  и  $\dim \mathbf{I}_q = n$ , компонентами которых будут являться значения потоков излучения от звезды и нормальные удельные интенсивности элементов разбиения поверхности в фотометрических полосах  $q = 1 \dots Q$ . Определим также набор матриц  $\mathbf{H}_q$  ( $q = 1 \dots Q$ ), связывающие вектора нормальных удельных интенсивностей с векторами потоков модельной поверхности в фотометрических полосах  $q = 1 \dots Q$ . Тогда связь между набором векторов  $\mathbf{F}_q$  и  $\mathbf{I}_q$  с точностью до постоянных множителей будет определяться очевидным соотношением

$$\begin{pmatrix} \mathbf{F}_1 \\ \mathbf{F}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{F}_Q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{H}_1 & & & \\ & \mathbf{H}_2 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \mathbf{H}_Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{I}_1 \\ \mathbf{I}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{I}_Q \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

Поскольку мы хотим описать несколько кривых блеска одной моделью, то мы должны связать вектора нормальных удельных интенсивностей для каждой из полос с вектором какой-либо базовой характеристики. Такой характеристикой может быть температура. Однако представляется очень удобным если вектора нормальных удельных интенсивностей связаны с вектором искомой характеристики линейно. В качестве такой характеристики

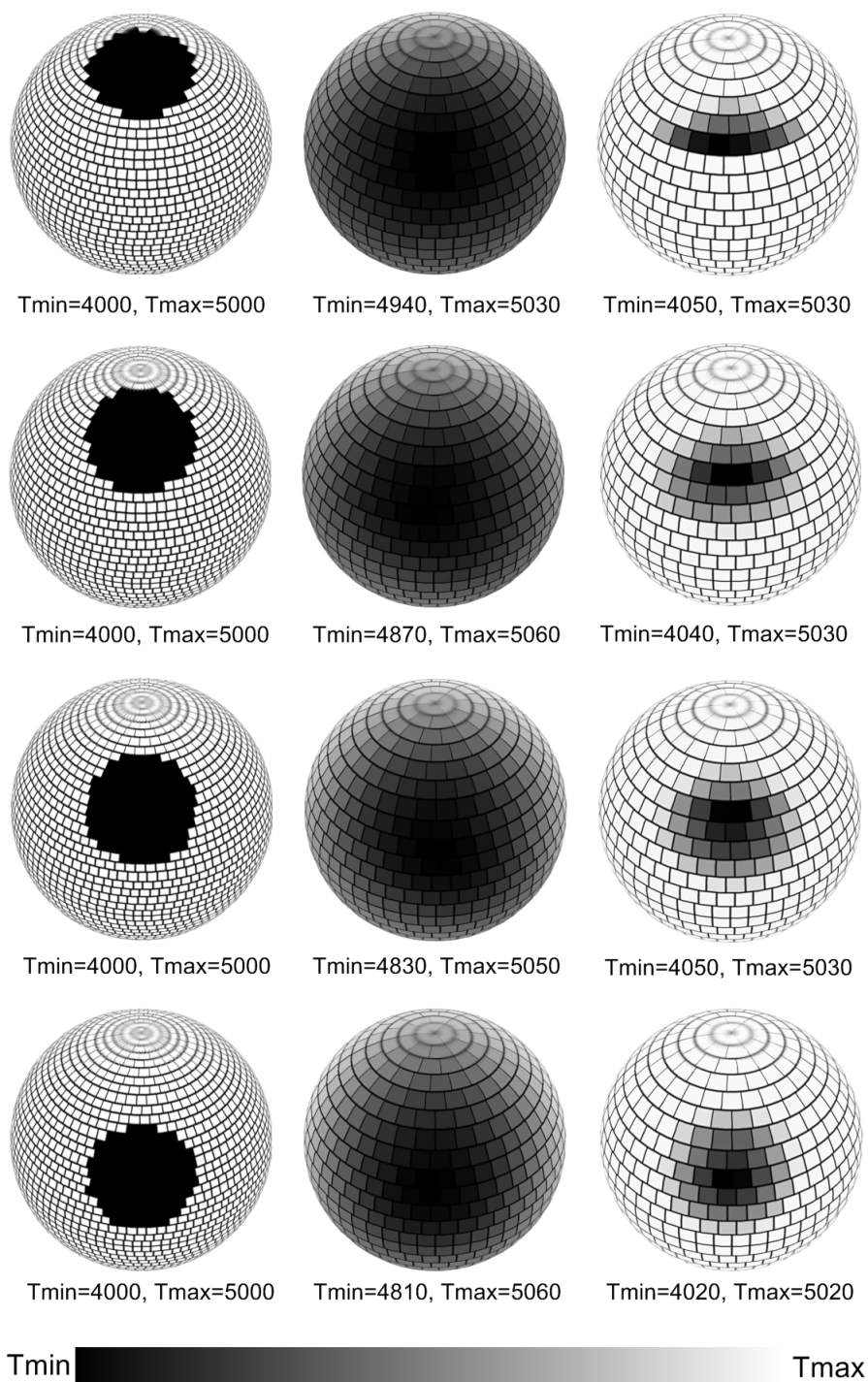


Рис. 3.5. Примеры восстановления однопятенной модельной поверхности (слева) методом регуляризации Тихонова без усиления (посередине) и с усилением контраста пятен (справа). Полярный угол середины пятна модельной поверхности возрастает сверху вниз от значения  $15^\circ$  с шагом  $15^\circ$ ; радиус пятна  $R = 20^\circ$ .

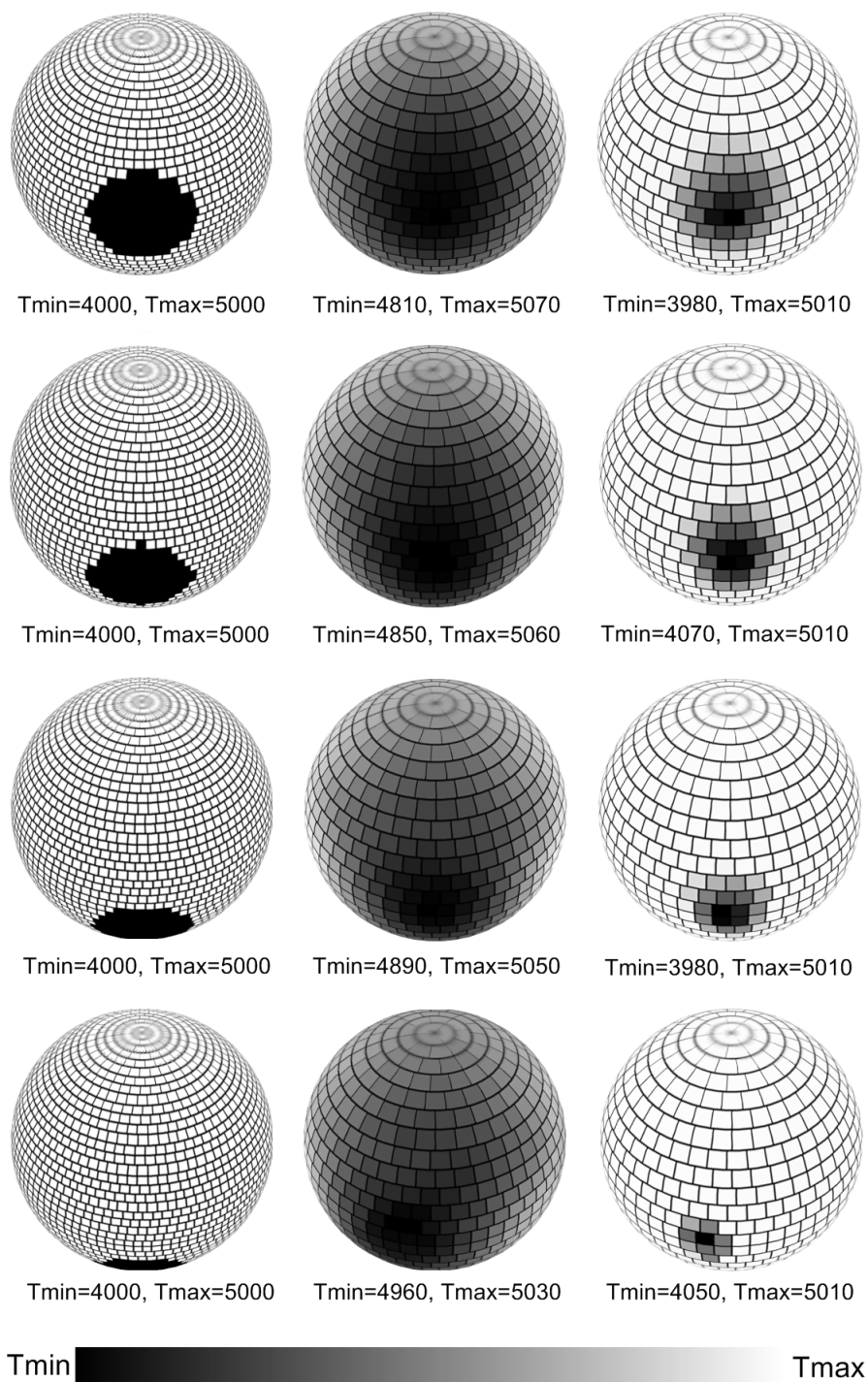


Рис. 3.6. Примеры восстановления однопятенной модельной поверхности (слева) методом регуляризации Тихонова без усиления (посередине) и с усилением контраста пятен (справа). Полярный угол середины пятна модельной поверхности возрастает сверху вниз от значения  $75^\circ$  с шагом  $15^\circ$ ; радиус пятна  $R = 20^\circ$ .



можно выбрать нормальную удельную интенсивность в одном из фильтров. Зависимость между нормальными удельными интенсивностями в различных фотометрических полосах действительно оказывается близкой к линейной на сравнительно небольших интервалах значений эффективной температуры. Обозначим параметры линейной аппроксимации этой зависимости нормальной удельной интенсивности в  $q$ -ом фильтре  $I_q$  от интенсивности в базовом фильтре  $I_1$  через  $a_q$  и  $b_q$ , т.е.

$$I_q = a_q I_1 + b_q. \quad (3.16)$$

Параметры линейной аппроксимации  $a_q$  и  $b_q$  могут быть найдены из графика зависимости между наблюдаемыми интенсивностями, полученных путем умножения теоретических удельных интенсивностей на масштабирующий коэффициент  $c_q$ . Коэффициенты  $c_q$  могут быть найдены из предположения, что в момент максимума блеска звезды ее видимый диск лишен пятен. Сделав оценки эффективной температуры незапятнанной атмосферы звезды можно определить коэффициенты  $c_q$  по формуле (2.22). Масштабируя теоретические интенсивности, можно найти параметры  $a_q$  и  $b_q$  путем линейной аппроксимации найденной зависимости в предполагаемом интервале изменения эффективной температуры. Очевидно, что для случая  $q = 1$  параметры линейной аппроксимации принимают значения  $a_1 = 1$  и  $b_1 = 0$ .

Требование описания нескольких кривых блеска приводит к модификации функции (3.10) вида

$$M_{ТВМ}(\mathbf{I}_1, \lambda, B) = \|\Sigma(\mathbf{C}\hat{\mathbf{H}}\hat{\mathbf{I}} - \hat{\mathbf{F}})\|^2 + \lambda \|\mathbf{W}\mathbf{L}\mathbf{I}_1\|^2, \quad (3.17)$$

где  $\hat{\mathbf{H}}$ —матрица системы (3.15),  $\hat{\mathbf{I}}$ — вектор в правой части системы (3.15), компоненты которого с  $q \neq 1$  определяются посредством выражения (3.16), а  $\hat{\mathbf{F}}$  — вектор потоков в левой части уравнения (3.15).  $\Sigma$  и  $\mathbf{C}$  представляют собой диагональные матрицы ошибок наблюдений и масштабирующих коэффициентов для используемых фотометрических фильтров. Данные матрицы имеют следующий вид:

$$\Sigma = \text{diag}(\underbrace{1/\sigma_1 \dots 1/\sigma_1}_{P_1} \underbrace{1/\sigma_2 \dots 1/\sigma_2}_{P_2} \dots \underbrace{1/\sigma_Q \dots 1/\sigma_Q}_{P_Q}), \quad (3.18)$$

$$\mathbf{C} = \text{diag}(\underbrace{c_1 \dots c_1}_{P_1} \underbrace{c_2 \dots c_2}_{P_2} \dots \underbrace{c_Q \dots c_Q}_{P_Q}). \quad (3.19)$$

Можно показать, что минимизатор функции (3.17) при заданных  $\lambda$  и  $B$  является решением системы линейных уравнений

$$\mathbf{X}^T \mathbf{X} \mathbf{I}_1 = \mathbf{X}^T \mathbf{Y}. \quad (3.20)$$

Входящие в состав последнего выражения матрицы  $\mathbf{X}$  и  $\mathbf{Y}$  определяются как

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} \Sigma \mathbf{C} \hat{\mathbf{H}} \mathbf{a} \\ \sqrt{\lambda} \mathbf{W} \mathbf{L} \end{pmatrix}, \quad (3.21)$$

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} \Sigma(\hat{\mathbf{F}} - \mathbf{C}\hat{\mathbf{H}}\mathbf{b}) \\ \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad (3.22)$$

где вектора  $\mathbf{a}$  и  $\mathbf{b}$  имеют вид

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} \text{diag}(\underbrace{a_1 \dots a_1}_n) \\ \text{diag}(\underbrace{a_2 \dots a_2}_n) \\ \dots \\ \text{diag}(\underbrace{a_Q \dots a_Q}_n) \end{pmatrix}, \quad (3.23)$$

$$\mathbf{b} = \begin{pmatrix} \underbrace{b_1 \dots b_1}_n \dots \underbrace{b_Q \dots b_Q}_n \end{pmatrix}^T, \quad (3.24)$$

а  $\mathbf{0}$  — нулевой вектор размерности  $n$ .

Контроль нижнего предела параметра регуляризации проводился по критерию невязки

$$\sum_{q=1}^Q \|c_q \mathbf{H}_q \mathbf{I}_q - \mathbf{F}_q\|^2 = \sum_{q=1}^Q P_q \sigma_q^2. \quad (3.25)$$

Значение этого параметра уменьшалось до достижения описания амплитуд всех кривых блеска, используемых в процессе картирования.

### 3.7 Тестирование методики

Описанная в предыдущем параграфе методика была протестирована на моделях однопятенных звезд с разными значениями широты пятна. Результаты тестирования с использованием данных трех фотометрических полос представлены на рис. 3.7 и 3.8. В процессе тестирования использовались модели, выбранные для тестирования методик однополосного картирования (см. выше). Параметры этих моделей даны в параграфе 3.4. Восстановление поверхностей проводилось с использованием зашумленных кривых блеска в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R$  объемом 100 точек. Зашумление кривых блеска проводилось путем наложения на рассчитанные потоки ошибок, распределенных по нормальному закону со среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 0.005^m$ .

Видно, что использование при восстановлении поверхности трех кривых блеска приводит к более точному воспроизведению координат и профиля высокоширотного пятна с полярным углом центра  $\theta = 15^\circ$ . Применение же трехполосного картирования к остальным моделям показывает результаты, похожие на результаты картирования с использованием только одной фотометрической полосы.

Хотя использование трех фотометрических полос приводит к более точному воспроизведению координат высокоширотного пятна по сравнению с результатом однополосного

картирования, ошибка определения широты пятна остается довольно большой. Разность широт температурного минимума поверхности, восстановленной с использованием одной полосы, и центра пятна модельной поверхности составляет примерно  $30^\circ$ . В случае использования в восстановлении трех полос эта разница уменьшается примерно на  $8^\circ$ .

Для оценки возможного улучшения воспроизведения координат высокоширотных пятен при использовании большего количества фотометрических полос была проведена симуляция картирования с использованием пяти полос. Моделирование кривых блеска проводилось для полос  $U, B, V, R, I$  с использованием однопятенной модели поверхности с полярным углом центра пятна  $\theta = 15^\circ$ . Полученные кривые блеска были зашумлены по нормальному закону со среднеквадратическим отклонением  $\sigma = 0.005^m$ .

Результаты восстановления поверхности с использованием данных пяти фотометрических полос показаны на рис. 3.9. Для сравнения, на рисунке также представлены результаты трехполосного и однополосного восстановления. Видно, что разность широт между центром пятна модельной поверхности и температурным минимумом восстановленной поверхности составляет примерно  $15^\circ$ . Эта разность ближе к нулю на  $7^\circ$  по сравнению с результатом трехполосного картирования и примерно в два раза меньше по сравнению с результатом однополосного картирования.

На рис. 3.10 и 3.11 даны результаты тестирования методики на двухпятенной поверхности, при различных значениях угла наклона ее оси вращения к лучу зрения. Координаты центра первого пятна:  $\phi_1^0 = 10^\circ$ ,  $\theta_1 = 30^\circ$ . Координаты центра второго пятна:  $\phi_1^0 = 80^\circ$ ,  $\theta_1 = 90^\circ$ . Радиусы обоих пятен равны  $R_1 = R_2 = 20^\circ$ . Остальные параметры моделей такие же, как у модельных поверхностей, описанных в параграфе 3.4. Восстановление поверхностей проводилось с использованием данных кривых блеска в полосах  $B, V, R$ .

Видно, что при  $i \geq 75^\circ$  происходит существенное занижение широты высокоширотных пятен и одновременное уменьшение их температурного контраста. Кроме того, имеются некоторые проблемы с разрешением пятен. Исключая случай  $i = 90^\circ$ , восстановленная зона запятненности представлена растянутой областью с двумя температурными минимумами, которые соответствуют координатам первого и второго пятна.

Выполненные тестовые расчеты показали применимость метода для анализа широтного распределения низкоширотных и среднеширотных пятен. Высокоширотные ( $\theta < 30^\circ$ ) пятна имеют систематическое занижение широты на восстановленных картах. Точность воспроизведения структуры поверхности зависит от угла наклона оси вращения звезды к лучу зрения. Выявлен оптимальный для картирования диапазон наклона  $i = 30 - 60^\circ$ . Несмотря на существующие проблемы с восстановлением широтного распределения, тестирование показало высокую надежность получаемых долготных распределений.

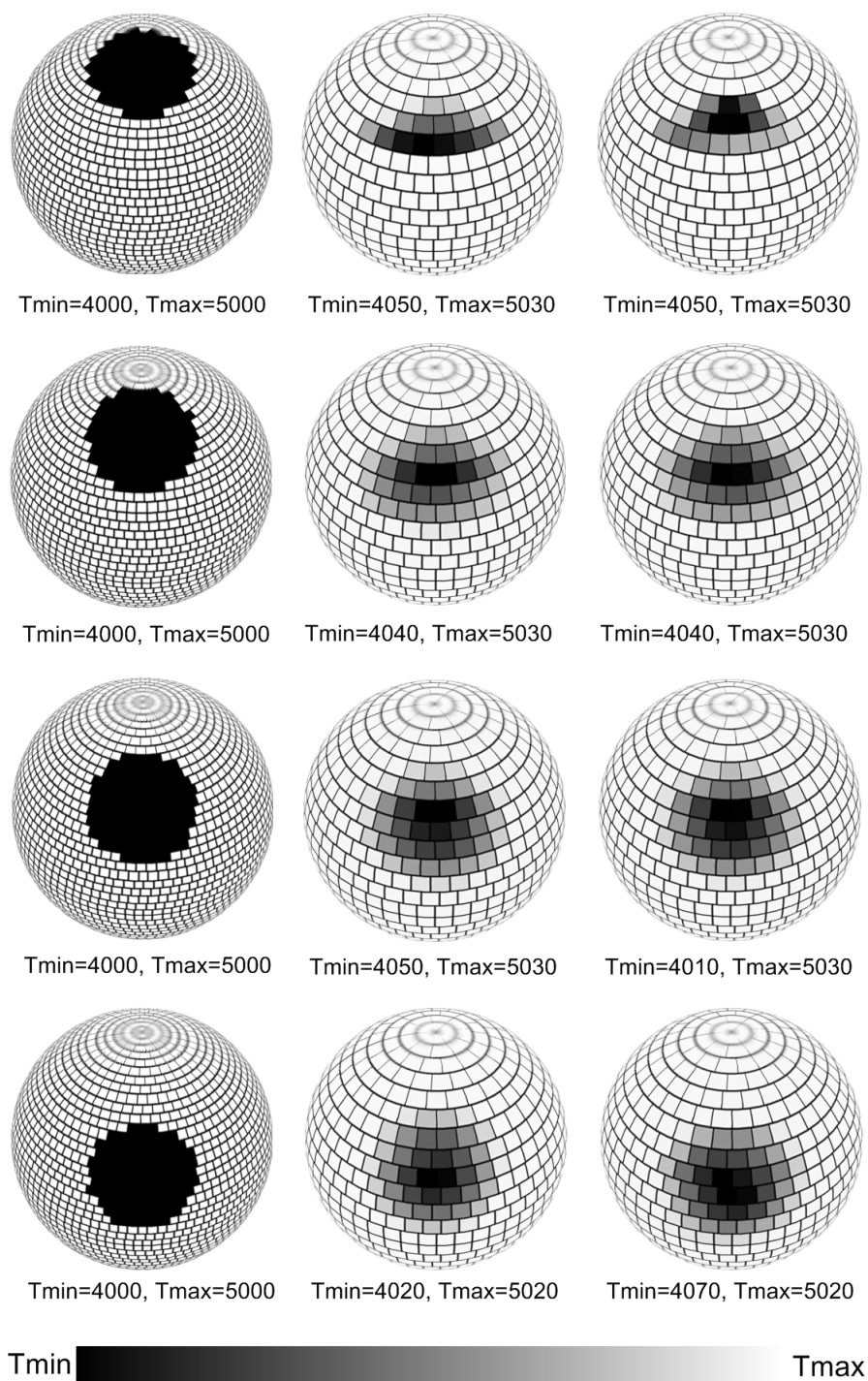


Рис. 3.7. Примеры восстановления однопятенной модельной поверхности (слева) с использованием данных одной фотометрической полосы (посередине) и по данным трех полос (справа). Полярный угол середины пятна модельной поверхности возрастает сверху вниз от значения  $15^\circ$  с шагом  $15^\circ$ ; радиус пятна  $R = 20^\circ$ .

