

61:03-1/992-8

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В.ЛОМОНОСОВА

Государственный Астрономический институт им. П.К.Штернберга

на правах рукописи

ВОЛКОВ ИГОРЬ МИХАЙЛОВИЧ

УДК 524.386:358

МНОГОЦВЕТНАЯ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ
АЛЬФА СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ, GG ОРИОНА, DI ГЕРКУЛЕСА,
V541 ЛЕБЕДЯ, V577 ЗМЕЕНОСЦА – ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ
ЗВЕЗД СО ЗНАЧИТЕЛЬНЫМ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТОМ

Специальность 01.03.02 астрофизика,
радиоастрономия

Диссертация на соискание
ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук

Халиуллин Х.Ф.

МОСКВА — 2003

Содержание

Введение	4
Глава I. Методика узкополосных и гетерохромных фотоэлектрических наблюдений затменных двойных систем.	11
§1.1. Обнаружение затменных систем из фотографических наблюдений, определение орбит, периодов и оценка точности.	11
§1.2. Широкополосные и узкополосные многоцветные наблюдения с фотоумножителями. Практика использования одноканальных и многоканальных фотометров.	12
§1.3. Использование ПЗС – матриц в фотометрии: преимущества и недостатки в сравнении с фотоумножителями.	19
§1.4. Исследование кривых реакции использованных в работе систем фотометрической аппаратуры.	21
§1.5. Учет поглощения излучения в атмосфере и редукция наблюдений в стандартную фотометрическую систему.	24
Глава II. Исследование релятивистского вращения линии апсид затменной системы α Северной Короны.	28
§2.1. Постановка задачи. История открытия и изучения системы.	28
§2.2. Узкополосная электрофотометрия α Северной Короны в $\lambda\lambda$ 4600 и 7510 Å и построение высокоточных кривых блеска.	30
§2.3. Определение фотометрических и абсолютных элементов.	32
§2.4. Обнаружение и первое измерение скорости апсидального вращения.	42
§2.5. Анализ возможных причин расхождения с теорией наблюдаемой скорости апсидального движения.	49
Глава III. Определение физических характеристик и обнаружение вращения линии апсид в затменной системе GG Ориона.	52
§3.1. Обзор наблюдательных данных и постановка задачи.	52
§3.2. Высокоточная электрофотометрия GG Ориона в ТШВЭ. Обнаружение физической микропеременности звезды.	53
§3.3. Фотометрия GG Ориона в Московской обсерватории ГАИШ МГУ с использованием ПЗС–матрицы.	55
§3.4. Фотометрические и абсолютные элементы из решения сводной фотоэлектрической кривой блеска системы. Аномальное межзвездное поглощение в направлении GG Ориона.	57
§3.5. Измерение скорости вращения линии апсид.	70
Глава IV. Поиск третьего тела в затменной системе DI Геркулеса с аномально медленным вращением линии апсид.	74
§4.1. Краткая библиография работ и постановка задачи.	74
§4.2. Высокоточная электрофотометрия DI Геркулеса в ТШВЭ.	76
§4.3. Результаты решения кривых блеска итерационным методом дифференциальных поправок.	78
§4.4. Подтверждение аномалий в апсидальном движении DI Геркулеса.	84

§4.5. Анализ графика (O—C) и изменений глубин минимумов с целью обнаружения третьей звезды в системе DI Геркулеса. Новые ограничения на третий свет.	89
Глава V. Электрофотометрия уникальной затменной звезды V541 Лебеда с целью уточнения параметров апсидального движения ...	97
§5.1. История исследования системы.	97
§5.2. Новые фотоэлектрические наблюдения и построения сводной кривой блеска. ..	98
§5.3. Определение фотометрических элементов и физических характеристик V541 Лебеда.	98
§5.4. Результаты исследования апсидального движения.....	105
Глава VI. Первые фотоэлектрические исследования затменной системы V577 Змееносца с эллиптической орбитой.....	109
§6.1. Обнаружение и детальное исследование физической переменности блеска главной компоненты системы в полосах <i>WBVR</i>	109
§6.2. Построение кривых блеска и определение фотометрических и абсолютных элементов системы.	111
§6.3. Прогнозы возможности исследования апсидального движения в системе V577 Змееносца.	118
Заключение.....	119
Список литературы	121

Введение

Современное состояние исследований по проблеме вращения линии апсид.