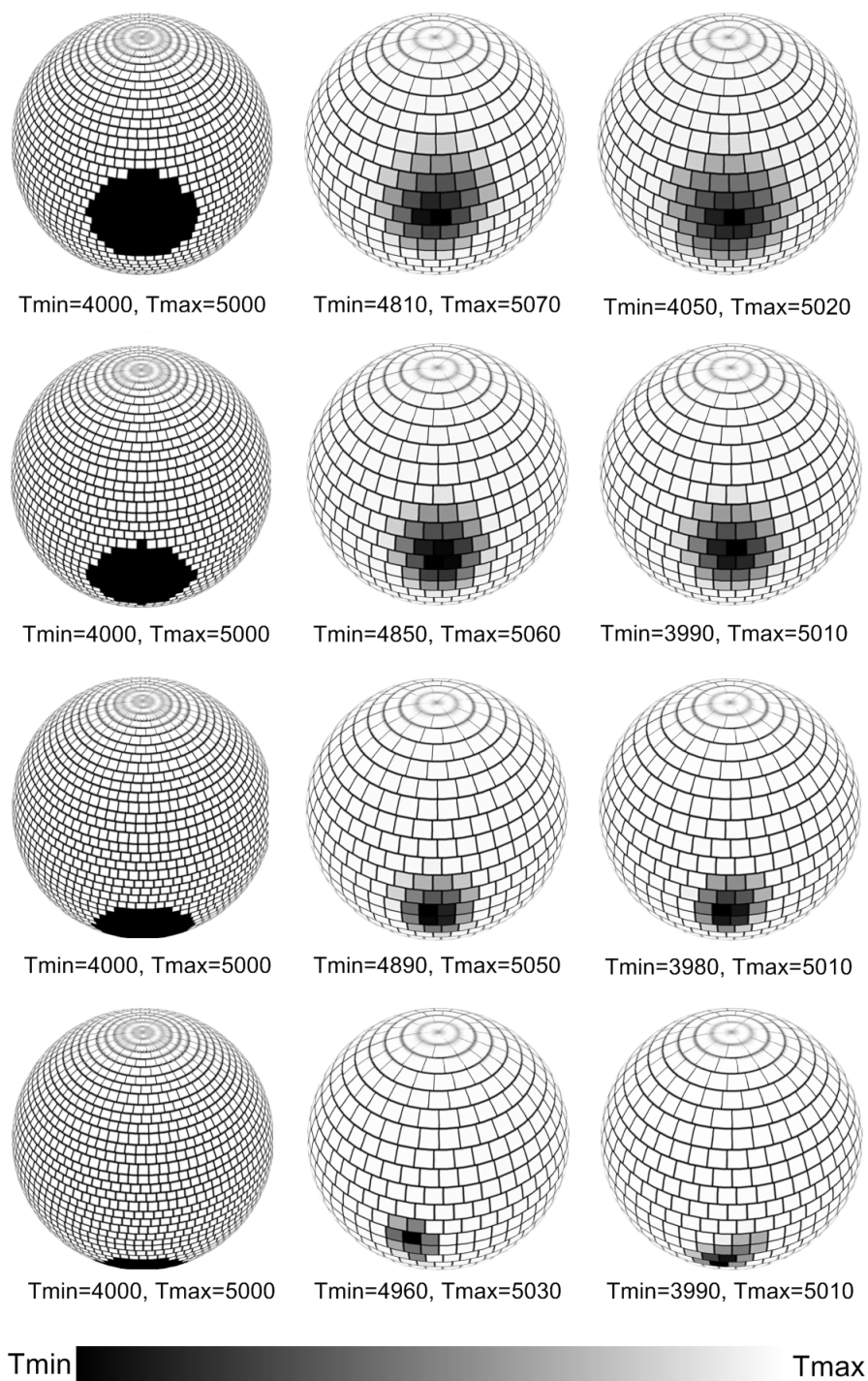


Рис. 3.8. Примеры восстановления однопятенной модельной поверхности (слева) с использованием данных одной фотометрической полосы (посередине) и по данным трех полос (справа). Полярный угол середины пятна модельной поверхности возрастает сверху вниз от значения  $15^\circ$  с шагом  $75^\circ$ ; радиус пятна  $R = 20^\circ$ .

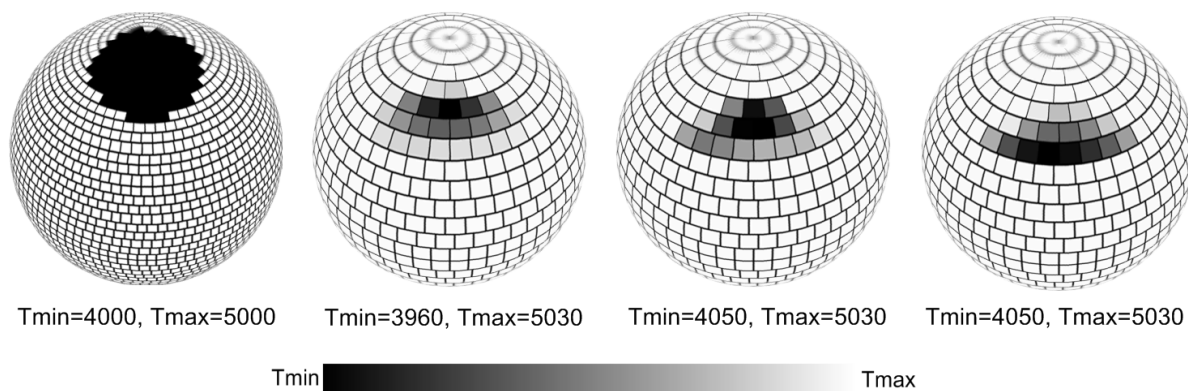


Рис. 3.9. Примеры восстановления однопятенной поверхности с высокоширотным пятном ( $\theta = 15^\circ$ ), показанной на левой карте. Показаны результаты картирования с использованием пяти кривых блеска в полосах  $U, B, V, R, I$  (вторая карта слева), трех кривых блеска в полосах  $B, V, R$  (третья карта слева) и одной кривой блеска в полосе  $V$  (четвертая карта слева).

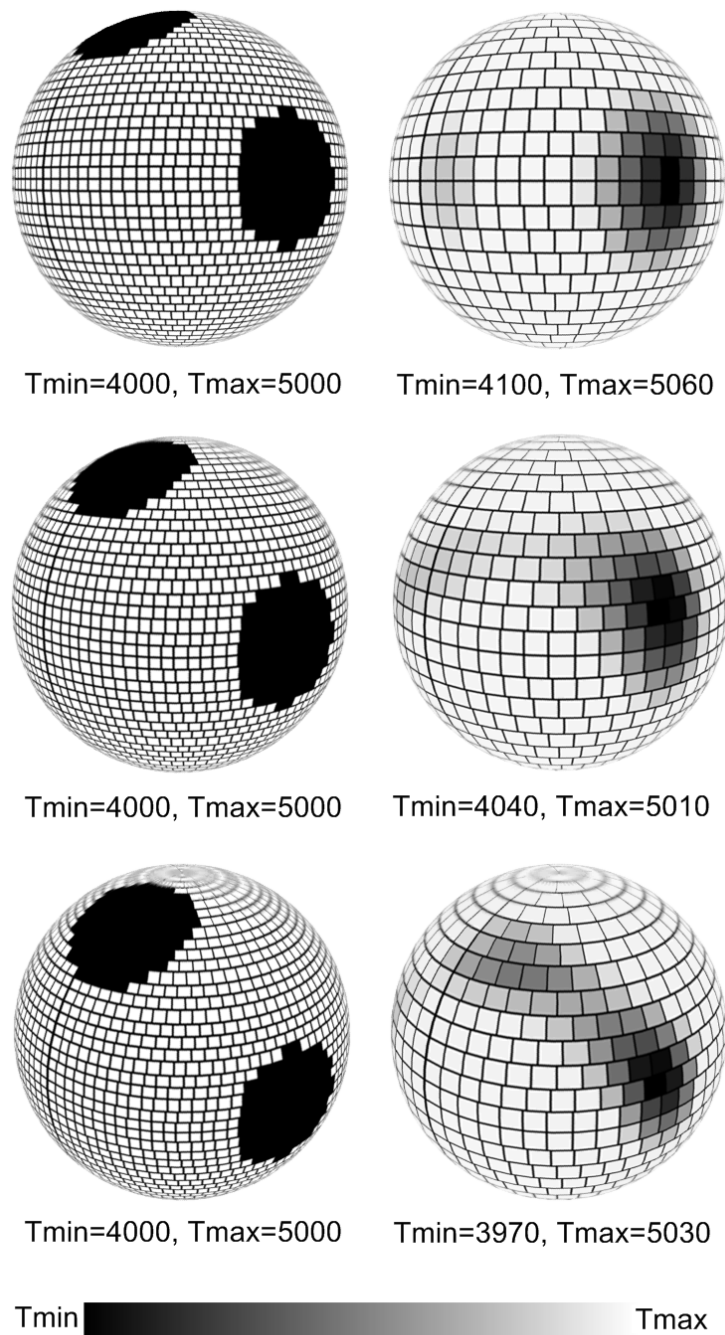


Рис. 3.10. Примеры *BVR*-восстановления двухпятенной модельной поверхности для различных значений угла наклона ее оси вращения к лучу зрения  $i = 90^\circ, 75^\circ, 60^\circ$ .

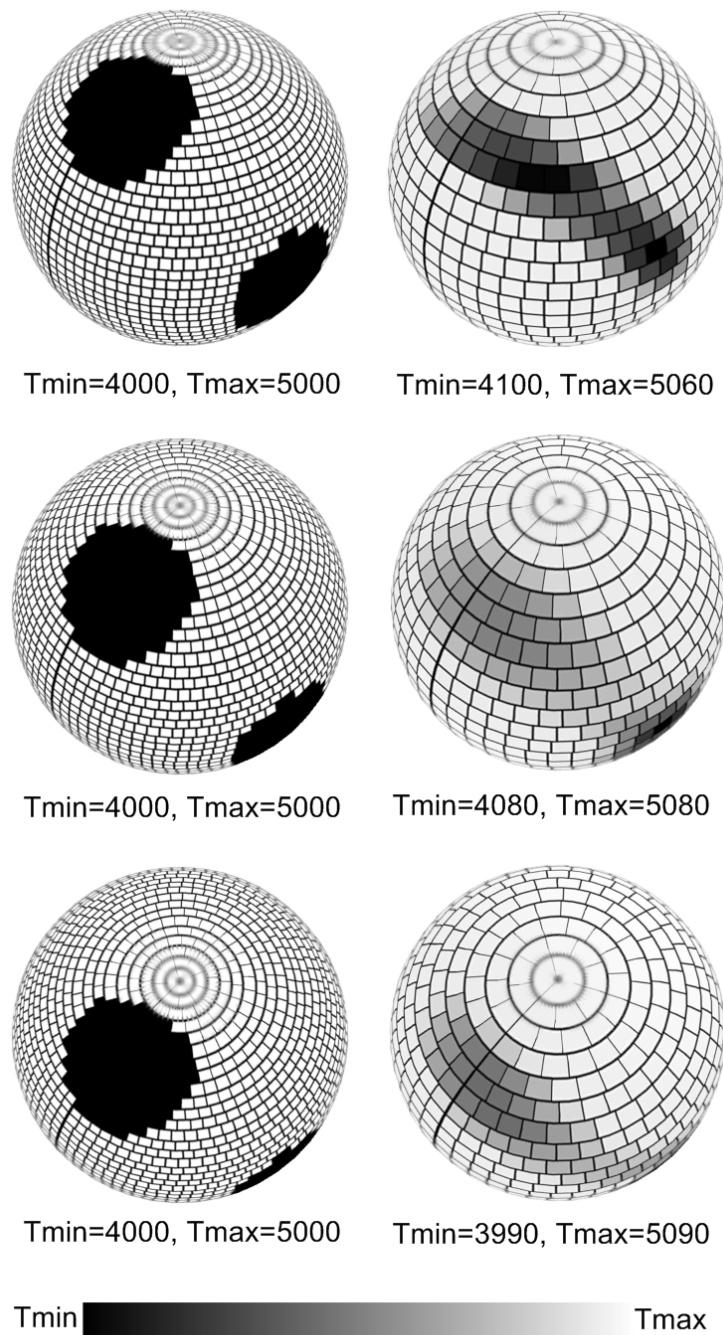


Рис. 3.11. Примеры *BVR*-восстановления двухплатенной модельной поверхности для различных значений угла наклона ее оси вращения к лучу зрения  $i = 45^\circ, 30^\circ, 15^\circ$ .



## Глава 4

# Картирование поверхности первичной компоненты HD 12545

### 4.1 Система HD 12545

Звезда HD 12545 (XX Tri) представляет собой яркую ( $V \sim 8.1 - 8.7^m$ ) долгопериодическую ( $P_{orb} = 24^d$ ) незатменную тесную двойную систему типа RS CVn. В начале 90-х эта звезда обращала на себя внимание большими вариациями блеска ( $\Delta V \sim 0.6^m$ ), по-видимому обусловленными наличием крупных холодных пятен на поверхности первичной компоненты.

Предположение фотометрической активности HD 12545 было сделано Бидельманом [22], который обнаружил сильные эмиссионные линии CaII H и K в ее спектре, характерные для магнитоактивных звезд с пятнами. Первые опубликованные фотометрические наблюдения звезды выявили переменность блеска с амплитудой  $\Delta V = 0.16 \pm 0.028^m$  и периодом около 25 дней в 1986/87 годах [62]. Тремя годами позднее была зафиксирована амплитуда изменения блеска  $\Delta V = 0.6^m$  [87], что явилось наисильнейшим зарегистрированным проявлением пятенной активности на тот момент времени. Детальный анализ многопосной фотометрии звезды был выполнен Штрассмайером и Олой на основе наблюдений 1991 года [132]. Ими было проведено моделирование поверхности звезды с использованием круглых и прямоугольных пятен, суммарная площадь которых составила  $\sim 20\%$  от наблюдаемой поверхности звезды. Описание цветковых кривых выявило среднюю температуру области запятненности на  $1100 \pm 35$  K ниже температуры незапятненной фотосферы. Доплеровская томография, проведенная Штрассмайером [135] с использованием спектров HD 12545 1999 года, показала наличие на поверхности звезды гигантского, холодного пятна с температурой на  $1300 \pm 120$  K ниже температуры незапятненной фотосферы. Кроме того, полученные карты демонстрируют присутствие на поверхности звезды ярких, вытянутых приэкваториальных структур с температурой на  $\sim 350$  K выше температуры незапятненной фотосферы. Эти яркие области, совместно с холодным пятном, являлись

причиной больших вариаций блеска звезды, достигающих  $0.63^m$  в полосе  $V$ .

## 4.2 Наблюдательный материал

Данные кривых блеска исследуемой звезды были заимствованы из [132]. Фотометрический материал был получен между 17 января и 1 марта 1991 года в обсерватории Конколи, Венгрия. В наблюдениях использовался 1-м телескоп, оснащенный  $UBV(RI)_C$ -фотометром с термоэлектронным охлаждением.

Полученная кривая блеска звезды в фильтре  $V$ , а также цветовые кривые  $B - V$ ,  $V - R$  и  $V - I$  представлены на рис. 4.1. Амплитуды кривых блеска составляли  $0.57$ ,  $0.50$ ,  $0.46$  и  $0.38^m$  в фильтрах  $B$ ,  $V$ ,  $R$  и  $I$  соответственно. Для оценки ошибок наблюдений мы применили аппроксимацию кривых блеска двумя первыми гармониками разложения Фурье (члены  $\cos \varphi$  и  $\cos 2\varphi$ ). Ошибки наблюдений были приняты равным среднеквадратическим невязкам между наблюдаемыми данными и аппроксимирующей кривой. Они имеют значения  $0.019$ ,  $0.009$ ,  $0.010$  и  $0.008^m$  для фильтров  $B$ ,  $V$ ,  $R$  и  $I$  соответственно.

## 4.3 Картирование поверхности первичной компоненты

Исходные данные, необходимые для картирования звезды, были заимствованы из [132]. Температура незапятнанной фотосферы была принята равной  $T_{ph} = 4820$  К, ускорение силы тяжести  $\log g = 3.0$ . Значение угла наклона оси вращения к лучу зрения составляло  $i = 50^\circ$ . Оценки относительного блеска звезды при отсутствии пятен на ее поверхности были также заимствованы из [132]. Предполагалось, что вторичная компонента не вносит значимый вклад в общее излучение системы во всех используемых в картировании фотометрических полосах (спектр вторичной компоненты не проявляется ни в синей, ни в красной области [26]).

Нами было использовано два подхода к анализу распределения запятненности на поверхности звезды: первый основан на моделировании запятненности круглыми пятнами, второй предполагал поиск непрерывного температурного распределения по элементам разбиения поверхности.

### Картирование звезды круглыми пятнами

Моделирование запятненности первичной компоненты HD 12545 проводилось с использованием двух пятен. Несмотря на утверждение авторов [132] о том, что описание одной кривой блеска звезды требует трех пятен, используемая нами методика смогла удовлетворительно описать наблюдения с использованием двупятенной модели. Моделирование поверхности звезды проводилось с одновременным анализом кривых блеска в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R$  и  $I$ .

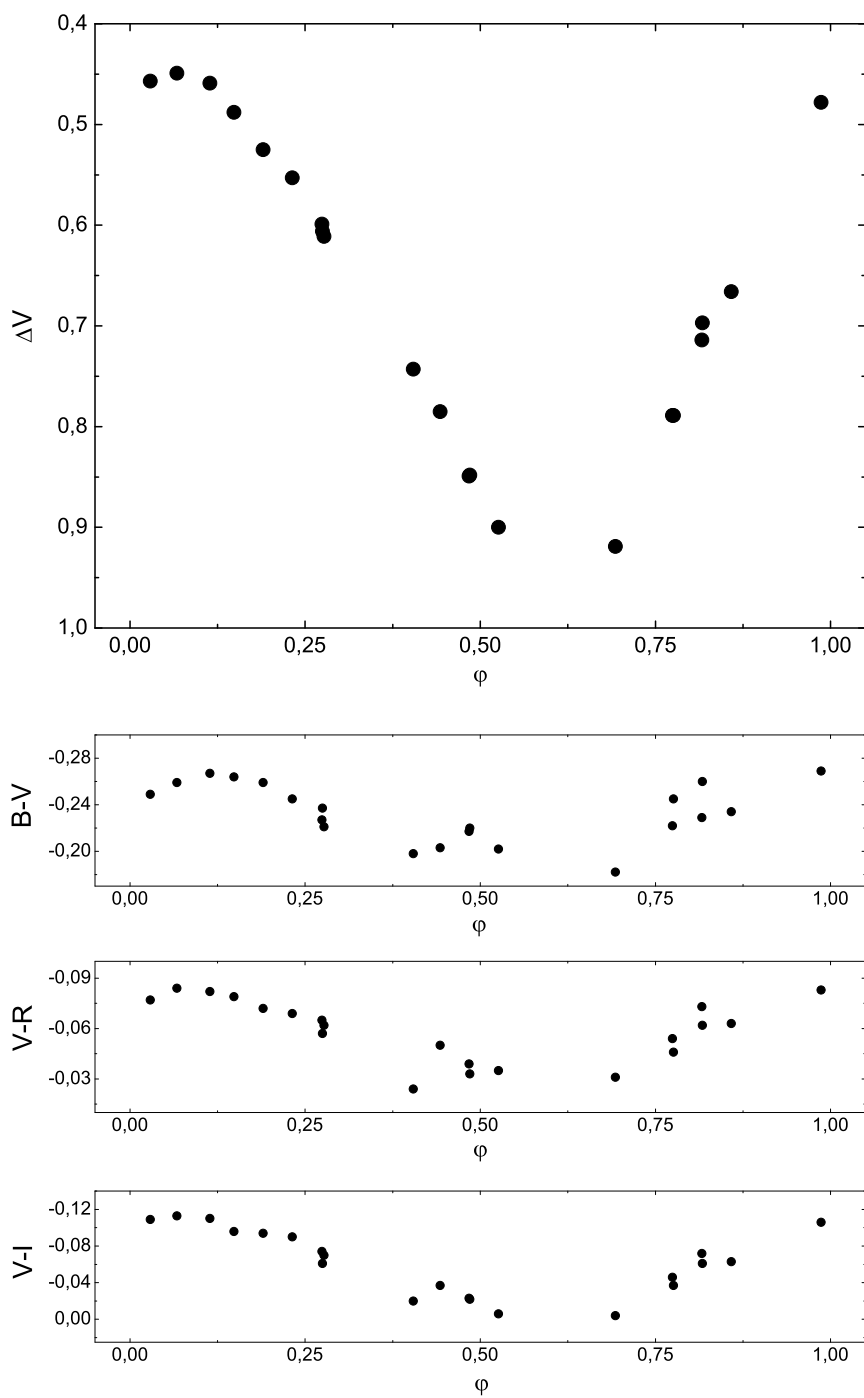


Рис. 4.1. Кривые блеска и цветные кривые звезды HD 12545. Данные были заимствованы из [132].

Для уменьшения количества варьируемых параметров было принято, что пятна имеют одинаковую температуру. Картирование звезды выполнялось при фиксированном значении температур пятен, в то время как координаты пятен и их размеры находились для наилучшего описания наблюдений путем минимизации квадратов невязок между наблюдаемыми и теоретическими потоками. Изменение температуры пятен проводилось от 3400 до 4000 К с шагом 50 К. Наилучшего описания наблюдаемых данных удалось достичь для пятен с температурой 3650 К, покрывающих 17.4% наблюдаемой поверхности звезды (область в диапазоне полярных углов  $\theta < 90^\circ + i$ ). Параметры этих пятен приведены в таблице 4.1. Построенная по параметрам оптимальной модели карта распределения пятен по поверхности звезды представлена на рис. 4.2. Сравнение наблюдаемых и теоретических кривых блеска показано на рис. 4.3. Видно, что найденная модель запятненности дает хорошее согласие между наблюдаемыми и модельными потоками во всех используемых фотометрических полосах. Среднеквадратические невязки между наблюдаемыми и теоретическими потоками составили 0.018, 0.010, 0.013, 0.012<sup>m</sup> для фильтров  $B$ ,  $V$ ,  $R$  и  $I$ .

На рис. 4.4 показан график зависимости суммы квадратов невязок между наблюдаемыми и теоретическими потоками от температуры пятен. Минимум этой суммы располагается в точке  $T_{sp} = 3650$  К. На том же графике представлен пример описания кривой блеска в полосе  $I$  моделью запятненности с оптимальным значением температуры пятен. Одновременно на рисунке показаны кривые блеска моделей с температурами пятен на 200 К выше и ниже оптимального значения.

Таблица 4.1. Найденные параметры пятен первичной компоненты HD 12545.

Номер пятна	Долгота [°]	Широта [°]	Радиус [°]	$T_{sp}$ [К]
1	298	52	28	3650
2	199	36	32	3650

Полученные нами результаты могут быть сравнены с результатами картирования, данными Штрассмайером и Олой на основе анализа этих же наблюдений [132]. Проведенное ими картирование основывалось на моделировании поверхности как тремя круглыми пятнами так и тремя прямоугольными пятнами. Найденные ими карты запятненности представлены на рис. 4.5. В целом, представленные карты согласуются с результатами, полученными в рамках данной работы. Так, координаты наибольшего найденного в данной работе пятна близки к координатам наибольших пятен карт Штрассмайера и Олы (пятна 2 на обеих картах). Вклад пятен с номером 1 компенсируется смещением наибольшего пятна в сторону меньших долгот, а также размерами и высокой широтой второго найденного в этой работе пятна. Заметна разница в широтных распределениях пятен, в том числе и в картах Штрассмайера и Олы (в особенности между первым прямоугольным пятном и первым круглым пятном). Эти различия объясняются малой информативностью

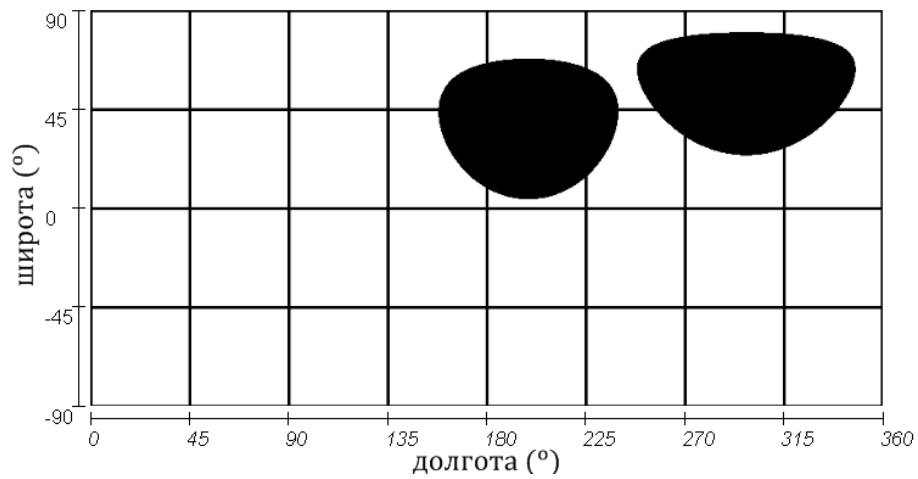


Рис. 4.2. Карта распределения круглых пятен по поверхности первичной компоненты HD 12545 в проекции Меркатора. Модель вращается слева направо, долгота  $\phi = 0^\circ$  обращена к наблюдателю в фазе вращения  $\varphi = 0.25$ .

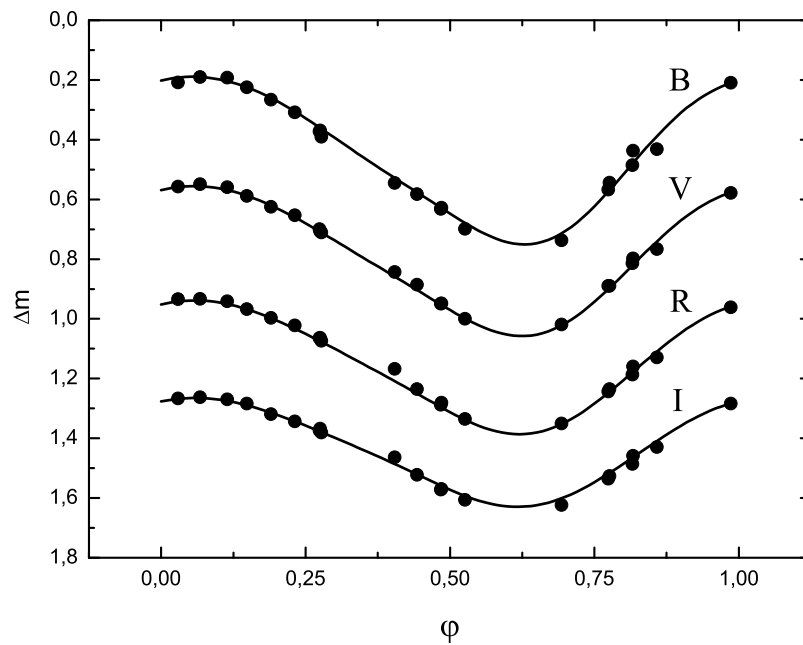


Рис. 4.3. Сравнение наблюдаемых кривых блеска HD 12545 (точки) и кривых блеска модели звезды с круглыми пятнами (непрерывная линия) в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R$  и  $I$ .

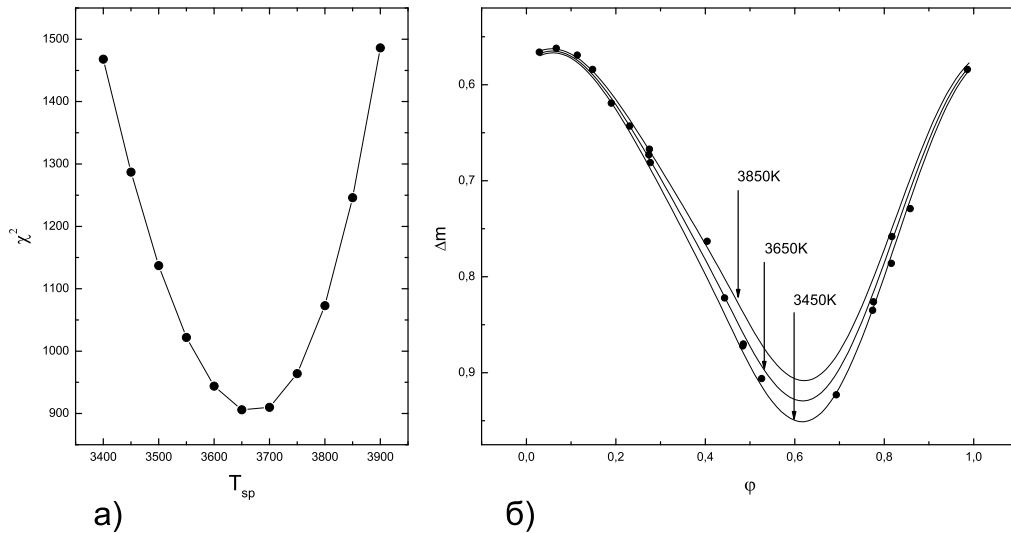


Рис. 4.4. а) Зависимость суммы квадратов невязок между теоретическими и наблюдаемыми потоками от температуры пятен. б) Описание кривой блеска звезды HD 12545 моделями запятненности с различными значениями температуры пятен.

кривых блеска относительно широтного распределения пятен и, как следствие, плохой надежностью значений широт запятненности, найденных фотометрическими методами. Тем не менее, найденная нами оценка температур пятен  $T_{sp} = 3650$  К хорошо согласуется с температурами пятен Штрассмайера и Олы ( $T_{sp} = 3690$  К для прямоугольных пятен и  $T_{sp} = 3740$  К для круглых пятен). Такое же согласие имеется между площадью запятненности наблюдаемой поверхности (16.6% для прямоугольных пятен и 22.3% для круглых пятен).

### Картирование звезды методом разбиения поверхности на элементарные площадки

Поиск температурного распределения по поверхности яркой компоненты HD 12545 был также осуществлен путем ее разбиения на малые площадки. Так же как и в случае моделирования запятненности круглыми пятнами, при поиске непрерывного температурного распределения использовались данные четырех кривых блеска в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R$  и  $I$ . Поверхность звезды была поделена на 40 широтных поясов (из них 31 доступный для наблюдений) с 80 элементами в приэкваториальных поясах.

Варьированием значения байес-параметра удалось найти решение с температурной амплитудой  $\Delta T \sim 1200$  К. Полученная карта распределения температуры представлена на рис. 4.6. Сравнение наблюдаемых изменений блеска звезды с кривыми блеска модели звезды с найденным распределением температуры дано на рис. 4.7. Как и при моделировании кривых блеска круглыми пятнами видно неплохое согласие между наблюдаемыми и модельными данными. Среднеквадратические невязки между наблюдаемыми и модельными

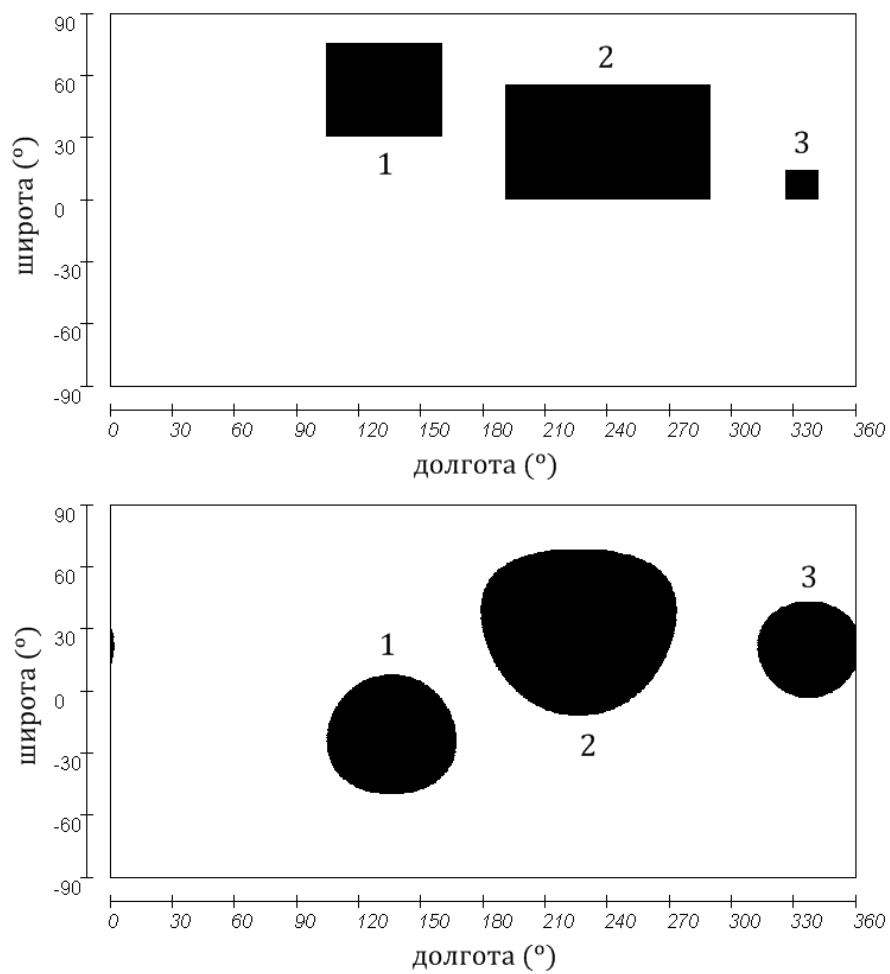


Рис. 4.5. Карты поверхности первичной компоненты HD 12545, полученные Штрассмайером и Олой [132] путем моделирования запятненности прямоугольными пятнами (верхняя карта) и круглыми пятнами (нижняя карта). Модель звезды вращается слева направо, долгота  $\phi = 0^\circ$  обращена к наблюдателю в фазе вращения  $\varphi = 0.25$ .

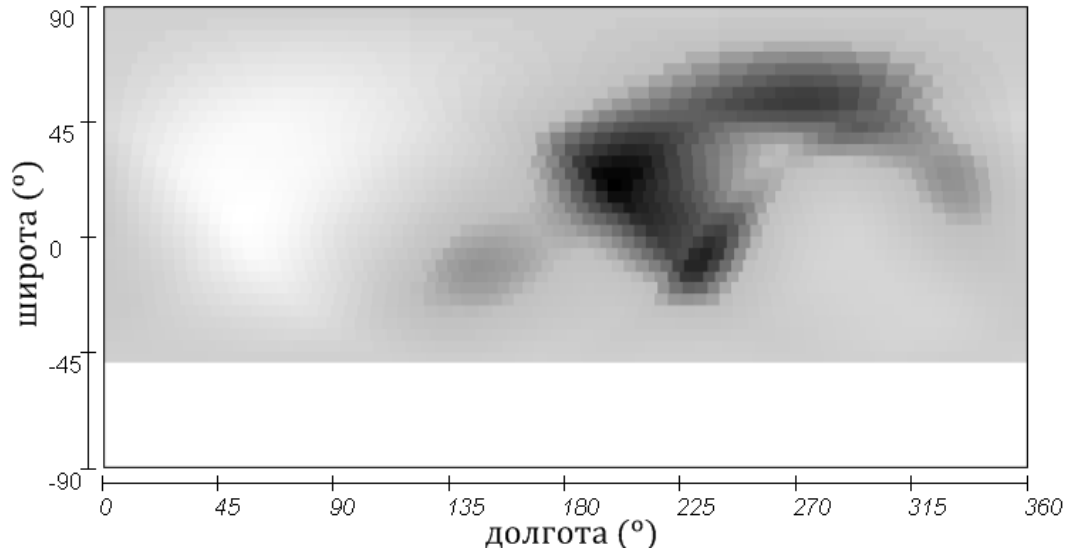


Рис. 4.6. Карта распределения температуры по поверхности первичной компоненты HD 12545 в проекции Меркатора. Температурное распределение найдено методом разбиения поверхности на элементарные площадки. Модель вращается слева направо, долгота  $\phi = 0^\circ$  обращена к наблюдателю в фазе вращения  $\varphi = 0.25$ .

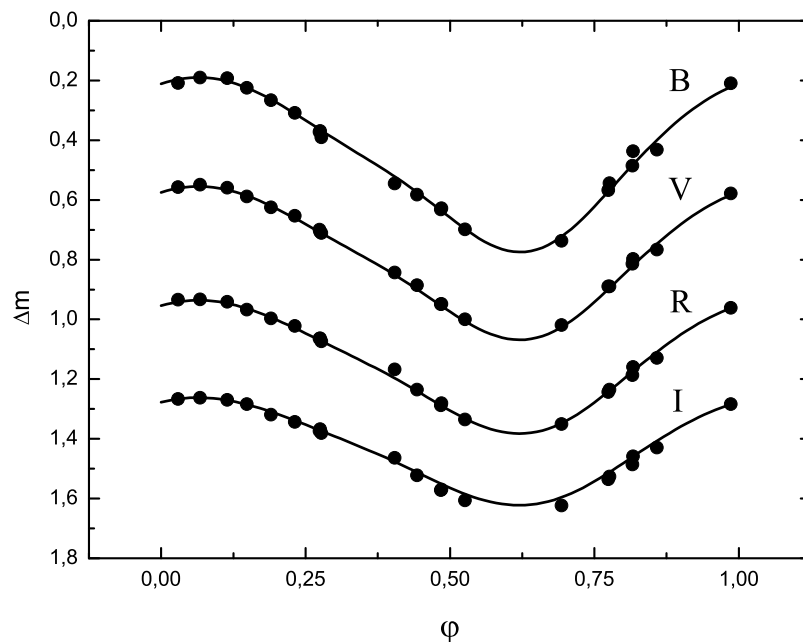


Рис. 4.7. Сравнение наблюдаемых кривых блеска HD 12545 (точки) и кривых блеска модели поверхности звезды с непрерывным температурным распределением (непрерывная линия) в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R$  и  $I$ .



потоками составляют 0.016, 0.009, 0.010 и  $0.014^m$  в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R$  и  $I$ .

Из сравнения рис. 4.2 и 4.6 можно отметить достаточно хорошее согласие долготных распределений, найденных двумя разными методами. Главный температурный минимум на рис. 4.2 располагается вблизи точки с координатами  $\phi = 200^\circ$  и  $90^\circ - \theta = 20^\circ$ , что близко к координатам наибольшего пятна на карте круглых пятен. Область запятненности на интервале долгот  $\phi = 240 - 330^\circ$  на карте непрерывного температурного распределения соответствует меньшему пятну на карте круглых пятен.

## Глава 5

# Анализ фотометрической активности предкатаклизмической системы DE CVn

### 5.1 Система DE CVn

DE CVn — яркая ( $V = 12.8^m$ ) затменно-переменная система с относительно коротким ( $\sim 8.7^h$ ) периодом. Звезда была замечена в рентгеновском обзоре спутника ROSAT и занесена в каталог под номером RX J1326.9+4532. Звезда также была выделена в спектроскопическом обзоре неба с предобъективной призмой как объект, демонстрирующий эмиссию в линии CaII H и K [13].

Результаты первых фотометрических исследований звезды представлены в [106]. Были обнаружены затмения, имеющие глубину  $0.054 \pm 0.01^m$  в полосе  $R$  и  $0.128 \pm 0.029^m$  в полосе  $V$ , продолжительностью 0.0212 орбитального периода. Включение в работу данных о цвете звезды позволило сделать вывод о позднем спектральном классе яркой компоненты  $\sim M0V$ , а данные о длительности и глубинах затмений говорят о присутствии белого карлика в системе. Отмечены внезатменные асимметричные вариации блеска, по-видимому свидетельствующие о сильной запятненности красной компоненты.

Более детальные исследования системы, включающие анализ спектров и фотометрии, были выполнены в [142]. В работе даны уточненные эфемериды системы

$$HJD_{min} = 2452784.5533(1) \pm 0.3641394(2) \times E \quad (5.1)$$

и показано, что компонентами системы являются красный карлик спектрального класса M3V и белый карлик с эффективной температурой поверхности около 8000 К. Также были найдены оценки массы и радиусов компонент:  $0.41 \pm 0.06 M_{\odot}$  и  $0.37_{-0.007}^{+0.06} R_{\odot}$  для красного карлика,  $0.51_{-0.02}^{+0.06} M_{\odot}$  и  $0.0136_{-0.0002}^{+0.0008} R_{\odot}$  для белого карлика. Дана оценка наклона орбиты  $86_{-2}^{+3}^{\circ}$  и большой полуоси  $2.07_{-0.04}^{+0.09} R_{\odot}$ .

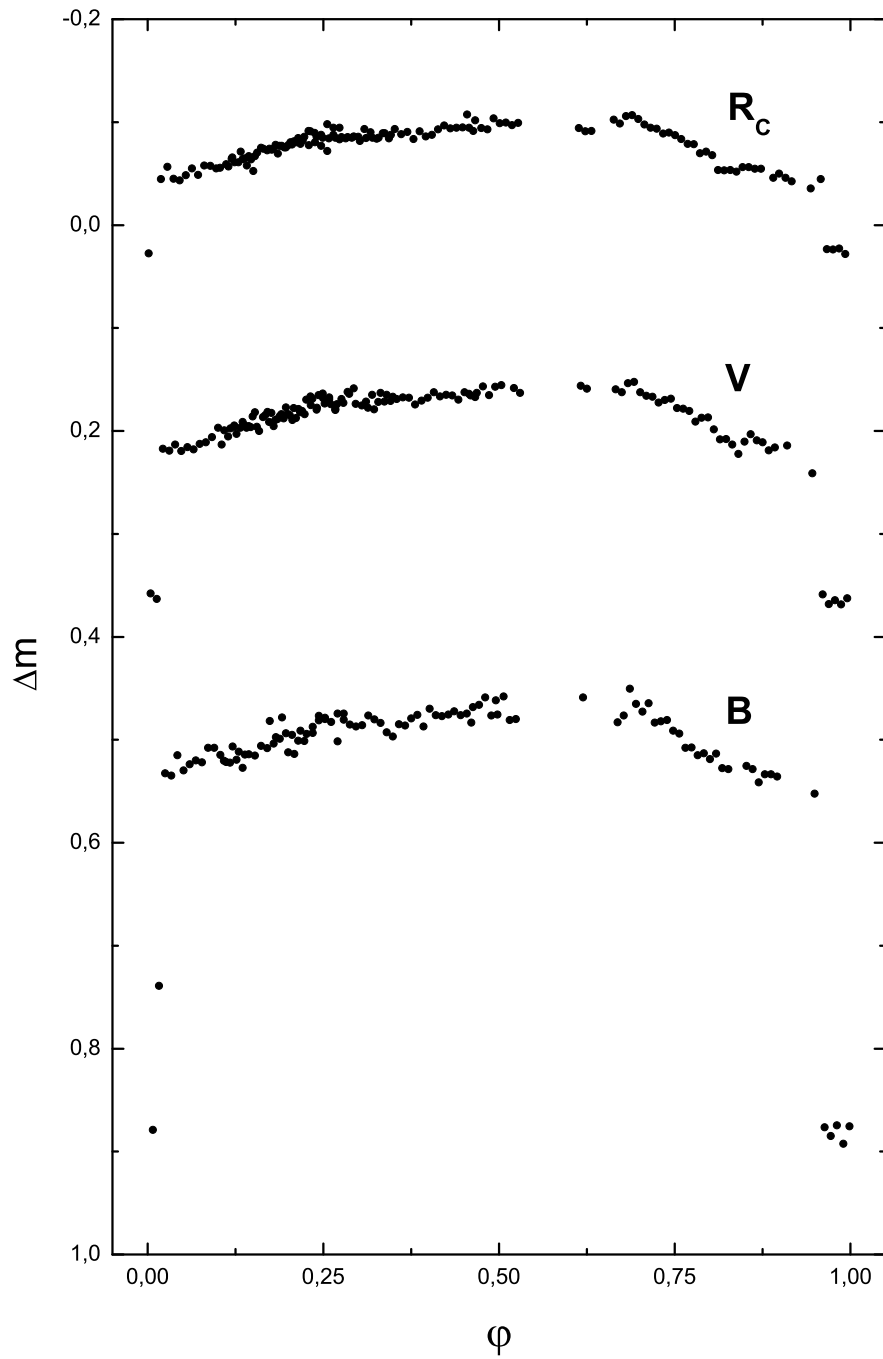


Рис. 5.1. Кривые блеска звезды DE CVn в полосах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$ .