Среди всего многообразия двойных звезд особое место занимают затменные системы, обладающие значительным эксцентриситетом. Оставив в стороне вопрос о происхождении двойных систем (детальной общепринятой теории пока нет), остановимся на тех возможностях, которые предоставляют сравнительно простые фотометрические наблюдения данных объектов. Известно, что двойные звезды не являются идеальными шарами. Даже хорошо разделенные пары чувствительны к взаимному притяжению и оказываются слегка вытянутыми по направлению друг к другу. Модель трехосного эллипсоида вращения является весьма хорошим приближением. Кроме того, звезды вращаются, а значит, на них действуют центробежные силы, сплющивая их у полюсов вращения. Поэтому результирующие силы, действующие на центр масс каждой из звезд, немного отличаются от предсказываемых законом обратных квадратов. В случае эксцентричных орбит это приводит к тому, что эллипсы, описываемые компонентами двойной вокруг общего центра масс, оказываются незамкнутыми. Можно представить дело так, что большая ось эллипса (линия апсид) поворачивается в пространстве, причем по направлению орбитального вращения. Скорость этого вращения пропорциональна степени отклонения формы звезды от идеальной сферы. Первым теоретические исследования этого эффекта провел Рассел (1928). В последовавших за этим работах Чандрасекара (1933), Коулинга (1938) и Стерна (1939) авторы определили, что задача определения теоретически ожидаемой угловой скорости вращения линии апсид сводится к определению неких параметров k_j , характеризующих степень концентрации вещества звезды к ее центру. Эти параметры имеют эволюционный статус, уменьшаясь при сжатии звезды и увеличиваясь при ее расширении. Параметры задаются следующими соотношениями (см., например, Халиуллин, 1997):

$$k_j = \frac{j+1-\eta_j(R)}{2(j+\eta_j(R))}, \quad (1)$$

где функции $\eta_j(r)$ принимают нулевые значения в центре звезды ($r=0$) и задаются следующими дифференциальными уравнениями первого порядка:

$$r \frac{d\eta_j}{dr} + 6 \frac{\rho(r)}{\bar{\rho}(r)} (\eta_j + 1) + \eta_j (\eta_j - 1) = j(j+1), \quad j = 2, 3, 4. \quad (2)$$

Индекс j определяет порядок параметра, r – расстояние от центра звезды до данного слоя, $\rho(r)$ – плотность на расстоянии r от центра звезды, $\bar{\rho}(r)$ – средняя плотность внутри сферы с радиусом r , R – радиус звезды. Уравнение (2), называемое уравнением Радо, решается одним из численных методов решения дифференциальных уравнений при заданном модельном распределении плотности $\rho(r)$ по радиусу звезды. Величины k_j называются параметрами внутренней структуры звезды. Для нашей работы практическую ценность имеют только параметры второго порядка, k_2 . Параметры более высоких порядков дают пренебрежимо малый вклад в апсидальное движение. С использованием параметров k_2 теория вращения линии апсид за счет приливной и вращательной деформации компонент приводит к следующему соотношению:

$$\frac{P}{U_{class}} = C_1 k_{2,1} + C_2 k_{2,2}. \quad (3)$$

Здесь P – аномалистический орбитальный период, U_{class} – период вращения линии апсид за счет приливной и вращательной деформации компонент. Очевидно, что скорость вращения линии апсид выражается формулой:

$$\dot{\omega}_{class} = \frac{2\pi}{U_{class}}. \quad (4)$$

Индексы у констант C_i и вторые индексы у параметра $k_{2,i}$ обозначают принадлежность к главной ($i = 1$) или вторичной ($i = 2$) компонентам. Константы C_i следующим образом зависят от геометрических и физических характеристик компонент:

$$C_i = \left(\frac{R_i}{a}\right)^5 \left\{ \frac{m_{3-i}}{m_i} 15 f(e) + \left(\frac{\omega_{r,i}}{\omega_k}\right)^2 \left(1 + \frac{m_{3-i}}{m_i}\right) q(e) \right\}, \quad (5)$$