## 5.2 Наблюдения и обработка данных

Фотометрические наблюдения DE CVn проводились на 1.5-м телескопе РТТ-150 (Турецкая национальная обсерватория TUBITAC) 15, 16, 17 и 19 марта 2009 года в фильтрах  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$ . Изображения получены при помощи ПЗС-матрицы ANDOR ( $2048 \times 2048$  пикс.; размер пикселя  $13.5 \times 13.5$  мкм). Матрица была размещена в кассегреновском фокусе телескопа и имела глубокое термоэлектронное охлаждение  $-60^\circ \text{C}$ . Все изображения были получены с бинингом  $2 \times 2$  и временем экспозиции 60, 40 и 30 сек в фильтрах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$  соответственно. Наблюдения проводились сотрудником кафедры астрономии и космической геодезии КФУ А.И. Галеевым.

Таблица 5.1. Журнал фотометрических данных.

Дата наблюдений	Наблюдаемая фаза	Количество изображений		
		$B$	$V$	$R_C$
2009.03.15	0.13–0.35	–	26	26
2009.03.16	0.10–0.28	20	20	20
2009.03.17	0.46–0.90	27	30	31
2009.03.19	0.00–0.60; 0.95–1.00	63	68	66

Обработка данных проводилась с использованием стандартных процедур пакета Maxim DL, и включала в себя вычитание байсов и деление на плоское поле. Дифференциальная фотометрия DE CVn проводилась относительно звезды с координатами ( $\alpha_{2000} = 13^{\text{h}}26^{\text{m}}27.96^{\text{s}}$ ,  $\delta_{2000} = +45^\circ 33' 13.44''$ ). Она была наиболее близким по яркости и показателю цвета к исследуемой звезде объектом, попавшим в поле зрения прибора. В качестве объектов сравнения были выбраны две звезды сравнимой с DE CVn яркости из поля зрения инструмента. Было показано постоянство блеска звезды сравнения в пределах ошибок дифференциальной фотометрии  $\Delta B = 0.008^m$ ,  $\Delta V = 0.007^m$ ,  $\Delta R = 0.005^m$ . На рис. 5.1 показаны полученные кривые блеска звезды DE CVn в фильтрах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$ . Перевод кривой блеска из шкалы юлианских дат в шкалу фаз орбитального периода осуществлялся при помощи формулы (5.1). Заметны затмения белого карлика в системе, глубина которых уменьшается с ростом эффективной длины волны фильтра. Кроме того, представленные кривые блеска демонстрируют внезатменные асимметричные колебания блеска, вызванные запятностью вторичной компоненты.

Найденная по полученным данным длительность затмения составляет  $0.0571 \pm 0.0022$  долю орбитального периода, что неплохо согласуется с данными, представленными в [106]. На рис. 5.1 видно, что середина минимума затмения смещена от нулевой фазы и составляет  $\varphi_{mid} = 0.9875$  доли орбитального периода.

Для использования полученных данных в процедуре картирования необходимо вы-

честь излучение белого карлика из потоков системы, получив тем самым кривые блеска красного карлика. Значения блеска системы были переведены в относительные потоки по формуле  $10^{-0.4m}$ . Из потоков излучения системы, приходящихся на внезатменные фазы, были вычтены глубины затмений, равные вкладу излучения белого карлика в суммарное излучение системы.

Поиск глубины затмения  $d$  проводился путем минимизации функции

$$\chi^2(a, b_1, b_2, c_1, c_2, d) = \sum_{p \notin Ecl} (F_p - d - f(\varphi_p))^2 + \sum_{p \in Ecl} (F_p - f(\varphi_p))^2, \quad (5.2)$$

где  $f(\varphi_p)$  — сумма первых гармоник ряда Фурье для фазы  $\varphi_p$ :

$$f(\varphi_p) = a + b_1 \cos(2\pi\varphi_p) + b_2 \sin(2\pi\varphi_p) + c_1 \cos(4\pi\varphi_p) + c_2 \sin(4\pi\varphi_p), \quad (5.3)$$

Первая сумма в (5.2) представляет собой сумму квадратов невязок между потоками и Фурье-аппроксимацией для фаз вне затмения, в то время как суммирование во втором члене ведется по фазам внутри затмения. Точки, соответствующие входу и выходу из затмения, были исключены из рассмотрения. Найденные при помощи данной методики значения глубин затмений в звездах величинах  $(-2.5 \log(1 - \frac{d}{f(\phi_{mid})}))$ , амплитуды кривых блеска красного карлика, а также ошибки аппроксимации кривых блеска перечислены в таблице 5.2.

Таблица 5.2. Найденные из Фурье-анализа глубины затмений в системе, амплитуда блеска красного карлика и ошибки аппроксимации наблюдательных данных.

Фильтр	Глубина затмения ( $m$ )	Амплитуда блеска КК ( $m$ )	Ошибки ( $m$ )
$B$	0.186	0.113	0.011
$V$	0.095	0.084	0.006
$R_C$	0.060	0.068	0.005

Точки кривых блеска, соответствующие фазам затмения, были включены в исходные данные картирования. Несмотря на небольшую длительность затмения, эти данные могут иметь весомый вклад в поиске решения задачи картирования, т.к. фазы затмения приходятся на время наибольшей запятненности видимого диска звезды, что очевидно из попадания затмения на фазу минимума внезатменных изменений блеска. Кривые блеска красного карлика представлены на рис. 5.2. Необходимо отметить, что представленные изменения блеска, по-видимому, обусловлены только запятненностью вторичной компоненты. Эффекты отражения в системе должны быть ничтожны вследствие малой температуры белого карлика ( $\sim 8000$  K). Об этом же говорит отсутствие сопутствующих отражению изменений эквивалентных ширин линии  $H_\alpha$  [106]. Эффекты эллипсоидальности и гравитационного потемнения также должны быть незначительными из-за значительного разделения компонент системы.

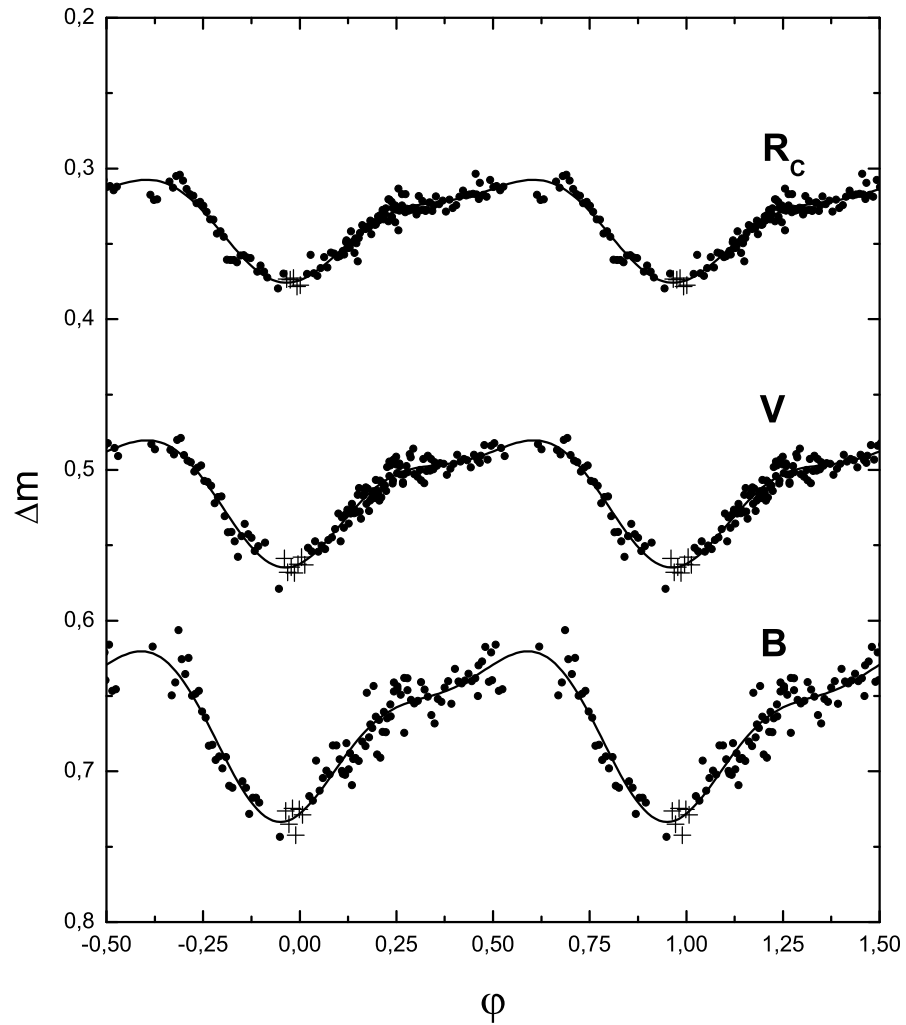


Рис. 5.2. Кривые блеска вторичной компоненты DE CVn в полосах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$ , полученные путем вычитания излучения белого карлика. Крестиками показаны данные, соответствующие затмению в системе. Непрерывная линия — Фурье-аппроксимация кривых блеска.

### 5.3 Определение температуры вторичной компоненты

Наблюдаемое значение показателя цвета звезды, например  $B - V$ , определяется как

$$(B - V) = (B - V)^0 + C, \quad (5.4)$$

где  $(B - V)^0$  — значение показателя цвета у поверхности звезды, а  $C$  — постоянная, отвечающая за ошибки измерения цвета, связанные с атмосферной экстинкцией, межзвездным поглощением, ошибками калибровки и т.д. Переписав последнее выражение отдельно для первичной и вторичной компоненты нашей двойной системы, а затем вычел одно уравнение из другого, получим формулу для определения показателя цвета красного карлика:

$$(B_R - B_W) - (V_R - V_W) = (B - V)_R^0 - (B - V)_W^0. \quad (5.5)$$

Разности блеска красного и белого карлика в правой части последнего уравнения могут быть найдены из анализа затмения в системе. Показатель цвета белого карлика  $(B - V)_W^0$  может быть найден исходя из известных значений температуры звезды и ускорения силы тяжести по данным теории звездных атмосфер. Показатели цвета белого карлика слабо чувствительны к температуре и силе тяжести на его поверхности, поэтому ошибки определения этих параметров атмосферы не вносят существенного вклада в оценку температуры холодной компоненты.

Разности блеска звезд определялись исходя из формулы

$$m_R - m_W = -2.5 \log \left( \frac{F_{max}}{d} - 1 \right), \quad (5.6)$$

где  $F_{max}$  и  $d$  — максимальная яркость звезды и глубина затмения, выраженные в относительных потоках. Использование в расчетах потока в максимуме блеска обусловлено наименьшей запятненностью диска красного карлика в эту фазу. Найденная таким образом температура более соответствует температуре незапятненной фотосферы. Найденные разности блеска равны:  $B_R - B_W = -1.206^m$ ,  $V_R - V_W = -2.276^m$ ,  $R_R - R_W = -3.097^m$ .

Показатели цвета белого карлика были определены путем интерполяции таблиц Серенелли [111]. Интерполяция показателей цвета проводилась для параметров атмосферы  $T_{eff} = 8000$  К и  $\log g = 7.5$  [106]. Найденные значения показателей цвета белого карлика равны:  $(B - V)_W^0 = 0.24$  и  $(V - R)_W^0 = 0.19^m$ . Вычисленные по формуле (5.5) показатели цвета красного карлика имеют значения  $(B - V)_R^0 = 1.26^m$  и  $(V - R)_R^0 = 1.06$ , которые по данным таблиц Куруца [74] соответствуют температурам 4130 К и 3710 К (используемое при интерполяции таблиц ускорение силы тяжести было принято равным  $\log g = 4.9$  [106]). Принятая оценка температуры незапятненной фотосферы равна среднему от двух полученных значений — 3900 К.

## 5.4 Картирование поверхности вторичной компоненты

В работе было использовано два подхода к анализу запятненности вторичной компоненты DE CVn, заключающиеся в моделировании поверхности круглыми пятнами и поиске непрерывного температурного распределения по элементарным площадкам сетки разбиения поверхности. Моделирование запятненности холодной компоненты DE CVn проводилось с использованием найденной в работе оценки температуры незапятненной фотосферы  $T_{ph} = 3900$  К и значения ускорения силы тяжести  $\log g = 4.9$  [106]. Угол наклона оси вращения к лучу зрения был принят равным  $i = 86^\circ$  [106]. Значения максимальных потоков излучения звезды были оценены при помощи Фурье-аппроксимации кривых блеска красного карлика.

Анализ запятненности базировался на анализе кривых блеска красного карлика в фотометрических полосах  $V$  и  $R_C$ . Данные полосы  $B$  были исключены из анализа вследствие больших ошибок наблюдений в данной полосе, большей ошибки вычета света белого карлика и высокой чувствительностью полосы к возможным аномалиям химического состава, свойственным холодным компонентам предкатаклизмических систем.

### Картирование круглыми пятнами

Асимметричность наблюдаемых кривых блеска потребовала введения двух пятен для моделирования поверхности звезды. Для ограничения количества варьируемых параметров в процедуре многополосного картирования были проведены серии однополосных картирований для поиска долгот пятен. Однополосные картирования были выполнены для двух возможных температур пятен 3700 и 3500 К по данным кривых блеска в фильтрах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$ . Взвешенное с ошибками наблюдений среднее значение долгот пятен равно  $108 \pm 3^\circ$  и  $1 \pm 18^\circ$ . Долготы пятен влияют только на положения минимумов в кривой блеска и включение в расчеты многополосных данных не принесет дополнительной информации о долготном распределении пятен. С другой стороны, размеры, широты и температуры пятен вносят вклад на отношения потоками в разных полосах и поиск этих параметров целесообразнее проводить с использованием многополосных данных.

Дальнейший анализ запятненности звезды был основан на одновременном анализе данных в фотометрических полосах  $V$  и  $R_C$ . Оба пятна были имели фиксированные значения долгот, найденные ранее. Малое пятно на долготе  $1^\circ$ , ответственное за небольшую депрессию кривой блеска на фазе 0.25, было помещено на широту  $45^\circ$  ввиду того, что оптимизация функции (2.21) приводила к смещению пятна на приполярные области, где оно было видимо в течение всего вращательного периода. Такое решение является нежелательным ввиду исходного предположения об отсутствии пятен на видимом диске звезды в момент максимума ее блеска. Моделирование показало, что фиксация широты этого пятна несущественно влияет на описание наблюдательных данных. В процессе картирования предполагалась одинаковая температура пятен. Было использовано три значения



Таблица 5.3. Данные моделей запятненности вторичной компоненты DE CVn. Перечислены долготы  $\phi$ , полярные углы  $\theta$ , радиусы  $R$ , температуры пятен  $T_{sp}$ , а также отношения площади пятен к наблюдаемой поверхности звезды (запятненность).

Модель	Пятно 1				Пятно 2				Запятненность
	$\phi^\circ$	$\theta^\circ$	$R^\circ$	$T_{sp}$ , К	$\phi^\circ$	$\theta^\circ$	$R^\circ$	$T_{sp}$ , К	
1	108	47	29	3700	1	45	15	3700	8.0%
2	108	42	23	3500	1	45	11	3500	4.9%
3	108	38	20	3300	1	45	9	3300	3.6%

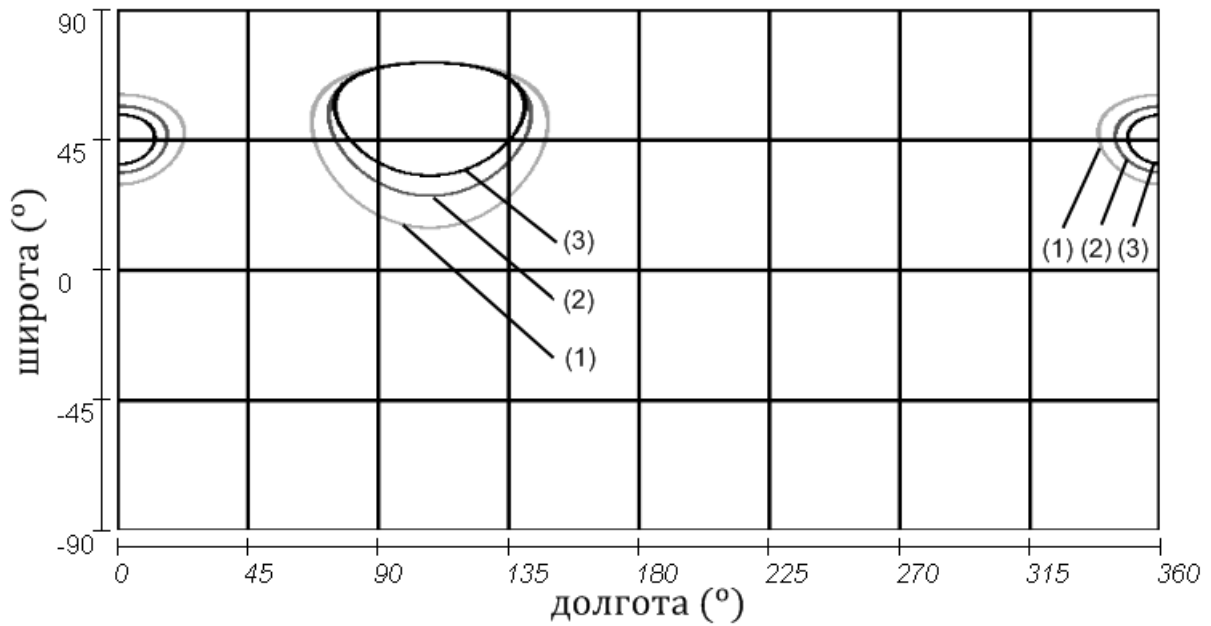


Рис. 5.3. Карта положения пятен на моделях запятненности вторичной компоненты DE CVn в меркаторной проекции. Указаны номера моделей, которым принадлежат пятна.

температуры: 3700, 3500 и 3300 К (для использования последнего значения проводилась экстраполяция таблиц [74] и [143]). Найденные значения радиуса и широты первого пятна, а также радиус второго пятна обеспечивали оптимальное описание данных обеих полос. Поиск решения проводился в северном (обращенном к наблюдателю) полушарии звезды. Однако такое же решение, ввиду высокого наклона оси вращения звезды ( $i \sim 90^\circ$ ) может быть найдено и для южного полушария.

Найденные для различных температур решения перечислены в таблице 5.3. Карта положения пятен, построенная по данным этой таблицы, приведена на рис. 5.3. Описание наблюдаемых кривых блеска разными моделями запятненности представлено рис. 5.4. Следует заключить, что кривые блеска могут быть одинаково хорошо описаны при широком наборе температур пятен. Так, при увеличении температуры пятен амплитуда наблюдаемых кривых блеска может быть компенсирована увеличением их размеров. Найденные

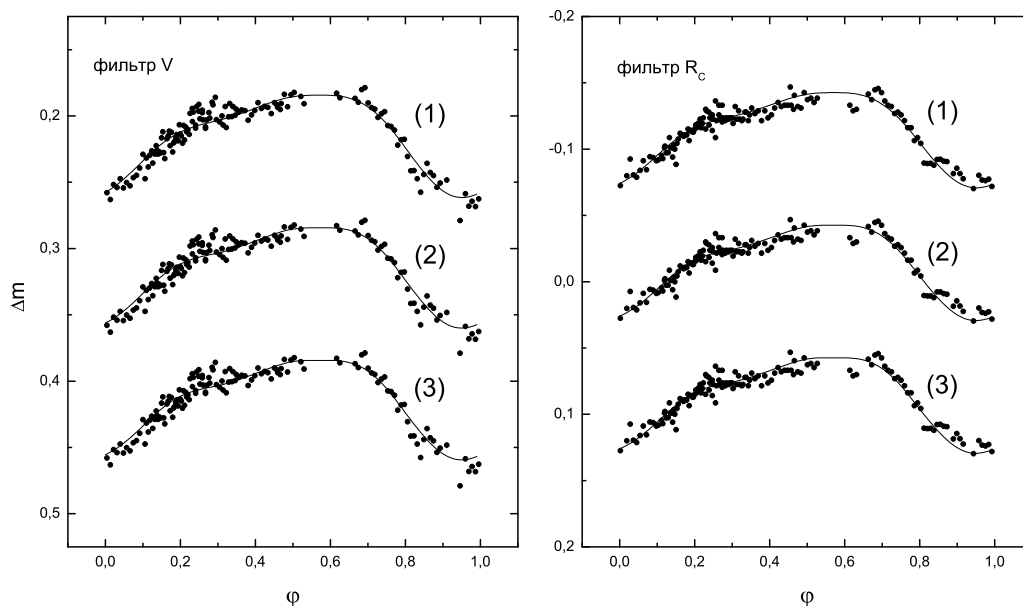


Рис. 5.4. Сравнение наблюдаемых кривых блеска вторичной компоненты DE CVn в фильтрах  $V$  и  $R_C$  и теоретических кривых блеска для модели звезды с круглыми пятнами. Показаны теоретические кривые блеска, соответствующие моделям с разной температурой пятен, параметры которых перечислены в таблице 5.3.