где

$$f(e) = \left(1 + \frac{3}{2}e^2 + \frac{1}{8}e^4\right) \frac{1}{(1-e^2)^5}, \quad (6)$$

$$q(e) = (1-e^2)^{-2}. \quad (7)$$

Здесь R_i , m_i , и $\omega_{r,i}$ – соответственно радиусы, массы и угловые скорости осевого вращения компонент, a – большая полуось относительной орбиты, e – эксцентриситет, ω_k – средняя угловая скорость орбитального вращения. Обычно принимается $i = 1$ и обозначение “главная” для более массивной компоненты. Но возможны и отклонения: в затменных звездах главной считается звезда, затмеваемая в более глубоком минимуме (не всегда при наличии значительного эксцентриситета орбиты системы эта звезда имеет большую поверхностную яркость и массу). Предполагается, что векторы осевого и орбитального

моментов компланарны. Формулы, учитывающие эффекты непараллельности осевых и орбитального моментов приводятся далее, при рассмотрении конкретных систем. Измерив все величины, входящие в (3) и (5), можно найти наблюдаемое значение k_2^{obs} . Из модельных расчетов определяют распределение плотности по радиусу звезды $\rho(r)$, после чего из решения уравнения Радо можно получить значение k_2^{theor} . Но, к сожалению, из одного уравнения получить два неизвестных параметра невозможно. Облегчает положение то, что большинство исследуемых затменных систем со значительным эксцентриситетом состоят из близких по параметрам звезд. Поэтому можно либо просто принять равенство констант k_{2i} , либо проводить вычисления ожидаемой скорости апсидального движения $\dot{\omega}_{class}$, используя средневзвешенное значение:

$$k_2^{theor} = \frac{C_1 k_{2,1}^{theor} + C_2 k_{2,2}^{theor}}{C_1 + C_2}, \quad (8)$$

где веса C_i определяются из соотношения (5).

Надо отметить еще один немаловажный момент. Данные об осевом вращении компонент обычно скудны и ненадежны. Теоретические оценки показывают, что приливное трение должно приводить к быстрой синхронизации орбитального и осевого вращения в тесной двойной системе (ТДС). При наличии эксцентриситета не совсем ясно, какую именно скорость принять для выполнения условия синхронизации. Свингс (1936) на основе статистических исследований предложил считать таковой угловую орбитальную скорость в периастре. Современные исследования (например, Кларет и Гименес, 1993), это подтверждают. Поэтому при отсутствии наблюдательных данных о скорости осевого вращения компонент, принимают:

$$\left(\frac{\omega_{r,1}}{\omega_k} \right)^2 = \left(\frac{\omega_{r,2}}{\omega_k} \right)^2 = \frac{1+e}{(1-e)^3}. \quad (9)$$

Уравнение (5) было получено в предположении, что орбитальный период двойной системы значительно превышает периоды собственных свободных колебаний звезд-компонент (Коулинг, 1938; Стерн, 1939). При достаточно коротких орбитальных периодах возникает необходимость в учете динамической поправки к формуле (5), проистекающей в результате эффектов, зависящих от способности звезды сжиматься и вследствие резонансов между динамическими приливами и модами свободных колебаний звезд. Эффект может проявиться как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения классического апсидального вращения, в зависимости от степени синхронизации осевого

и орбитального вращения звезд в периастре (Кларет и Виллемс, 2002). Этот эффект для рассматриваемых в данном исследовании звезд оказался незначительным.

Кроме того, существует еще релятивистский вклад во вращение линии апсид, связанный с искажением пространства-времени вблизи массивных тел (Леви-Чивита, 1937). Релятивистский эффект действует в том же направлении, что и классический, зависит от массы звезд, эксцентриситета орбиты и расстояния между компонентами двойной. Для массивных звезд ранних спектральных классов, а таких благодаря наблюдательной селекции немало среди затменных переменных, релятивистский вклад может превышать классический в несколько раз. Учитывать релятивистский вклад во вращение линии апсид удобно по формуле (Халиуллин, 1997):

$$U_{rel} = 1.81 \cdot 10^3 \cdot \frac{P^{5/3} (1 - e^2)}{(m_1 + m_2)^{2/3}}, \quad (10)$$

где орбитальный период следует выражать в сутках, массы компонент в солнечных массах, численный коэффициент при этом подобран так, что период релятивистского обращения линии апсид U_{rel} выразится в годах. Подобный эффект, но в значительно меньшем масштабе, наблюдается в Солнечной системе у Меркурия. До недавнего времени, являясь одним из самых значительных по величине наблюдаемых релятивистских эффектов, он служил неким тестом теории гравитации Эйнштейна и сослужил хорошую службу, т.к. вновь привлек внимание к такой рутинной области практической астрофизики, как фотометрия затменных звезд (Рудькобинг, 1959; Мартынов и Халиуллин, 1980; Кох, 1977). Но относительно недавно были обнаружены двойные пульсары на эллиптических орбитах, где релятивистские эффекты в сотни раз больше (Халз и Тейлор, 1975), и наблюдения затменных потеряли свое значение в качестве теста теории относительности. На первое место опять выдвинулась задача определения констант внутреннего строения звезды для проверки существующих эволюционных расчетов. Надо отметить, что именно первые определения данных параметров из наблюдений нескольких таких систем в середине прошлого века привели к пониманию того, что вещество звезд гораздо более сконцентрировано к их центру, чем это считалось в начале становления теории внутреннего строения звезд (Шварцшильд, 1958; Матис, 1967; Семенюк и Пачиньский, 1968).

Совокупное действие классического и релятивистского эффектов равно простой сумме: $\dot{\omega}_{theor} = \dot{\omega}_{class} + \dot{\omega}_{rel}$. После надлежащего учета релятивистского эффекта мы можем определить константы k_2 и сравнить теорию с наблюдениями. Очевидно, что при таком

сравнении мы должны получить согласие масс, радиусов и температур каждой из компонент с принятой теоретической моделью звезд при одном химическом составе и возрасте. К сожалению, химический состав из одних лишь фотометрических наблюдений определяется плохо, что вносит дополнительные трудности при выборе адекватной модели. Полного согласия между теорией и наблюдениями в каждом конкретном случае до последнего времени не было. Но наблюдающееся уменьшение расхождений (за счет уточнения теории и накопления наблюдательных данных) говорит о том, что мы находимся на верном пути. Количество параметров, которые необходимо учитывать при решении задачи, довольно велико, и не все поддаются точному учету. Например, появившиеся в начале 90-х годов новые данные о коэффициентах непрозрачности (Роджерс и Иглесиас, 1992) и, соответственно, измененные параметры k_2 (Кларет и Гименес, 1992) привели для некоторых систем либо к совпадению теоретических расчетов с наблюдениями, либо значительно уменьшили расхождение. Самым сложным для наблюдений параметром является на данный момент осевое вращение звезд. Имеются данные о том, что не всегда компоненты в двойной системе вращаются вокруг оси синхронно с движением по орбите; также могут быть не компланарны осевые и орбитальный моменты вращения. Все это может приводить как к замедлению, так и к ускорению апсидального вращения. Отсюда видно, что каждая отдельно взятая система должна подвергаться всестороннему исследованию и всегда надо помнить о том, что реальная картина может отличаться от модели, которой мы на данный момент пользуемся.

Подводя итог Введению, резюмируем, что в последнее время исследования релятивистских эффектов отошли на второй план и тот ажиотаж вокруг нескольких систем — DI Her, AS Cam, который привел даже к возникновению отличных от Эйнштейновской теорий гравитации (Моффат, 1984, 1989), прошел. Каждый конкретный случай либо нашел свое объяснение в рамках классической теории (Козырева и др., 1999), либо оставляет такую возможность для более искусных наблюдателей, вооруженных лучшей техникой, в будущем (Халиуллин и др., 1991; Гайнэн и Райзенбергер, 1989). Мы уже говорили, что согласие теории с наблюдениями существует статистически, и каждая вновь исследованная система несет в себе новую информацию. Общее количество исследованных звезд не превышает 100, а исследованных с точностью пригодной для расчетов и того меньше — порядка 40. Поэтому для наблюдателей, обладающих скромными аппаратными возможностями, данная область представляется одной из наиболее перспективных для выполнения действительно качественного исследования, ценность которого со временем только возрастет.