среднеквадратические невязки наблюдаемых и модельных потоков практически одинаковы для каждой модели. Среднеквадратическая невязка в полосе  $V$  равна  $0.0067 - 0.0068^m$ , а в полосе  $R_C$   $0.0056 - 0.0057^m$ . Эти значения слегка превышают ошибки наблюдений, найденные путем Фурье-аппроксимации кривых блеска красного карлика (см. таблицу 5.2).

### Картирование методом разбиения поверхности на элементарные площадки

Поиск непрерывного распределения температуры осуществлялся при разбиении поверхности на 40 широтных поясов и 80 приэкваториальных элементов. Была выполнена серия расчетов карт звезды с различными значениями байес-параметра для поиска решений с разным температурным контрастом пятен.

Выбранные значения байес-параметра обеспечили поиск решения с температурными амплитудами  $\sim 200, 400$  и  $600$  K (примерно совпадающие с разностью температуры незапятнанной фотосферы и пятен для моделей с круглыми пятнами, описанными в предыдущем параграфе). Карты найденных температурных распределений представлены на рис. 5.5. Сравнение наблюдаемых кривых блеска красного карлика и модельных кривых блеска, соответствующих найденным температурным распределениям дано на рис. 5.6.

Аналогично случаю картирования круглыми пятнами, увеличение температурной амплитуды может быть компенсировано сужением температурного профиля пятен. Так, из

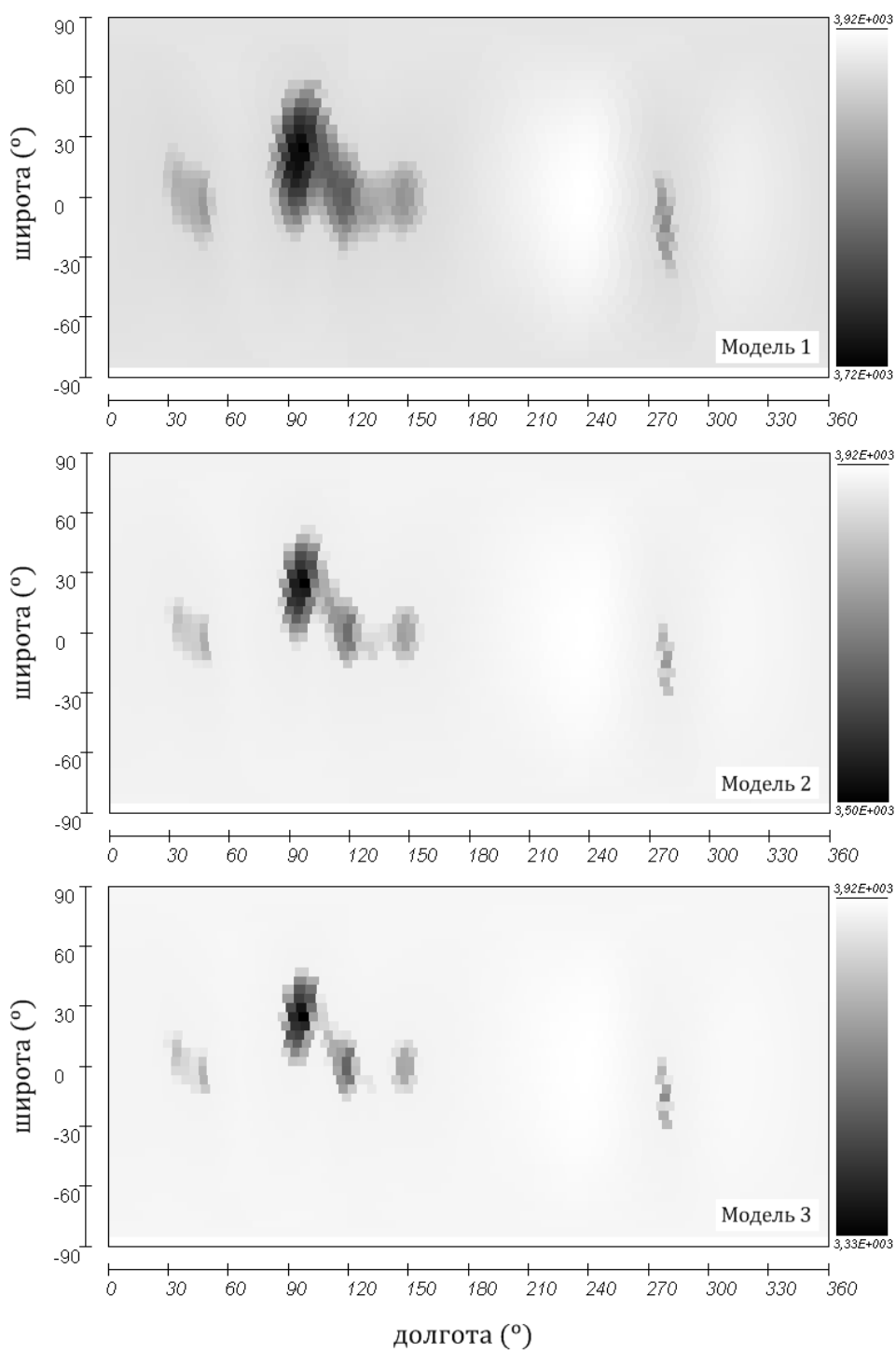


Рис. 5.5. Три модели распределения пятен по поверхности вторичной компоненты DE CVn, полученные методом разбиения поверхности звезды на элементарные площадки.

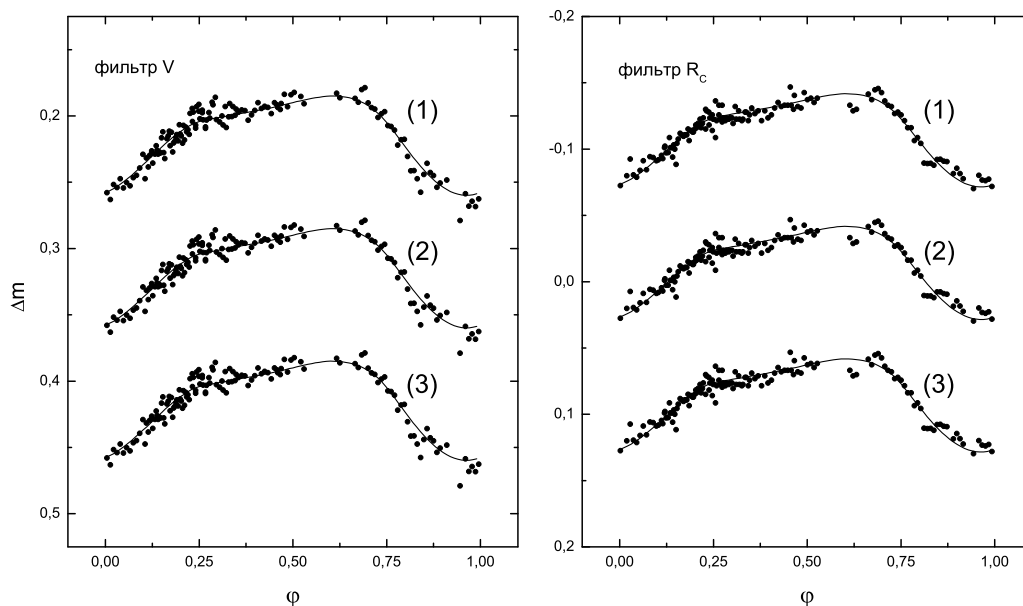


Рис. 5.6. Сравнение наблюдаемых кривых блеска вторичной компоненты DE CVn в полосах  $V$  и  $R_C$  и теоретических кривых блеска, соответствующих найденным моделям непрерывного распределения температуры. Отмечены номера моделей, для которых рассчитывались кривые блеска. Эти модели показаны на рис. 5.5.

рис. 5.4 видно, что три найденные модели с примерно одинаковой точностью описывают наблюдаемые кривые блеска звезды. Главный температурный минимум располагается у наибольшего пятна на карте круглых пятен на рис. 5.3. Запятненность около главного температурного минимума ( $\phi = 80 - 170^\circ$ , видимость в фазах вращения  $\phi = 0.72 - 0.47$ ) отвечает за описание главного минимума кривых блеска. Небольшие области запятненности на долготах  $\phi = 30 - 60^\circ$  и  $\phi = 270 - 290^\circ$  (видимые в фазах вращения звезды  $\phi = 0.58 - 0.17$  и  $\phi = 0.3 - 0.8$ ) отвечают за описание депрессии на фазах  $\phi = 0.2 - 0.5$ . Эта же депрессия описывалась ранее одним круглым пятном, однако два найденных в данном подходе пятна дают ее лучшее описание.

Во всех случаях удалось найти модели, описывающие наблюдаемые потоки в пределах ошибок их измерения. Среднеквадратические невязки наблюдаемых и теоретических потоков совпадают с полученными оценками ошибок наблюдений. Таким образом, модель непрерывного распределения температуры в данном случае дала несколько лучшее описание наблюдений, чем модель круглых пятен.

## Глава 6

# Исследование запятненности звезды III 1883

### 6.1 III 1883

Звезда III 1883 является представителем класса сверхбыстрых ротаторов скопления Плеяд. К объектам этого типа относятся звезды спектральных классов К и М, имеющие аномально высокие значения скорости вращения ( $v \sin i > 100$  км/с).

Первые свидетельства быстрого вращения некоторых объектов Плеяд были найдены Альфенаром и Ван Лиувеном [2], а также Мейсом и др. [83]. Ими были обнаружены быстрые ( $P_{ph} \sim 1^d$ ) периодические изменения блеска этих объектов, которые, по-видимому, обусловлены наличием сильной запятненности поверхности.

Первые фотометрические наблюдения звезды III 1883, проведенные Ван Лиувеном и Альфенаром [144], выявили аномально короткий период изменения ее блеска  $P_{ph} \sim 0.2354^d$ , свидетельствующий о быстрой скорости вращения. На быстрое вращение звезды также указывают спектроскопические измерения, дающие значения  $v \sin i \sim 140$  км/с [121].

Присутствие на поверхности звезды холодных пятен подтверждается данными многополосной фотометрии. Амплитуда блеска падает с увеличением эффективной длины волны фотометрической полосы [123]. Анализ кривых блеска, проведенный в [123], выявил наличие зон запятненности с температурой на 900 К ниже температуры незапятненной фотосферы и покрывающих  $\sim 8\%$  видимой поверхности III 1883.

Спектральные наблюдения звезды [79] выявили вращательно-модулированные изменения центроида и ширины эмиссии в линии  $H_\alpha$ , период которых равен фотометрическому периоду. Анализ эквивалентных ширин  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  показал, что область эмиссий должна занимать очень большой объем, сравнимый с радиусом звезды.

Вероятно, сильная запятненность звезды связана с высоким темпом генерации магнитных полей, обусловленным быстрой скоростью вращения. Предполагается, что при

подходе к главной последовательности звезда сжимается, увеличивая скорость вращения до очень больших значений  $v \sin i > 100$  км/с [56].

## 6.2 Наблюдения и обработка данных

$UBV(RI)_C$ -фотометрия звезды III 1883 была проведена в ночь на 26 сентября 2012г. на 1-м телескопе Цейсс-1000 Специальной Астрофизической обсерватории РАН. Телескоп был оснащен одноканальным  $2048 \times 2048$  ПЗС-фотометром азотного охлаждения и набором фильтров системы Коузинса. Наблюдения выполнялись в хороших астроклиматических условиях с качеством изображения  $1.9''$  и покрыли полный период вращения звезды ( $P_{ph} \sim 5.^h65$ ). Наблюдения звезды проводились совместно с сотрудником Специальной астрофизической обсерватории РАН М.М. Габдеевым.

Первичная обработка изображений, включающая в себя вычитание байсов и деление на плоское поле, была выполнена при помощи средств пакета IRAF/CCDRED. Апертурная фотометрия звезд поля проводилась с использованием программ пакета IRAF/-APPHOT. В процессе дифференциальной фотометрии III 1883 использовалась звезда 2MASS J03483818+2319087 (III 1954) в качестве объекта сравнения. Сравнение ее блеска с блеском контрольной звезды 2MASS J03483977+2317580 (III 1967) не показало переменности в течение наблюдательного периода во всех фотометрических полосах. Вычисление среднеквадратического отклонения блеска звезды III 1967 относительно III 1954 выявило точность фотометрии  $\sigma_U^m = 0.009^m$ ,  $\sigma_B^m = 0.009^m$ ,  $\sigma_V^m = 0.005^m$ ,  $\sigma_{R_C}^m = 0.006^m$ ,  $\sigma_{I_C}^m = 0.008^m$  в фильтрах  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$  и  $I_C$ . Кривые блеска III 1883 представлены на рис 6.1. Видно, что они имеют асимметричный профиль, амплитуда которого падает с увеличением эффективной длины волны фотометрической полосы. Описание наблюдаемых кривых блеска первыми двумя Фурье-гармониками (члены  $\cos \varphi$  и  $\cos 2\varphi$ ) выявило следующие значения амплитуд переменности:  $\Delta U = 0.220^m$ ,  $\Delta B = 0.187^m$ ,  $\Delta V = 0.167^m$ ,  $\Delta R_C = 0.140^m$  и  $\Delta I_C = 0.100^m$ . Перевод кривых блеска из шкалы юлианских дат в шкалу фаз вращательного периода проводился согласно эфемеридам

$$HJD = 2444500.0 + 0.23529 \times E. \quad (6.1)$$

В последнем выражении использовалось среднее значение периода звезды, полученное на основе данных двадцатилетних наблюдений III 1883 [36]. Начальная эпоха в формуле (6.1) была выбрана произвольно.

## 6.3 Определение параметров звезды

Для определения параметров звезды III 1883 были использованы данные фотоэлектрических наблюдений Штауффера [123]. Им были получены кривые блеска звезды в полосе  $V$  (в абсолютных значениях), а также кривые показателей цвета звезды  $B - V$ ,

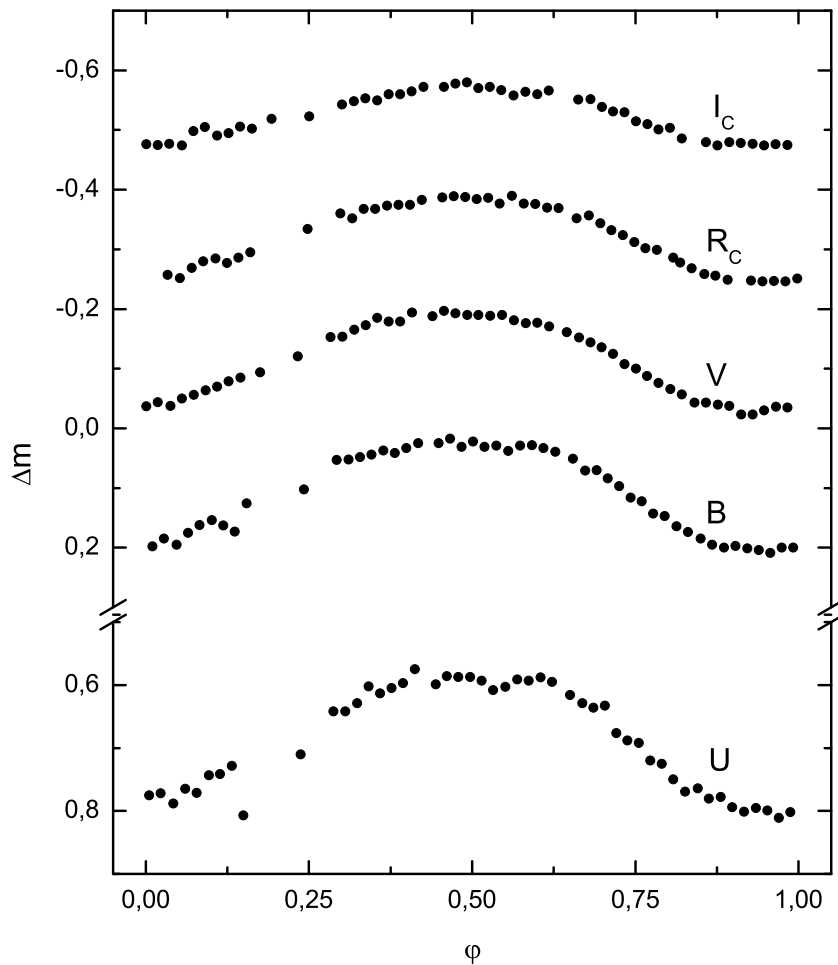


Рис. 6.1. Кривые блеска звезды III 1883 в фильтрах  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$  и  $I_C$ .

$(V - R)_K$  и  $(R - I)_K$  для января и декабря 1983 г. и ноября 1985 г. Наибольшую яркость (т.е. наименее запятненную видимую поверхность) из трех эпох наблюдений звезда принимала в декабре 1983 г. Анализ цветовых кривых показал, что цвета  $(V - R)_K$  и  $(V - I)_K$  изменяются синхронно с изменением блеска звезды, в то время как вращательно-модулированные изменения показателя цвета  $B - V$  не проявляются при существующих ошибках наблюдений. Среднее значение показателя цвета  $B - V$ , с учетом межзвездного поглощения с избытком цвета  $E(B - V) = 0.03^m$ , равно  $B - V = 1.002^m$ . Минимальные значения показателей цвета  $(V - R)_K$  и  $(V - I)_K$ , соответствующие наименее запятненной видимой поверхности звезды, были получены с использованием описания цветовых кривых двумя Фурье-гармониками (члены  $\cos \varphi$  и  $\cos 2\varphi$ ) и оказались равными  $(V - R)_K = 0.559^m$  и  $(V - I)_K = 0.992^m$ . После перевода цветов из системы Крона в систему Джонсона с использованием калибровок [21, 19] и учетом межзвездного поглощения были получены следующие оценки минимальных показателей цвета звезды:  $V - R = 0.885^m$  и  $V - I = 1.516^m$ . Поправка за межзвездное поглощение проводилась с использованием значений отношений избытков цвета  $E(V - R)/E(B - V) = 0.78$  и  $E(V - I)/E(B - V) = 1.60$  [113]. Для нахождения температуры незапятненной фотосферы были использованы таблицы Куруца

[74], в которых протабулирована теоретическая зависимость показателя цвета звезды от ее эффективной температуры. Определение температуры проводилось в предположении солнечной металличности НII 1883  $[Fe/H] = 0$ , которая соответствует средней металличности звезд скопления Плеяд [23], а ускорение силы тяжести было принято равным  $\log g = 4.5$ . Найденные для каждого показателя цвета значения температур равны:  $T_{B-V} = 4669$  К,  $T_{V-R} = 4270$  К и  $T_{V-I} = 4271$  К. Использование эмпирических калибровок показателей цвета от эффективной температуры звезд главной последовательности [1] дает следующие оценки температур:  $T_{B-V} = 4658$  К,  $T_{V-R} = 4580$  К и  $T_{V-I} = 4468$  К. По-видимому, оценки температуры полученные по индексу  $B-V$  являются более надежными, т.к. видимая поверхность звезды может содержать пятна, вклад которых в длиноволновой области более значителен. Значение  $T = 4660$  К было принято в качестве оценки температуры незапятнанной фотосферы звезды.

Оценка максимального видимого блеска звезды  $V_{max}$  была проведена путем описания кривой блеска Фурье-гармониками ( $\cos \varphi$  и  $\cos 2\varphi$ ) с использованием поправки за межзвездное поглощение  $A_V = 3.0E(B-V) = 0.09^m$ . Найденное таким образом значение блеска оказалось равным  $V_{max} = 12.49^m$ .

Для картирования поверхности звезды необходимо знать значение угла наклона ее оси вращения к лучу зрения  $i$ . Единственной возможностью оценки угла  $i$  для исследуемой звезды является использование соотношения

$$\sin i = \frac{P_{ph} \cdot (v \sin i)}{2\pi R}, \quad (6.2)$$

где  $v \sin i$  — проекция экваториальной скорости, которая может быть определена по уширению профилей спектральных линий звезды,  $R$  — радиус звезды. Радиус  $R$  может быть определен с использованием формулы

$$\log \frac{R}{R_\odot} = 0.4((m^0 - m_\odot^0) - (M - M_\odot)), \quad (6.3)$$

где  $M - M_\odot$  — разность абсолютных звездных величин исследуемой звезды и Солнца, а  $m^0 - m_\odot^0 = -2.5 \log(F^0/F_\odot^0)$ , где под логарифмом стоит отношение потоков излучения единичных площадок на поверхности звезды и Солнца. Абсолютная звездная величина звезды в полосе  $V$  была определена с использованием расстояния до Плеяд 135 Пк [4] и найденной выше оценки минимальной видимой звездной величины НII 1883. Абсолютная звездная величина Солнца была принята равной  $M_{V_\odot} = 4.83^m$ . Величина  $m^0 - m_\odot^0$  определена при помощи таблиц [74] для найденной выше оценки температуры незапятнанной атмосферы и ускорения силы тяжести  $\log g = 4.5$ . Параметры атмосферы Солнца приняты равными  $T_{eff}^\odot = 5777$  К и  $\log g_\odot = 4.44$ . Найденное при данных параметрах значение радиуса равно  $R = 0.725 R_\odot$ .