На защиту выносятся следующие основные положения диссертации:

1. Высокоточные фотоэлектрические измерения затменных двойных систем α Северной Короны, GG Ориона, DI Геркулеса, V541 Лебеда, V577 Змееносца (более 9000 измерений). Для систем GG Ориона и V577 Змееносца фотоэлектрические наблюдения выполнены впервые в нашей работе.
2. Фотометрические и абсолютные элементы затменных двойных систем GG Ориона, V577 Змееносца, найденные из анализа их многоцветных кривых блеска итерационным методом дифференциальных поправок.
3. Первое обнаружение и измерение апсидального вращения в системах α Северной Короны и GG Ориона. Уточнение скорости вращения линии апсид в системах V541 Лебеда и DI Геркулеса.
4. Обнаружение физической микропеременности V577 Змееносца, α Северной Короны и GG Ориона. Определение периода физической переменности блеска у V577 Змееносца. Установление стабильности этого периода на протяжении 3 лет наблюдений.
5. Обнаружение аномально большого межзвездного поглощения ($A_v = 4.1 \text{ кпк}^{-1}$) в направлении затменной двойной системы GG Ориона с компонентами, еще не достигшими, по-видимому, начальной главной последовательности.

Перечисленные пункты определяют также научную новизну результатов, полученных в диссертации. Исследования автора по этой теме начаты в 1986 г. и продолжаются по настоящее время. Основные результаты работы докладывались на семинарах отдела звездной астрофизики ГАИШ МГУ под руководством члена-корр. РАН А.М. Черепашука, на международной конференции по переменным звездам во Франции в 2002г.

Всего по теме диссертации было опубликовано 6 статей, три из них совместные. Общая постановка задач определялась моим научным руководителем, докт. физ.-мат. наук Х.Ф. Халиуллиным. В совместных работах с Х.Ф. Халиуллиным по исследованию систем GG Ori и V541 Cyg, автору принадлежит участие в постановке задачи, непосредственные наблюдения систем, первичная обработка результатов, определение фотометрических и абсолютных элементов GG Ori, измерение параметров апсидального движения GG Ori, уточнение параметров апсидального движения V541 Cyg, участие в обсуждении результатов. В совместной работе с С.А. Ходькиным по DI Her, автору принадлежит большая часть наблюдений, а также участие в обработке и интерпретации результатов. В

остальных работах, по системам α CrB и V577 Oph, исследования проведены самостоятельно.

Основная работа по разработке и изготовлению аппаратуры для наблюдений была проделана также самостоятельно. На этапе исследования кривых реакции, наблюдений стандартных звезд для определения температурных зависимостей и редукиции в систему Каталога ГАИШ, неоценимую помощь оказала Н.С. Волкова. При определении фотометрических параметров систем были использованы различные варианты программы, разработанной А.И. Халиуллиной и Х.Ф. Халиуллиным и реализующей модифицированный метод дифференциальных поправок. Множество вспомогательных программ для обработки электрофотометрических наблюдений, для поисков периодов были написаны автором самостоятельно. Часть наблюдений была выполнена с использованием электронных систем ввода в память ЭВМ и специальных программ для этих блоков, разработанных и отлаженных В.Г. Корниловым.

Глава I. Методика гетерохромных фотоэлектрических наблюдений затменных двойных систем.

§1.1. Обнаружение затменных систем из фотографических наблюдений, определение орбит, периодов и оценка точности.

Основным методом открытия новых затменных систем до сих пор остается фотографический. Метод сводится к получению, как минимум, двух снимков данной области неба на одном инструменте в разные ночи наблюдений и последующее их сравнение. Как правило, для сравнения используют блинк-компараторы, позволяющие быстро переключать в поле зрения одну и ту же область неба на двух разных фотографических пластинках. Переменная звезда начинает «мигать». Метод хорош тем, что позволяет оперативно просматривать обширные области неба, обладает большой проникающей силой даже на небольших по размерам инструментах. Трудность состоит в том, чтобы получить снимки, пригодные для «блинкования». Они должны быть одинаковой плотности, изображения должны быть круглыми и одинаковыми на обеих пластинках. Для проверки необходимо иметь, по крайней мере, еще один, третий снимок. Доля вновь открываемых затменных разделенных систем невелика. Это связано с небольшими относительными размерами компонент: $r_1 + r_2 < 0.1a$ (где a – большая полуось орбиты), что приводит к малой относительной продолжительности затмений, меньше $0.1P$ (P – орбитальный период системы). Вероятность «попасть в минимум» незначительна. Кроме того, для уверенного обнаружения переменности необходимо, чтобы блеск системы изменился хотя бы на 0.25^m , что приводит для рассматриваемых систем к еще меньшему интервалу «видимости»: $< 0.05P$. Требование к амплитуде также накладывает ограничение на длительность экспозиции – если глубина минимума при частном затмении близка к 0.25^m , то длинной экспозицией он будет полностью «замыт». Ввиду огромного количества информации, содержащейся на фотопластинке, тщательный просмотр одной только пары снимков может занять у опытного наблюдателя несколько рабочих дней. Более перспективным представляется сканирование фотографий с последующей компьютерной обработкой. При таком подходе, вместо простого просматривания пластинки у нас сохраняется информация о блеске и координатах всех

звезд на фотографии. Так как нас интересуют только затменные, хорошо разделенные системы, обладающие к тому же значительным эксцентриситетом, то простого открытия звезды как переменной совершенно не достаточно. Звезда должна быть предварительно исследована тем же фотографическим методом. Для этого, как правило, необходимо не менее сотни снимков данной области неба, пригодных для измерений. При значительном эксцентриситете имеющегося материала бывает не достаточно, чтобы уверенно определить период звезды. Могут потребоваться многочисленные дополнительные измерения. Но уже из фотографической кривой блеска, если ее удастся построить, можно предварительно оценить многие параметры системы. Можно получить относительные радиусы и светимости звезд, наклон орбиты, долготу периастра и эксцентриситет. Точность получаемых элементов невысока, порядка 15–20%. Но такие исследования позволяют выбрать из всего многообразия те системы, наблюдения которых значительно более точными, но и трудоемкими методами наиболее многообещающи. Например, для исследования движения линии апсид мало перспективны системы с периодами более 10 суток и долготой периастра, близкой к 0° или 180° . При такой ориентации орбиты и таком периоде положение минимумов на кривой блеска остается практически неизменным в течение весьма длительного времени — до сотен лет.

§1.2. Широкополосные и узкополосные многоцветные наблюдения с фотоумножителями. Практика использования одноканальных и многоканальных фотометров.

Методика фотоэлектрических наблюдений достаточно хорошо отработана, и мы здесь остановимся на практике конкретных наблюдений, проведенных в рамках данной работы. В данной работе, в основном, использовался одноканальный *WBVR* фотометр с фотоумножителем ЕМІ 9863, обладающим мультищелочным фотокатодом S20. В качестве питающей оптики служил 48см рефлектор АЗТ-14А, расположенный в Тянь-Шаньской высокогорной экспедиции ГАИШ вблизи Алма-Аты (высота 3000м), далее ТШВЭ. Некоторые наблюдения проводились на той же обсерватории с четырехканальным *WBVR* фотометром с фотоумножителями ФЭУ-79 (также имеет мультищелочной фотокатод S20, но обладает меньшей чувствительностью, чем ЕМІ 9863), конструкция и принцип действия которого описаны Корниловым и Крыловым (1990). Помимо этого, использовался одноканальный *UBV* фотометр собственной конструкции автора с