Определение радиуса звезды можно также провести по теоретическим изохронам. Использование теоретической изохроны [47] для содержания тяжелых элементов  $Z = 0.019$  и возраста 112 млн. лет [12] дает значение радиуса  $R = 0.67 R_\odot$ .



Еще одну оценку радиуса звезды III 1883 можно получить с использованием ее углового диаметра, определенного в [90]. Авторы этой работы получили значения угловых диаметров ряда звезд скопления Плеяд и  $\alpha$  Персея на основе уточненного соотношения Барнеса-Иванса для цвета  $B - V$ . Соотношения Барнеса-Иванса [9] определяют эмпирическую связь между показателем цвета звезды и ее поверхностной яркостью в фильтре  $V$ , что позволяет на основе измерений цвета звезды и ее видимой звездной величины найти ее угловой диаметр. Найденный таким путем угловой диаметр звезды равен  $4.936 \cdot 10^{-5}$  секунд дуги, что при расстоянии до Плеяд 135 Пк дает значение радиуса  $0.714R_{\odot}$ . Это значение хорошо согласуется с оценкой, найденной нами при помощи таблиц [74].

В данной работе было принято значение радиуса  $R = 0.72 R_{\odot}$ , равное среднему между значениями температур, определенным по калибровкам Куруца и соотношению Барнеса-Иванса. Оценка радиуса, найденная по теоретическим изохронам, не учитывалась, поскольку радиусы запятанных звезд могут быть завышенными по сравнению с радиусами нормальных звезд, для которых рассчитывались изохроны. Данный эффект связан с тем, что обширное покрытие звездной поверхности пятнами вынуждает звезду раздуться для излучения энергии, генерируемой в ядре [89].

Измерения скорости  $v \sin i$  были проведены в [121]. Найденное значение скорости вращения III 1883 равно  $v \sin i = 140 \pm 15$  км/с. Подставив данное значение  $v \sin i$  в формулу (6.2) была получена оценка угла наклона оси вращения звезды к лучу зрения  $i = 65^{\circ}$  для принятого значения радиуса.

Важным параметром при фотометрическом картировании звезды является ее блеск при отсутствии пятен на видимой поверхности  $\Delta V_{max}$ , в нашем случае определенный относительно звезды сравнения. Его значение влияет на площадь восстановленных пятен и на их широту. Наиболее очевидный путь в оценке параметра  $\Delta V_{max}$  состоит в проведении долговременной фотометрии звезды, исходя из которой можно выделить момент ее максимального блеска, предполагая, что в это время видимая поверхность была свободна от пятен. В литературе имеется несколько работ, посвященных анализу фотометрии III 1883 [2, 83, 123, 36, 124]. К сожалению, в [2, 83] были использованы звезды сравнения, которые не попали в поле зрения нашего прибора. В [123] приведены данные абсолютной фотометрии, однако снимки стандартных звезд не были получены для их корректного применения. Кривые блеска [36] имеют неизвестный нуль-пункт измеряемых звездных величин.

В [124] представлены данные дифференциальной фотометрии относительно звезды III 1967, попадающей в поле зрения нашей матрицы. Сравнив блеск используемой в данной работе звезды сравнения с III 1967, был сделан вывод, что блеск исследуемой звезды был больше во время наших наблюдений. Максимальные значения блеска III 1883 во время наших наблюдений были определены путем Фурье-аппроксимации кривых блеска. Найденные значения относительных звездных величин максимума блеска звезды равны:  $\Delta U_{max} = 0.580^m$ ,  $\Delta B_{max} = 0.020^m$ ,  $\Delta V_{max} = -0.195^m$ ,  $\Delta R_{c_{max}} = -0.388$ ,  $\Delta I_{c_{max}} = -0.574$ .

## 6.4 Картирование поверхности НII 1883

Картирование поверхности НII 1883 проводилось с использованием двух разработанных в данной работе методик. При картировании поверхности звезды учитывались данные кривых блеска в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$ . Значение эффективной температуры поверхности, угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения и оценки блеска звезды в отсутствии пятен на ее видимой поверхности, необходимые для исследования запятненности, были найдены в предыдущем параграфе.

### 6.4.1 Моделирование поверхности круглыми пятнами

Асимметричный вид кривых блеска потребовал моделирование звездной поверхности двумя пятнами. В качестве первого приближения были использованы следующие параметры пятен:  $\theta_c = 45^\circ$ ,  $\phi_c = 45^\circ$ ,  $R = 20^\circ$  для первого пятна и  $\theta_c = 45^\circ$ ,  $\phi_c = 140^\circ$ ,  $R = 20^\circ$  для второго пятна. Картирование звезды также проводилось с использованием различных начальных значений параметров пятен в ходе которого выяснилось, что при данных первых приближениях достигается глобальный минимум суммы квадратов невязок между теоретическими и наблюдаемыми потоками. Для ограничения числа варьируемых параметров было принято, что пятна имеют одинаковую температуру. Процедура картирования поверхности звезды проводилась несколько раз для различных значений температуры пятен. Наилучшего описания наблюдательных данных удалось достичь при разнице между температурами незапятненной фотосферы и пятен  $\Delta T = 650$  К. Суммарная доля площади пятен от доступной наблюдениям площади поверхности звезды ( $\theta < 90 + i$ ) оказалась равной 7%. Это значение близко к оценке доли площади пятен найденной в [123] (7.5%). Найденные параметры пятен даны в таблице 6.1. Построенная на основе определенных параметров модель поверхности звезды представлена на рис. 6.2 для четырех фаз ее вращения. Сравнение наблюдаемых и модельных кривых блеска звезды дано на рис. 6.3.

Определенные среднеквадратические невязки наблюдаемых и теоретических потоков составляют 0.007, 0.005 и 0.004<sup>m</sup> в фильтрах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$  соответственно. Эти значения хорошо согласуются с ошибками наблюдений, которые были оценены выше.

Таблица 6.1. Параметры пятен модели поверхности НII 1883 (долготы и широты центров пятен, радиусы и разницы температур незапятненной фотосферы и пятен).

Номер пятна	Долгота [°]	Широта [°]	Радиус [°]	$\Delta T$ [K]
1	66.7	57.1	24.2	650
2	148.5	21.5	17.4	650

Использование кривых блеска в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$ ,  $I_C$  в процедуре картирования звезды показало, что двухпятенная модель поверхности не в состоянии объяснить изменения

блеска звезды в четырех полосах одновременно.

Амплитуда теоретической кривой блеска оставалась больше наблюдаемой в полосе  $I_C$ . Занижение амплитуды блеска звезды в полосе  $I_C$  можно было бы объяснить избытком инфракрасного излучения, обусловленного наличием полярного пятна или иной запятненности поверхности, не вызывающей изменения блеска звезды. Мы провели серию картирований звезды с включением третьего, полярного пятна. Температура этого пятна принималась равной температуре остальных двух пятен, а радиус варьировался от  $10^\circ$  до  $45^\circ$ . Несмотря на некоторые улучшения в воспроизведении амплитуды блеска в полосе  $I_C$ , нам не удалось достичь описания кривой блеска в рамках точности наблюдений. Возможно, что звезда имеет некий источник дополнительного инфракрасного излучения, не имеющий отношения к запятненности звездной фотосферы.

Отметим также, что в процессе картирования мы не учитывали кривую блеска звезды в фильтре  $U$  ввиду возможного вклада хромосферных эмиссионных линий и бальмеровского континуума в полный поток излучения в этой полосе.

#### 6.4.2 Картирование методом разбиения поверхности на элементарные площадки

Интерпретация кривых блеска также проводилась в рамках модели непрерывного распределения температуры по поверхности звезды. Звезда была разбита на примерно одинаковые по площади элементы, заключенные в 40 широтных поясах при 80 приэкваториальных элементах. В качестве базовой фотометрической полосы была использована полоса  $V$ . Связь с интенсивностями в других фильтрах предполагалась линейной и находилась путем аппроксимации теоретических зависимостей между интенсивностями по точкам, соответствующим температурам 4700 К и 3600 К.

Выбор параметра регуляризации выполнялся через согласование наблюдаемых и теоретических кривых блеска во всех используемых фильтрах. Значение байес-параметра было выбрано таким, что максимальная температура восстановленных карт была не выше 50 К найденной оценки температуры незапятненной фотосферы. Варьированием значения параметра регуляризации удалось найти решение, описывающее наблюдательные данные в пределах ошибок и воспроизводящее амплитуду блеска. Среднеквадратические невязки наблюдаемых и модельных потоков равны 0.006, 0.004 и  $0.004^m$  в фильтрах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$  соответственно.

Найденная модель распределения температуры по поверхности III 1883 представлена на рис. 6.4. Сравнение наблюдаемых и теоретических кривых блеска звезды дано на рис. 6.5. Восстановленные карты демонстрируют растянутую по долготе примерно на  $180^\circ$  область запятненности, концентрирующуюся в средних широтах. Видно согласие с долготным распределением круглых пятен, найденным ранее. Так, круглые пятна располагаются вблизи границ долготного диапазона непрерывной модели запятненности. Согласование

широтных распределений, восстановленных разными методами, менее четкое. Наименьшее круглое пятно располагается вблизи локального температурного минимума непрерывного распределения, в то время как широта большего пятна заметно превышена. Такое поведение вероятно связано с необходимостью обеспечить видимость круглого пятна в таком же широком диапазоне фаз как в связанном с ним непрерывном распределении. Несмотря на явные различия найденных распределений пятен, из сравнения рис. 6.3 и 6.4 видно, что обе модели запятненности удовлетворительно описывают наблюдения и на равных правах могут быть использованы как приближение к реальному распределению пятен.

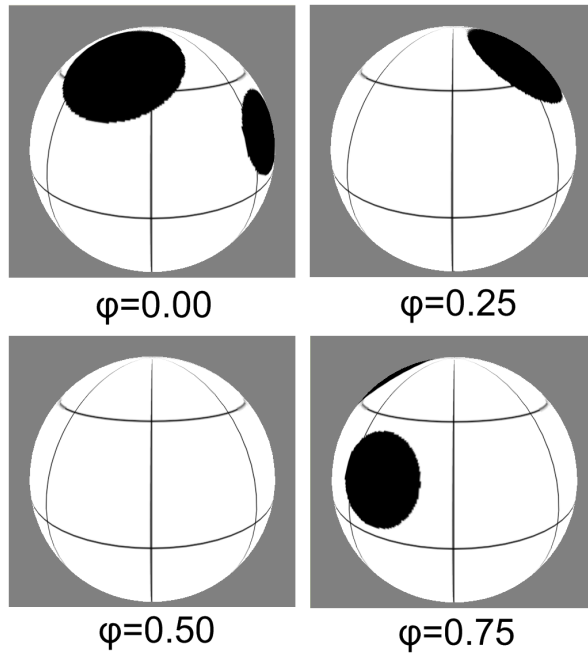


Рис. 6.2. Восстановленная на основе картирования круглыми пятнами поверхность III 1883, наблюдаемая в разных фазах периода вращения.

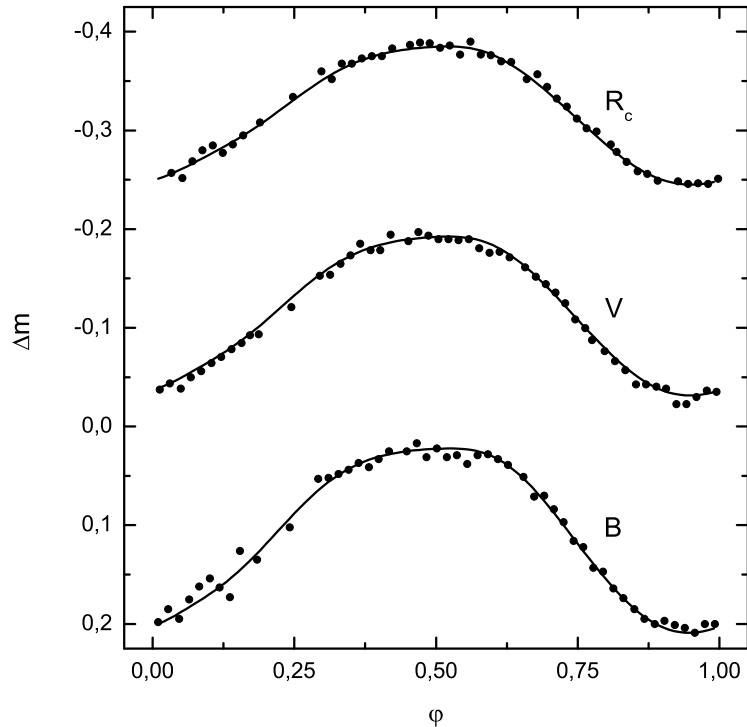


Рис. 6.3. Сравнение наблюдаемых кривых блеска звезды III 1883 (точки) и теоретических кривых блеска, полученных моделированием запятненности круглыми пятнами (линии). Показаны кривые блеска в полосах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$ .

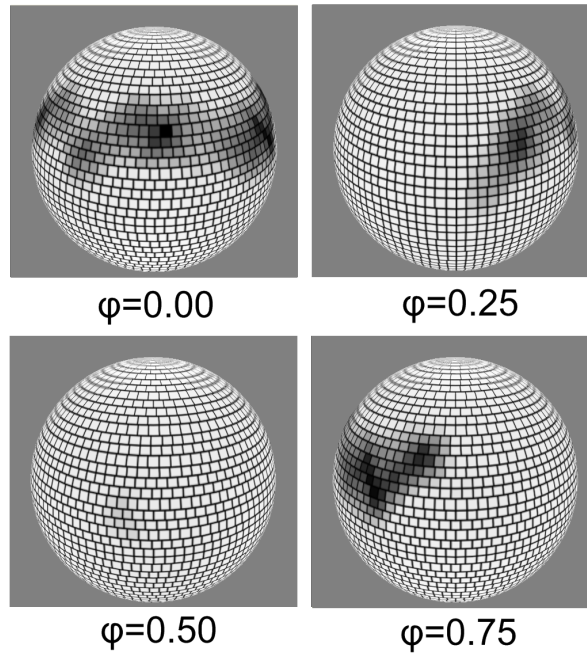


Рис. 6.4. Распределение температуры по поверхности III 1883, восстановленное методом разбиения поверхности на элементарные площадки, наблюдаемое в разных фазах периода вращения звезды.

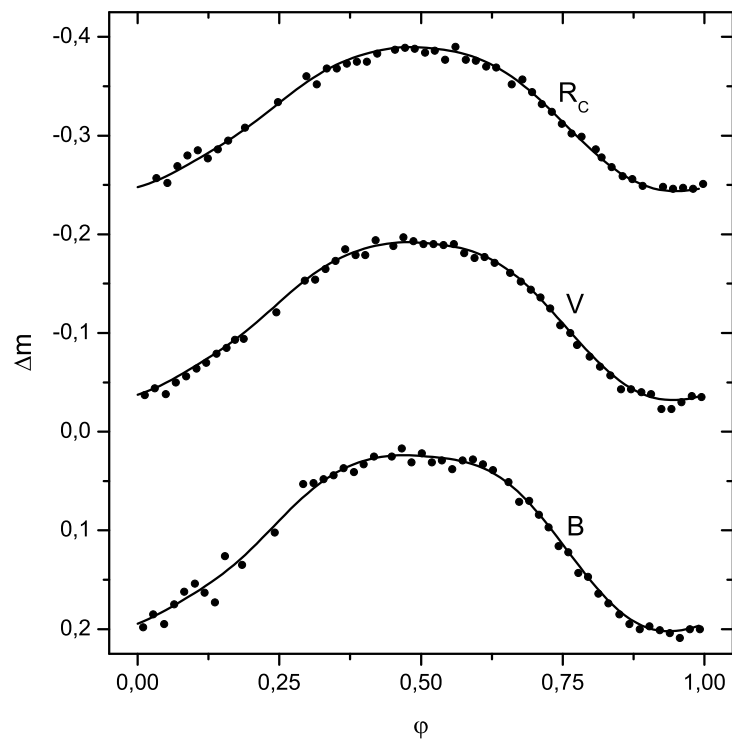


Рис. 6.5. Сравнение наблюдаемых кривых блеска звезды III 1883 (точки) и теоретических кривых блеска, полученных моделированием запятненности методом разбиения поверхности на малые площадки (линии). Показаны кривые блеска в полосах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$ .

## Глава 7

# Анализ запятненности звезд AR 86 и AR 226

### 7.1 Быстрые ротаторы скопления $\alpha$ Персея

Скопление  $\alpha$  Персея является одним из самых близких рассеянных звездных скоплений, удаленное на расстояние  $\sim 180$  Пк. Из распределения звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рассела следует относительная молодость этого скопления  $\leq 50$  млн. лет [120]. Являясь молодым, скопление имеет в своем составе большое количество звезд поздних спектральных классов с быстрым темпом вращения, часто менее 0.5 суток [97, 124, 91]. Быстрое вращение членов скопления приводит к их высокой магнитной активности, и, как следствие, сильной запятненности их поверхности. Фотосферная запятненность проявляет себя в периодических изменениях блеска, а также вариациях профилей фотосферных спектральных линий. Примечательным индикатором магнитной активности являются хромосферные эмиссии (в особенности в линиях  $H_\alpha$  и CaII H & K), меняющиеся синхронно с излучением в континууме [44, 127].  $\alpha$  Персея является ближайшим скоплением, содержащим быстрые ротаторы среди звезд G-класса. В более близких скоплениях быстро-вращающиеся G-звезды не встречаются, что по-видимому связано с их большим возрастом.

Слабый блеск членов этого скопления ( $V \leq 11^m$  для холодных звезд) существенно усложняет исследование их запятненности спектральными методами. На сегодняшний день выполнено доплеровское картирование лишь нескольких G-карликов этого скопления [10]. Восстановленные поверхности этих звезд демонстрируют наличие обширной околополярной запятненности, что согласуется с теоретическими расчетами [115].

Спектральные исследования запятненности более холодных членов скопления осложнены еще сильнее ввиду ослабления блеска звезды при уменьшении ее температуры. Увеличение скорости вращения также усложняет спектральное картирование из-за сильного уширения спектральных профилей и уменьшения амплитуд деталей, вызванных пятнами. Это приводит к необходимости увеличения экспозиций до значений, сравнимых с перио-

дом вращения звезды, что неприемлемо для задач доплеровского картирования. Все это делает фотометрические методы единственно пригодными для исследования свойств запятненности на широком диапазоне эффективных температур и скоростей вращения компонент этого скопления. Фотометрический анализ запятненности среди членов скопления может дать ценный материал для тестирования современных теорий звездных магнитных полей на широком диапазоне фундаментальных параметров звезд.

## 7.2 Наблюдения и обработка данных

Наблюдения звезд проводились на телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории РАН. Телескоп оснащен ПЗС-фотометром азотного охлаждения с размером матрицы  $2048 \times 2048$ . Наблюдения проводились с использованием фильтров  $UBVR_CI_C$  фотометрической системы Коузинса. Фотометрические наблюдения AP 86 проводились в течение двух вращательных периодов в ночи на 26 и 27 сентября 2012 г., а период звезды AP 226 был покрыт в течение одного цикла вращения в ночь на 12 декабря 2012 г.

Обработка ПЗС-изображений проводилась с использованием стандартных процедур программного пакета IRAF. Вычитание байсов и деление изображений на плоское поле было выполнено при помощи средств IRAF/CCDRED. Апертурная фотометрия звезд поля реализована с использованием программ пакета IRAF/APPHOT. Фотометрирование исследуемых звезд проводилось относительно ярких звезд поля. Полученные кривые блеска звезд AP 86 и AP 226 представлены на рис. 7.1 и 7.2. Видно, что кривые блеска имеют асимметричную форму, указывающую на сложную структуру распределения пятен. Амплитуда изменения яркости звезд падает с увеличением эффективной длины волны использованных фильтров, что подкрепляет гипотезу о пятненном происхождении колебаний блеска. Амплитуды кривых блеска были найдены при помощи аппроксимации данных двумя первыми гармониками ряда Фурье (члены  $\cos \varphi$  и  $\cos 2\varphi$ ) и перечислены в таблице 7.1. В этой же таблице представлены найденные ошибки наблюдений. Сравнение блеска контрольных звезд по отношению к опорным звездам не выявило переменности последних в пределах ошибок дифференциальной фотометрии.

Перевод кривых блеска из шкалы юлианских дат в шкалу фаз вращения осуществлялся согласно эфемеридам

$$HJD = 2444500.0 + 0.2114 \times E, \quad (7.1)$$

для AP 86 [97] и

$$HJD = 2444500.0 + 0.2277 \times E, \quad (7.2)$$

для AP 226 [90]. Начальные эпохи в (7.1) и (7.2) были выбраны произвольно.



Таблица 7.1. Данные наблюдаемых кривых блеска звезд AP 86 и AP 226. Перечислены эпохи наблюдений, опорные и контрольные звезды (или их координаты на эпоху 2000), использованные фильтры, амплитуды кривых блеска и ошибки наблюдений.

Звезда	Эпоха наблюдений HJD-2456000	Опорные/Контрольные звезды	Фильтр	Амп. ( $m$ )	Ошибки ( $m$ )
AP 86	196.4875-196.5983; 197.4211-197.6013	$03^h30^m26^s48^{\circ}27'45'' /$ $03^h30^m33^s48^{\circ}26'16''$	$B$	0.218	0.011
			$V$	0.200	0.006
			$R_C$	0.174	0.006
			$I_C$	0.138	0.007
AP 226	274.1364-274.3755	GSC 03317-01013/ $03^h36^m43^s 48^{\circ}24'51''$	$U$	0.128	0.007
			$B$	0.122	0.005
			$V$	0.108	0.005
			$R_C$	0.083	0.006
			$I_C$	0.083	0.008

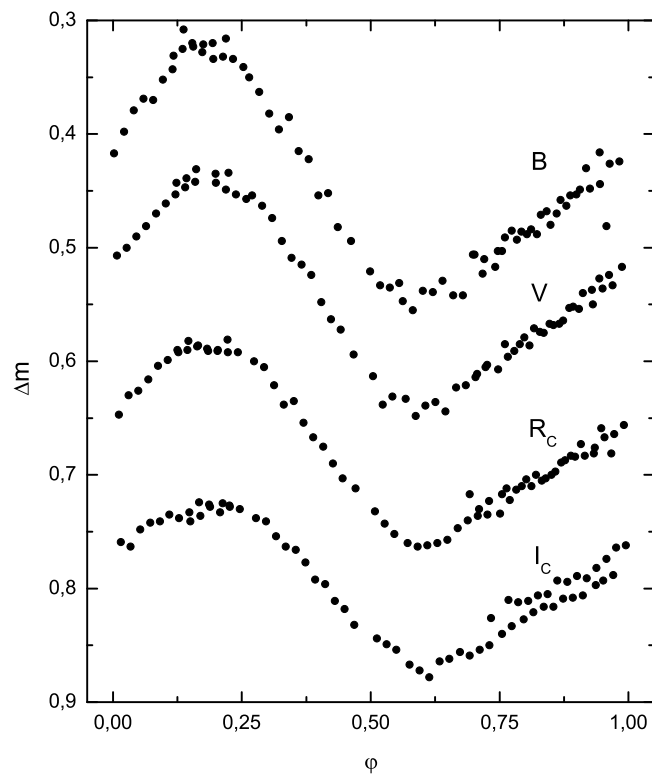


Рис. 7.1. Наблюдаемые кривые блеска звезды AP 86 в фильтрах  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$  и  $I_C$ .

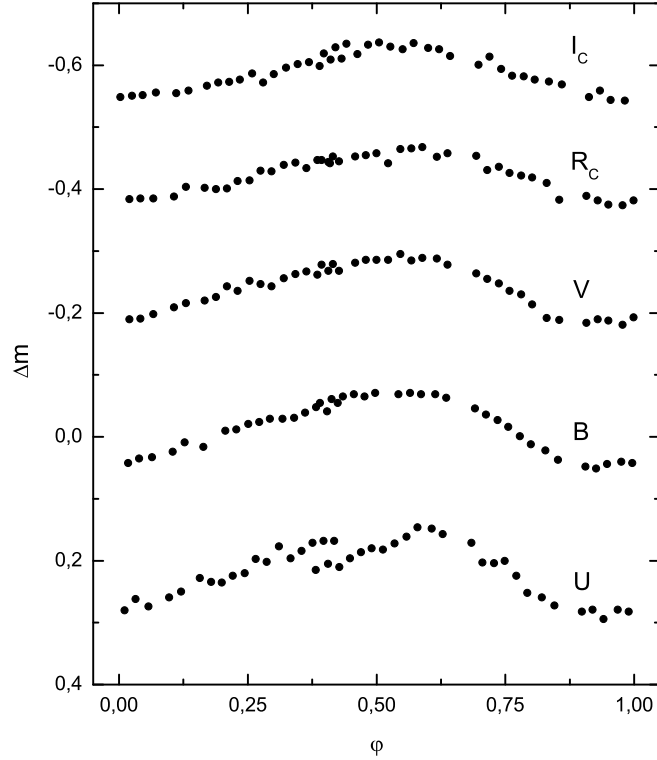


Рис. 7.2. Наблюдаемые кривые блеска звезды AP 226 в фильтрах  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$  и  $I_C$ .

### 7.3 Определение параметров звезд

Температура незапятненной фотосферы исследуемых звезд была оценена по известным показателям цветам  $B - V$ . Для определения температуры AP 86 были использованы кривые цвета  $B - V$ , данные в [122, 124]. Представленные цветовые кривые не проявляют вращательных модуляций в пределах ошибок измерений. Усредненное значение цвета  $B - V = 1.31$  из [124] было использовано для оценки температуры незапятненной фотосферы. Это значение оказалось меньше среднего  $B - V$  цвета по данным [122], что по-видимому указывает на меньшую запятненность поверхности звезды в соответствующий период наблюдений. Значение цвета AP 86 было заимствовано из [90], которое равно  $B - V = 0.86$ . Для исправления наблюдаемых цветов за межзвездное поглощение было использовано среднее по членам скопления  $\alpha$  Персея значение избытка цвета  $E(B - V) = 0.09^m$  [82].

Определение температур звезд проводилось с помощью эмпирических зависимостей между цветами и эффективной температурой звезд главной последовательности различной металличности [1]. Вычисление температуры выполнено в предположении металличности исследуемых звезд  $[Fe/H] = 0.14$ , равной среднему по членам скопления  $\alpha$  Персея [59]. Найденные оценки температур незапятненной фотосферы равны  $T_{ph} = 4230$  К и  $T_{ph} = 5320$  К для звезд AP 86 и AP 226 соответственно.

Угол наклона оси вращения звезд к лучу зрения  $i$  определялся по формуле (6.2). Необходимые значения радиусов звезд были оценены с использованием данных в [90] уточненных

соотношений Барнеса-Иванса по формуле

$$\log \Omega = 0.5054 - 0.082E(B - V) + 0.682(B - V) - 0.2V_{max}. \quad (7.3)$$

Последнее выражение содержит угловой диаметр звезды  $\Omega$ , по которому можно определить ее радиус, а также оценку яркости звезды при отсутствии пятен на ее видимой поверхности  $V_{max}$ . Для определения параметра  $V_{max}$  звезды AP 86 были проанализированы кривые блеска из [122, 124]. Представленные кривые были аппроксимированы двумя первыми гармониками разложения Фурье для определения максимального блеска звезды. Найденная оценка максимального блеска, исправленная за межзвездное поглощение, равна  $V_{max} = 14.18^m$ . Блеск звезды AP 226 был заимствован из [90] и равен  $V_{max} = 12.40^m$ . Необходимые для вычисления радиусов расстояния до звезд были приняты равными расстоянию до родительского скопления. Найденные для оценки расстояния до  $\alpha$  Персея 170 Пк [101] значения радиусов составляют 0.66 и 0.74  $R_{\odot}$  для AP 86 и AP 226 соответственно.

Проекции экваториальной скорости вращения  $v \sin i$  составляют 140 и 181 км/с для AP 86 и AP 226 соответственно [122, 90]. Рассчитанные по полученным значениям радиусов и проекций скоростей вращения оценки угла наклона оси к лучу зрения составляют  $i = 63^\circ$  для AP 86 и  $i = 90^\circ$  для AP 226.

## 7.4 Картирование поверхности звезд

Разработанные в рамках диссертации методы картирования звездной поверхности были применены к исследуемым объектам скопления  $\alpha$  Персея. Анализ запятненности проводился с использованием представленных в предыдущем параграфе оценок температур незапятнанной фотосферы и углов наклона осей вращения к лучу зрения. Ускорение силы тяжести было принято равным  $\log g = 4.5$  для обеих звезд. Ввиду отсутствия в доступной литературе информации о блеске звезд относительно звезд поля нашей ПЗС-матрицы, считалось, что максимальный блеск звезды принимали в период наших наблюдений. Построение карт поверхности проводилось с использованием данных кривых блеска в фильтрах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$ .

Предварительное картирование звезд по однополосным данным показало, что кривые блеска могут быть описаны с учетом двух пятен. Картирование звезд проводилось с использованием различных начальных параметров пятен для определения приближенных координат глобального минимума функции невязок между наблюдаемыми и теоретическими данными. Эти координаты использовались в качестве первого приближения при многополосном картировании. Нужно отметить, что для звезды AP 226 может существовать четыре решения для разных комбинаций пятен по северному и южному полушарию ввиду высокого угла наклона оси вращения к лучу зрения  $i = 90^\circ$ . Для этого случая, зеркальный перевод пятен на противоположный полюс не изменит вида кривой блеска.

Таблица 7.2. Параметры круглых пятен моделей поверхности AP 86 и AP 226 (долготы и широты центров пятен, радиусы и разницы температур незапятненной фотосферы и пятен).

Номер пятна	Долгота (°)	Широта (°)	Радиус (°)	$\Delta T$ (К)
AP 86				
1	248.0	49.2	30.5	400
2	134.0	39.6	22.3	350
AP 226				
1	134.1	0.8	18.9	500
2	51.8	20.4	41.3	500

Поиск геометрических параметров пятен проводился при их фиксированных температурах. Температуры пятен считались равными для ограничения числа варьируемых параметров. Однако ввиду трудностей описания кривых блеска AP 86, был проведен поиск индивидуальных температур пятен этой звезды. Варьирование температур пятен проводилось с шагом 50 К. Температуры, которые наилучшим образом описывали наблюдательные данные, принимались равными искомым температурам пятен. Параметры пятен оптимальных моделей запятненности перечислены в таблице 7.2. Найденные пятна покрывают 11% площади доступной наблюдениям поверхности для AP 86 и 15% для AP 226. Заметим, что наибольшее пятно модели поверхности AP 226 покрывает полюс и некоторая его часть не вносит вращательной модуляции в кривую блеска. Принимая во внимание предположение незапятненности диска звезды в момент максимума блеска, следует не учитывать эту область при оценке запятненности звезды. Не смотря на то, что наибольшее пятно должно быть видно на момент максимума блеска, его вклад в общий поток звезды является пренебрежимо малым. Найденная после вычитания околополярной области, не вносящей изменения блеска, оценка запятненности составляет 12%. Построенные по найденным параметрам карты распределения пятен показаны на рис. 7.3 и 7.4. Сравнение наблюдаемых и теоретических кривых блеска дано на рис. 7.5 и 7.6. Среднеквадратические невязки наблюдаемых и модельных потоков равны 0.012, 0.007, 0.006<sup>m</sup> в полосах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$  для AP 86 и 0.005, 0.006, 0.007<sup>m</sup> в полосах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$  для AP 226.

Аналогично было проведено  $BVR_C$ -картирование исследуемых звезд методом разбиения поверхности на элементарные площадки. Значение байес-параметра выбиралось таким образом, чтобы максимальная температура восстанавливаемых карт не превышала найденные значения температур незапятненной фотосферы на 50 К. Построенные карты распределения пятен представлены на рис. 7.3 и 7.4, а сравнение наблюдаемых кривых блеска с модельными дано на рис. 7.5 и 7.6. Среднеквадратические невязки наблюдаемых

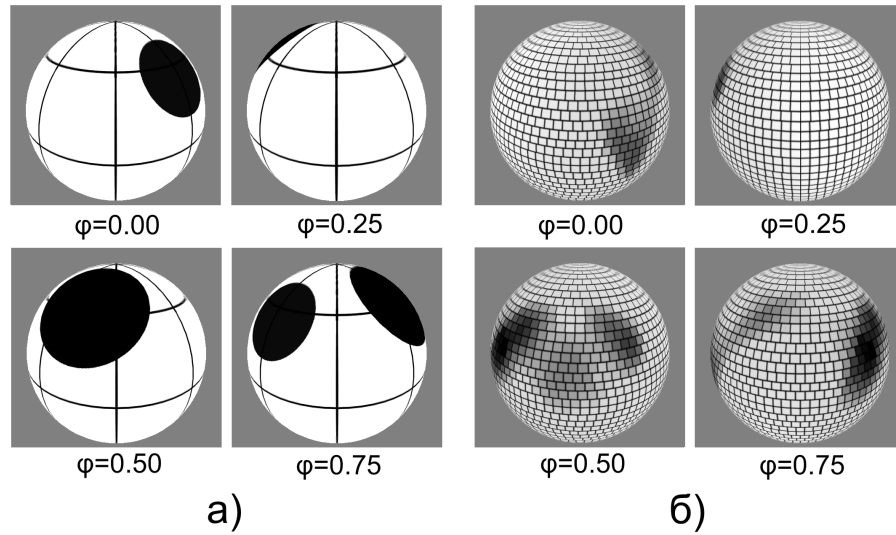


Рис. 7.3. Карты распределения пятен на моделях поверхности звезды AP 86, видимые в разные фазы периода вращения. а) Карта поверхности звезды, полученная методом моделирования запятненности круглыми пятнами; б) карта непрерывного температурного распределения, полученная методом разбиения поверхности на элементарные площадки.

и модельных потоков равны  $0.011$ ,  $0.006$ ,  $0.005^m$  в полосах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$  для AP 86 и  $0.004$ ,  $0.005$ ,  $0.008^m$  в полосах  $B$ ,  $V$  и  $R_C$  для AP 226.

Описание наблюдаемых кривых блеска AP 86 в рамках модели двух круглых пятен является довольно грубым, в особенности в полосе  $B$ . Задание пятнам различных температур не привело к существенным улучшениям в описании наблюдательных данных. Возможно, что трудности восстановления кривых блеска связаны со сложной геометрией распределения запятненности на поверхности AP 86, которая не может быть удовлетворительно аппроксимирована двумя температурно-однородными пятнами. Так, картирование поверхности непрерывным распределением температуры, которое не налагает ограничений на форму пятен, позволило достичь лучшего описания наблюдательного материала. Одновременно видно довольно хорошее согласие между распределениями пятен, найденных двумя различными методами.

Поверхность AP 226 была успешно промоделирована одним круглым околополярным пятном и одним приэкваториальным пятном. С другой стороны, кривые блеска звезды были хорошо описаны цепью приэкваториальных пятен, найденных методом разбиения поверхности на элементарные площадки. Такое поведение решения ожидаемо для расположения оси вращения в картинной плоскости и было выявлено при тестировании методики. Этот пример показывает, что наблюдения звезды с  $i \sim 90^\circ$  могут быть одинаково корректно описаны как околополярными пятнами, так и приэкваториальными пятнами. Случай приполюсных пятен ведет к большей запятненности модели звезды ввиду меньших изменений площади проекции пятен на картинную плоскость по сравнению со случаем приэкваториальных пятен. Так, найденные запятненности двух исследуемых звезд

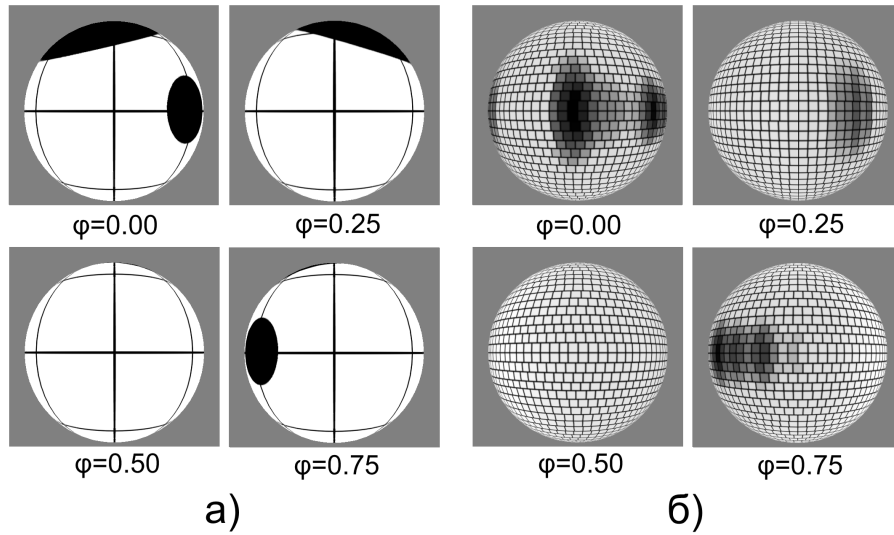


Рис. 7.4. Карты распределения пятен на моделях поверхности звезды AP 226, видимые в разные фазы периода вращения. а) Карта поверхности звезды, полученная методом моделирования запятненности круглыми пятнами; б) карта непрерывного температурного распределения, полученная методом разбиения поверхности на элементарные площадки.

равны, не смотря на то, что амплитуда блеска AP 86 примерно в два раза больше чем у AP 226. Несмотря на сильные различия широтных распределений пятен, восстановленных разными методами, долготные распределения согласуется довольно хорошо.

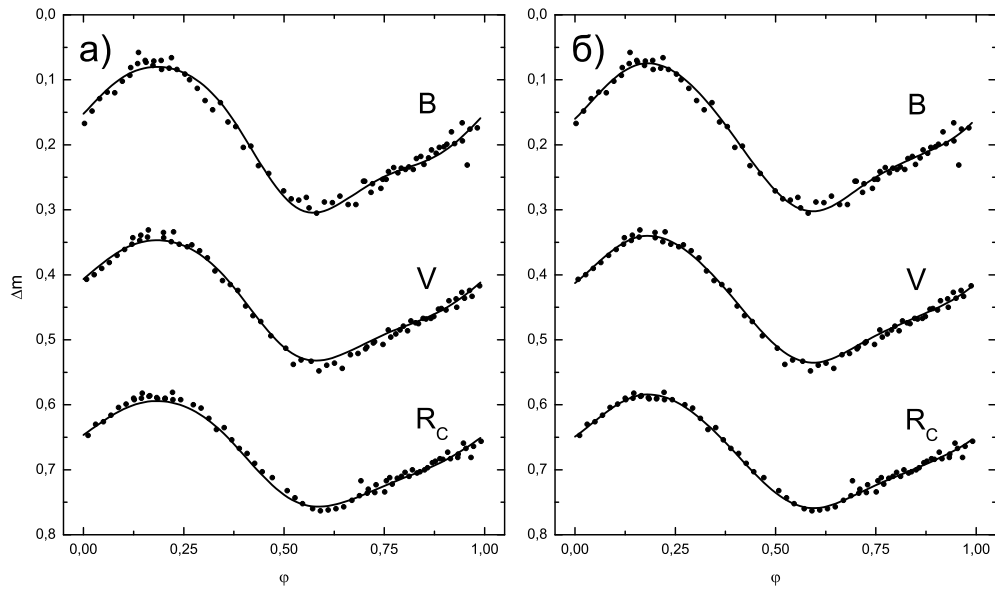


Рис. 7.5. Наблюдаемые кривые блеска звезды AP 86 и кривые блеска моделей ее поверхности. а) Сравнение наблюдательных данных с теоретическими данными модели с круглыми пятнами; б) сравнение наблюдательных данных с данными модели непрерывного температурного распределения на поверхности звезды, найденного методом разбиения поверхности на элементарные площадки. Представлено сравнение кривых блеска в фильтрах  $B$ ,  $V$ , и  $R_C$ .

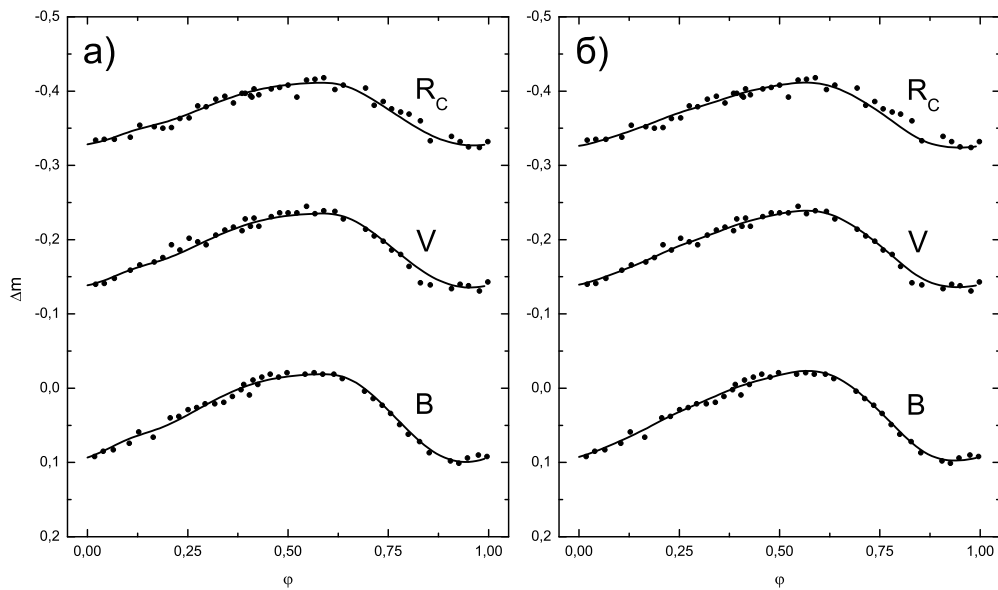


Рис. 7.6. Наблюдаемые кривые блеска звезды AP 226 и кривые блеска моделей ее поверхности. а) Сравнение наблюдательных данных с теоретическими данными модели с круглыми пятнами; б) сравнение наблюдательных данных с данными модели непрерывного температурного распределения на поверхности звезды, найденного методом разбиения поверхности на элементарные площадки. Представлено сравнение кривых блеска в фильтрах  $B$ ,  $V$ , и  $R_C$ .



## Заключение

В настоящее время исследование распределения пятен в большой выборке звезд с широким набором фундаментальных параметров возможно лишь фотометрическими методами, которые не имеют жестких наблюдательных ограничений. Детализации информации о распределении пятен и их температуре способствует включение в анализ большего количества данных в различных фильтрах. Для получения надежных значений параметров запятненности модель должна наиболее точно описывать поведение спектра излучения от температуры поверхности, что возможно с применением теории звездных атмосфер.

В данной диссертации были разработаны методы многополосного фотометрического картирования, использующие данные теории звездных атмосфер. Применено два разных подхода для моделирования запятненности. Первый использует приближение круглых температурно-однородных пятен, во втором поверхность звезды разбивается на малые площадки, для каждой из которых задается индивидуальное значение температуры. Удобство приближения круглыми пятнами состоит в том, что оно позволяет довольно точно учесть физику формирования излучения при решении обратной задачи. Так, разработанная в диссертации методика с максимальной точностью учитывает модельную температурную зависимость интенсивности и коэффициентов потемнения диска к краю. Однако круглые пятна могут быть довольно грубым приближением к реальной геометрии запятненности, что может потребовать увеличения их количества при описании высокоточных кривых блеска. Увеличение количества варьируемых параметров приводит к неоднозначности решения. С другой стороны, методика картирования с разбиением поверхности на площадки дает непрерывное распределение температуры, которое может быть оптимальным для описания запятненности с произвольной геометрией. Требование максимальной гладкости делает решение однозначным. Тем не менее, картирование методом разбиения поверхности на площадки имеет сложности с учетом физики формирования излучения. Так, в работе предполагалась температурная независимость коэффициентов потемнения диска к краю и линейная зависимость между интенсивностями в различных фильтрах. Было показано, что выделение максимально гладкого решения приводит к существенным уширениям профилей пятен. Для устранения этого недостатка была введена методика итеративного усиления контраста пятен.

Реализованные методы прошли тестирование на моделях запятненных звезд. Уточнение распределения пятен при увеличении используемых фотометрических полос было

продемонстрировано на примере восстановления поверхности с применением метода разбиения на элементарные площадки. Методы картирования также прошли апробацию на звезде HD 12545, одновременно описав ее кривые блеска в полосах  $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$  в пределах точности наблюдений. Полученные карты находятся в хорошем согласии с результатами, полученными Штрассмайером и Олой [132] из анализа тех же наблюдательных данных.

Разработанные методы были успешно применены к анализу многополосных данных первичной компоненты предкатаклизмической переменной DE CVn и одиночных быстрых ротаторов II 1883, AP 86 и AP 226. Картирование этих звезд потребовало предварительного определения их некоторых параметров. Так, из анализа глубин затмений была установлена температура незапятненной фотосферы вторичной компоненты DE CVn. Оценки этого параметра были выполнены и для одиночных быстрых ротаторов из анализа их цветов. Для них же были определены радиусы и углы наклона осей вращения к лучу зрения. Найденные с использованием обоих подходов карты распределения пятен находятся в хорошем соответствии между собой. Исключением являются карты вторичной компоненты DE CVn и AP 226, которые имеют сильную степень неоднозначности широтного распределения из-за высокого значения углов наклона оси вращения ( $i \sim 90^\circ$ ). Тем не менее, долготные распределения пятен согласуются довольно хорошо. Анализ двух кривых блеска холодной компоненты DE CVn не позволил однозначно определить среднюю температуру и площадь пятен. Температура и размеры пятен имеют похожий вклад в кривые блеска, что ведет к необходимости включения большего количества кривых блеска или увеличения точности наблюдений. Картирование звезд II 1883, AP 86 и AP 226 выявило типичные для быстрых ротаторов значения запятненности (7%, 11% и 12% соответственно). Средняя температура запятненности оказалась на 650 К, 400 К и 500 К ниже температуры незапятненной фотосферы.

Дальнейшие перспективы развития методов картирования связаны с включением в анализ спектральных данных. Наиболее надежные и физически корректные результаты возможны при совместном применении фотометрических и спектроскопических наблюдений. Несмотря на большие трудности в получении спектрального материала и сложности моделирования, принципиальную возможность получения надежного широтного распределения пятен дает лишь анализ профилей спектральных линий. Учет изменений глубин молекулярных полос помог бы выявить запятненность, не разрешаемую в кривых блеска и в профилях фотосферных линий.

Первые шаги в реализации такой концепции уже сделаны. В частности, разработаны и программно реализованы методы доплеровского картирования поверхности, а также методы расчета интегральных, синтетических спектров запятненных звезд. Исследование с их помощью ряда объектов ведется с применением наблюдательных возможностей БТА в сотрудничестве с коллегами из САО РАН.

Применение разработанных методов к анализу запятненности выборки объектов с широким диапазоном скоростей вращения и спектральных классов даст богатый материал

для тестирования теории генерации звездных магнитных полей. За десятилетия наблюдений запятненных звезд накопился богатый фотометрический материал, анализ которого предложенными методами предоставит ценную информацию об эволюции запятненности. Вдобавок, разработанные методы могли бы дать уточненные широтные распределения пятен при учете дифференциального вращения звезды. Их применение к звездам с измеренным широтным распределением скорости вращения и включенных в долговременный фотометрический мониторинг, открывает перспективы простого анализа эволюции широтного распределения пятен.

Таким образом, результаты данной работы способствуют не только развитию практических методов обработки наблюдательного материала, но и фундаментальной теории физики и эволюции звездного магнетизма.

**Благодарности.** Автор выражает благодарность своему научному руководителю В.В. Шиманскому и научному консультанту Н.А. Сахибуллину за всестороннюю помощь при выполнении задач, легших в основу диссертационной работы. Отдельно хотелось бы поблагодарить сотрудников Специальной астрофизической обсерватории РАН Н.В. Борисова и М.М. Габдеева за помощь в организации и проведении наблюдений исследованных в работе звезд.

# Литература

- [1] Alonso A., Arribas S., Martinez-Roger C. *Astron. Astrophys.*, **13**, 873 (1996).
- [2] Alphenaar P., Van Leeuwen F. *Inform. Bull. Var. Stars.*, 1957 (1981).
- [3] Amado P.J., Cutispoto G., Lanza A.F., Rodono M. *ASP Conference Series.*, **11**, 5 (2001).
- [4] An D., Terndrup D.M., Pinsonneault M.H., Paulson D.B., Hanson R.B., Stauffer J.R. *Astron. J.*, **655**, 233 (2007).
- [5] Azusienis A., Straizys V. *Sov. Astronom.*, **13**, 316 (1969).
- [6] Babcock H.W., Babcock H.D. *Astrophys. J.*, **121**, 319 (1955).
- [7] Babcock H.W. *Astrophys. J.*, **133**, 572 (1961).
- [8] Baliunas S.L., Donahue R.A., Soon W.H., et al. *Astrophys. J.*, **438**, 296 (1995).
- [9] Barnes T.G., Evans D.S., Moffet T.J. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **183**, 285 (1978).
- [10] Barnes J.R., Collier Cameron A., Unruh Y.C., Donati J.-F., Hussian G.A.J., *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **299**, 904 (1998).
- [11] Barnes J.R., Lister T.A., Hilditch R.W., Collier Cameron A. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **348**, 1321 (2004).
- [12] Barsi G., Marcy G.W., Graham J.R. *Astrophys. J.*, **458**, 600 (1996).
- [13] Beers T.S., Bestman W., Wilhelm R. *Astron. J.*, **108**, 268 (1994).
- [14] Berdyugina S.V., Tuominen I. *Astron. Astrophys.*, **336**, 25 (1998).
- [15] Berdyugina S.V. *Astron. Astrophys.*, **338**, 97 (1998).
- [16] Berdyugina S.V., Pelt J., Tuominen I. *Astron. Astrophys.*, **394**, 505 (2002).
- [17] Berdyugina S.V., Jarvinen S.P. *Astron. Nachr.*, **326**, 283 (2005).
- [18] Berdyugina S.V. *Living Rev. Solar Phys.*, **2**, 8 (2005).
- [19] Bessell M.S. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **91**, 589 (1979).

- [20] Bessell M.S. Publ. Astron. Soc. Pac., **95**, 480 (1983).
- [21] Bessell M.S., Weis E.W. Publ. Astron. Soc. Pac., **99**, 642 (1987).
- [22] Bidelman W.P. International Amateur-Profess. Photoel. Photometry Comm., **21**, 53 (1985).
- [23] Boesgaard A.M., Friel E.D. Astrophys. J., **351**, 467 (1990).
- [24] Bopp B.W., Fekel F. Astron. J., **82**, 490 (1977).
- [25] Bopp B.W., Africano J.L., Stencel R.E., Noah P.V., Klimke A., Astrophys. J., **275**, 691 (1983).
- [26] Bopp B.W., Fekel F.C., Aufdenberg J., Dempsey R.C., Dadonas V. Astron. J., **106**, 2502 (1993).
- [27] Brown S.F., Donati J.-F., Rees D.E., Semel M. Astron. Astrophys., **250**, 463 (1991).
- [28] Bruls J.H.M.J., Solanki S.K., Schussler M. Astron. Astrophys., **336**, 231 (1998).
- [29] Budding E. Astrophys. Space Sci., **48**, 207 (1977).
- [30] Bumba V., Howard R. Astrophys. J., **141**, 1502 (1965).
- [31] Cameron A.C., Hilditch R.W. Mon. Not. R. Astron. Soc., **287**, 567 (1997).
- [32] Carrington R.C. Mon. Not. R. Astron. Soc., **19**, 1, (1858).
- [33] Catalano S., Biazzo K., Frasca A., Marilli E. Astron. Astrophys., **394**, 1009 (2002).
- [34] Chandrasekhar S. Phil. Mag., **43**, 501 (1952).
- [35] Choudhuri A.R. Pramana — Journal Of Physics, **77**, 77 (2011).
- [36] Clarke D. Astron. Astrophys., **421**, 273 (2004).
- [37] Collier Cameron A. Mon. Not. R. Astron. Soc., **275**, 534 (1995).
- [38] DeLuca E.E., Fan Y., Saar S.H. Astron. Astrophys., **481**, 396 (1997).
- [39] Donati J.-F., Cameron A.C. Mon. Not. R. Astron. Soc., **291**, 1 (1997).
- [40] Donati J.-F., Semel M., Praderie F. Astron. Astrophys., **225**, 467 (1989).
- [41] Donati J.-F., Collier Cameron A., Hussain G.A.J, Semel M. Mon. Not. R. Astron. Soc., **302**, 437 (1999).
- [42] Donati J.-F., Collier Cameron A., Semel M. Mon. Not. R. Astron. Soc., **345**, 1145 (2003).

- [43] Donati J.-F., Jardine M.M., Gregory S.G., et. al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **386**, 1234 (2008).
- [44] Fang X.S., Gu S.H., Cheung S.L., Hui H.K., Kwok C.T., Leung K.C. *Research Astron. Astrophys.*, **10**, 253 (2010).
- [45] Fekel F.C., Moffett T.J., Henry G.W. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **60**, 551 (1986).
- [46] Frasca A., Biazzo K., Catalano S., Marilli E., Messina S., Rodono M. *Astron. Astrophys.*, **432**, 647 (2005).
- [47] Girardi L., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **141**, 371 (2000).
- [48] Hackman T., Mantere M.J., Lindborg M., et al. *Astron. Astrophys.*, **538**, 126 (2012).
- [49] Hale G.E. *Astrophys. J.*, **28**, 315 (1908).
- [50] Hale G.E., Ellerman F., Nicholson S.B., Joy A.H. *Astrophys. J.*, **49**, 153 (1919).
- [51] Hall D.S. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **84**, 323 (1972).
- [52] Hall D.S. *Space Sci. Rev.*, **50**, 219 (1989).
- [53] Hall J.C. *Living Rev. Solar Phys.*, **5**, 2 (2008).
- [54] Harmon R., Crews L. *Astron. J.*, **120**, 3274 (2000).
- [55] Hathaway D.H., Rightmire L. *Science*, **327**, 1350 (2010).
- [56] Hartmann L.V., Noyes R.W. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **25**, 271 (1987).
- [57] Hartmann L. *ASP Conference*, **9**, 289 (1990).
- [58] Hatzes A.P., Vogt S.S., Ramseyer T.F., Mish A. *Astrophys. J.*, **469**, 808 (1996).
- [59] Heiter U., Soubiran C., Netopil M., Paunzen E. *Astron. Astrophys. manuscript* Nov 12, 2013. arXiv:1311.2306v1 [astro-ph.GA] 10 Nov 2013.
- [60] Henry G.W., Eaton J.E., Hamer J., Hall D.S. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **97**, 513 (1995).
- [61] Holtzman J.A., Nations H.L. *Astron. J.*, **89**, 191 (1984).
- [62] Hooten J.T., Hall D.S. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **74**, 225 (1990).
- [63] Huenemoerder D.P., Ramsey L.W., Buzasi D.L. *Astron. J.*, **98**, 2264 (1989).
- [64] Jankov S., Foing B.H. *Astron. Astrophys.*, **256**, 533 (1992).

- [65] Jarvinen S.P., Berdyugina S.V., Tuominen I., Cutispoto G., Bos M. *Astron. Astrophys.*, **432**, 657 (2005).
- [66] Jetsu L., Pelt J., Tuominen I. *Astron. Astrophys.*, **248**, 449 (1993).
- [67] Jetsu L., Pelt J., Tuominen I. *Astron. Astrophys.*, **351**, 212 (1999).
- [68] Johnson H.L. *Astrophys. J.*, **141**, 923 (1965).
- [69] Kelley C.T. *Iterative methods for optimization*. SIAM (1999).
- [70] Korhonen H., Berdyugina S.V., Hackman T., Strassmeier K.G., Tuominen I. *Astron. Astrophys.*, **360**, 1067 (2000).
- [71] Korhonen H., Berdyugina S.V., Tuominen I. *Astron. Astrophys.*, **390**, 179 (2002).
- [72] Kron G.E. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **59**, 261 (1947).
- [73] Kron G.E. *Astrophys. J.*, **115**, 301 (1952).
- [74] Kurucz R., *SAO CD-Roms* (1994).
- [75] Lanza A.F., Catalano S., Cutispoto G., Pagano I., Rodono M. *Astron. Astrophys.*, **323**, 540 (1998).
- [76] Lanza A.F., Rodono M. *ASP Conference Series*, **158**, 121 (1999).
- [77] Leighton R.B. *Astrophys. J.*, **156**, 1 (1969).
- [78] Lim J., White S.M. *Astrophys. J.*, **453**, 207 (1995).
- [79] Marcy G.W., Duncan D.K. *Astrophys. J.*, **288**, 259 (1985).
- [80] Messina S., Guinan E.F. *Astron. Astrophys.*, **393**, 225 (2002).
- [81] Messina S., Guinan E.F. *Astron. Astrophys.*, **409**, 1017 (2003).
- [82] Meynet G., Mermilliod J.-C., Maeder A. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **98**, 477 (1993).
- [83] Meys J.J., Alphenaar P., Van Leeuwen F. *Inform. Bull. Var. Stars.*, 2115 (1982).
- [84] Moulder E.W. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **64**, 747 (1904).
- [85] Mullan D.J. *Astrophys. J.*, **198**, 563 (1975).
- [86] Neff J.E., O'Neal D., Saar S.H. *Astrophys. J.*, **452**, 879 (1995).
- [87] Nolthenius R. *Inform. Bull. Var. Stars*, 3589 (1991).

- [88] Noyes R.W., Hartmann L.W., Baliunas S.L., Duncan D.K., Vaughan A.H. *Astrophys. J.*, **279**, 763 (1984).
- [89] O'Brien M.S., Bond H.E. *Astrophys. J.*, **563**, 971 (2001).
- [90] O'Dell M.A., Hendry M.A., Collier Cameron A. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **268**, 181 (1994).
- [91] O'Dell M.A., Hilditch R.W., Collier Cameron A., Bell S.A., *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **284**, 874 (1997).
- [92] O'Neal D., Saar S.H., Neff J.E. *Astrophys. J.*, **463**, 766 (1996).
- [93] O'Neal D., Neff J.E., Saar S.H. *Astrophys. J.*, **507**, 919 (1998).
- [94] O'Neal D., Neff J.E., Saar S.H., Cuntz M. *Astron. J.*, **128**, 1802 (2004).
- [95] Piskunov N.E., Tuominen I., Vilhu O. *Astron. Astrophys.*, **230**, 363 (1990).
- [96] Poe C.H., Eaton J.A. *Astrophys. J.*, **289**, 644 (1985).
- [97] Prosser C.F., Schild R.E., Stauffer J.R. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **105**, 269, (1993).
- [98] Radick R.R., Mihalas D., Hartmann L., et al. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **94**, 934 (1982).
- [99] Radick R.R., Mihalas D., Lockwood G.W., et al. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **95**, 621 (1983).
- [100] Radick R.R., Wilkerson M.S., Worden S.P., et al. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **95**, 300 (1983).
- [101] Randich, S., Schmitt, J.H.M.M., Prosser, C.F., Stauffer, J.R. *Astron. Astrophys.*, **305**, 785 (1996).
- [102] Reiners A., Schussler M., Passetger V.M. *Astrophys. J.*, **794**, 144 (2014).
- [103] Rice J.B., Wehlau W.H., Khokhlova V.L. *Astron. Astrophys.*, **208**, 179 (1989).
- [104] Rice J.B., Strassmeier K.G. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **147**, 151 (2000).
- [105] Richards M.T. *Astrophys. J.*, **350**, 372 (1990).
- [106] Robb R., Greimel R. *Inform. Bull. Var. Stars*, **4486**, 1 (1993).
- [107] Rodono M., Cutispoto G., Pazzani V., Catalano S., Byrne P.B., et al. *Astron. Astrophys.*, **165**, 135 (1986).
- [108] Rodono M., Lanza A.F., Catalano S. *Astron. Astrophys.*, **301**, 75 (1995).
- [109] Savanov I.S., Strassmeier K.G. *Astron. Nachr.*, **329**, 364 (2008).
- [110] Semel M. *Astron. Astrophys.*, **225**, 456 (1989).



- [111] Serenelli A.M., Althaus L.G., Rohrmann R.D., Benvenuto O.G. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **325**, 607 (2001).
- [112] Schou J., et. al. *Astrophys. J.*, **505**, 390 (1998).
- [113] Schultz G.V., Wiemer W. *Astron. Astrophys.*, **43**, 133 (1975).
- [114] Schussler M., Solanki S.K. *Astron. Astrophys.*, **264**, 13 (1992).
- [115] Schussler M., Caligari P., Ferriz-Mas A., Solanki S.K., Stix M. *Astron. Astrophys.*, **314**, 503 (1996).
- [116] Schwabe S.H. *Astron. Nachr.*, **21**, 233 (1844).
- [117] Silva-Valio A. *Astrophys. J.*, **683**, 179 (2008).
- [118] Smith R.C. *Quart. J. R. Astron. Soc.*, **25**, 405 (1984).
- [119] Soderblom D.R., Stauffer J.R., Hudon J.D., Jones B.F. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **85**, 315 (1993).
- [120] Soderblom D.R., Stauffer J.R., MacGregor K.B., Jones B.F. *Astrophys. J.*, **409**, 624 (1993).
- [121] Stauffer J.R., Hartmann L., Soderblom D.R., Burnham N. *Astrophys. J.*, **280**, 202 (1984).
- [122] Stauffer J.R., Hartmann L.W., Burnham J.N., Jones B.F. *Astrophys. J.*, **289**, 247 (1985).
- [123] Stauffer J.R., Dorren J.D., Africano J.L. *Astronom. J.*, **91**, 1443 (1986).
- [124] Stauffer J.R., Hartmann L.W. *Astrophys. J.*, **318**, 337 (1987).
- [125] Stauffer J.R., Hartmann L.W., Latham D.W. *Astrophys. J.*, **320**, 51 (1987).
- [126] Stauffer J.R., Schild R.A., Baliunas S.L. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **99**, 471 (1987).
- [127] Stauffer J.R., Hartmann L.W., Jones B.F. *Astron. J.*, **346**, 160 (1989).
- [128] Stauffer J.R., Prosser C.F., Giampapa M.S., Soderblom D.R., Simon T. *Astron. J.*, **106**, 226 (1993).
- [129] Stelzer B., Fernandez M., Costa V.M., et al. *Astron. Astrophys.*, **411**, 517 (2003).
- [130] Stenflo J.O. *Solar. Phys.*, **32**, 41 (1973).
- [131] Strassmeier K.G. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **140**, 223 (1988).
- [132] Strassmeier K.G., Olah K. *Astron. Astrophys.*, **259**, 595 (1992).

- [133] Strassmeier K.G. Bartus J., Cutispoto G., Rodono M. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **125**, 11 (1997).
- [134] Strassmeier K.G., Rice J.B. *Astron. Astrophys.*, **278**, 523 (1993).
- [135] Strassmeier K.G. *Astron. Astrophys.*, **347**, 225 (1999).
- [136] Strassmeier K.G., Bartus J. *Astron. Astrophys.*, **354**, 537 (2000).
- [137] Strassmeier K.G. *Astron. Astrophys. Rev.*, **17**, 251 (2009).
- [138] Tas G., Evren S. *Inform. Bull. Var. Stars*, **4992**, 1 (2000).
- [139] Thompson A.M., Craig I.J.D. *Astron. Astrophys.*, **262**, 359 (1992).
- [140] Tsuneta S., et al. *Astrophys. J.*, **688**, 1374 (2008).
- [141] Unruh Y.C., Collier Cameron A., Guenther E. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **295**, 781 (1998).
- [142] Van den Besselaari E.J.M., Greimel R., Morales-Rueda L. et. al. *Astron. Astrophys.*, **466**, 1031 (2007).
- [143] Van Hamme W. *Astron. J.*, **5**, 2096 (1993).
- [144] Van Leeuwen F., Alphenaar P. *ESO Messenger*, **28**, 15 (1982).
- [145] Vogt S.S. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **91**, 616 (1979).
- [146] Vogt S.S. *Astrophys. J.*, **250**, 327 (1981).
- [147] Vogt S.S., Penrod G.D. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **95**, 565 (1983).
- [148] Vogt S.S., Penrod G.D., Hatzes A.P. *Astrophys. J.*, **321**, 496 (1987).
- [149] Vogt S.S., Hatzes A.P., Misch A.A., Kurster M. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **121**, 547 (1999).
- [150] Weiss N.O. *J. Fluid Mech.*, **108**, 247 (1981).
- [151] Wilson O.S. *Astrophys. J.*, **226**, 379 (1978).
- [152] Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. *Практическая оптимизация*. Москва, Мир (1985).
- [153] Морозов В.А. *Вычислительные методы и программирование*, **4**, 130 (2003).
- [154] Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. *Методы решения некорректных задач*. Москва, Наука (1979).
- [155] Теребиж В.Ю. *Введение в статистическую теорию обратных задач*. Москва, ФИЗМАТЛИТ (2005).