фотоумножителем ЕМІ 9789 (биалкальный фотокатод), применявшимся как в ТШВЭ, так и на Крымской станции ГАИШ на телескопах ЗТЭ (125см) и Цейсс-600, а также в Москве, на телескопах АЗТ-2 (70см) и Цейсс-300 (рефрактор). Широкополосная система *WBVR* была выбрана ввиду ее лучшей определенности, особенно это касается редукции наблюдений в ультрафиолетовом диапазоне, с фильтром *W*. Подробное описание системы дано в работах Страйжиса (1977) и Халиуллина и др. (1985). За основу была принята система четырехканального *WBVR* фотометра, с которым в Государственном Астрономическом институте им. П.К.Штернберга был создан Каталог 13600 звезд Северного неба (Корнилов, Волков, Захаров и др., 1991), далее Каталог ГАИШ. Полосы *B* и *V* Каталога ГАИШ почти не отличаются от системы Моргана–Джонсона, а полоса *W* допускает однозначную редукцию в любую из систем *U* почти для всех звезд. Полоса *R* уникальна, но пересчитывается в любую из *R* еще проще, чем *W*. Не акцентируя особого внимания на техническом обеспечении, нужно отметить, что многие блоки регистрирующей аппаратуры, включая *UBV* фотометр, были разработаны и изготовлены автором самостоятельно. Например, механические узлы и кварцевое часовое ведение для двух телескопов АЗТ-14А, расположенных в ТШВЭ, два высоковольтных стабилизированных блока для *UBV* и *WBVR* одноканальных фотометров, широкополосные усилители для счета фотонов для этих же фотометров, низковольтный блок питания для широкополосных усилителей. Все приборы показали высокую степень надежности в полевых условиях, годами работая без обслуживания. Основными причинами отказов были перебои напряжения в сети и грубые ошибки наблюдателей. Например, напряжения в 2 кВ на входе не выдержит ни один усилитель, так и случилось однажды. Все это очень важно для практики наблюдений, так как, имея капризную или чувствительную к механическим воздействиям аппаратуру, невозможно получить хоть сколько-нибудь достоверные результаты. Находясь под куполом, ночью на морозе нужно использовать любую возможность для наблюдений, а не тратить драгоценное время на ремонт. Приборы должны выдерживать удары о телегу, наблюдателя и колонну, броски напряжения, перепады сезонных температур до 50° С, неумелое обращение неопытных наблюдателей – студентов, например. Практика показывает, что большинство внезапных отказов приходится именно на хорошие ночи.

Все фотометры были снабжены стандартными наборами стеклянных фильтров, описанными Страйжисом (1977); несколько могли отличаться толщины стекол. В фильтре *W* для устранения пропускания стекол марки УФС в красной области при работе с мультищелочным фотокатодом необходимо использовать кристалл медного купороса. Это

создает технические трудности при повторении системы, связанные со сложностью получения оптически однородного кристалла больших размеров (порядка 15 мм в диаметре) и его нестойкостью к влиянию внешней среды. Каждая из комбинаций светофильтров неоднократно проверялась на спектральное пропускание с помощью монохроматоров МДР-23 и «Specord». Фильтры и фотоумножители не термостатировались. Тому есть несколько причин. Любое усложнение конструкции прибора приводит к уменьшению его надежности, см. выше. Если систему охлаждать, то сразу возникнет проблема запотевания входного окна термостата, что может сократить доступное для наблюдений время наполовину – не только облака, но и повышенная влажность воздуха станет непреодолимой преградой. Если при термостатировании использовать подогрев, то мы увеличим темновой ток, ведь подогревать придется до максимальных годовых температур – для ТШВЭ это $+15^{\circ}\text{C}$. С другой стороны, опыт показывает, что редко когда ночные температуры меняются больше чем на $2^{\circ} - 4^{\circ}\text{C}$ за 10–14 часов. Большие изменения говорят о приходе атмосферного фронта, который и остановит наблюдения естественным путем. Во-вторых, температурные зависимости фотоумножителей и фильтров можно исследовать и учесть при обработке. В-третьих, звезды сравнения стараются выбрать как можно более близкими по цвету к переменной, так что небольшие изменения инструментальной фотометрической системы почти не скажутся на результатах дифференциальной фотометрии. Необходимые исследования были проведены и подтвердили незначительность сезонного температурного эффекта, см. рис.1.1. На этом рисунке приводятся наблюдения околополярной области из 45 ярких звезд, проведенные при разных температурах. Звезды в области находилась приблизительно на одних воздушных массах. Наблюдения при $T = -18^{\circ}\text{C}$ были выполнены 25/26 ноября 1987г., а наблюдения при $T = +10^{\circ}\text{C}$ – 31августа/1сентября 1988г. Стандартом являлась звезда HD5015 ($V = 4.80^m$, $Sp = F8 V$), величины ее взяты из Каталога ГАИШ. Эта звезда одновременно является наиболее часто наблюдавшимся стандартом при наблюдениях Каталога ГАИШ. Видно, что при повышении температуры полосы BVR примерно одинаково смещаются в длинноволновую область. Полоса W практически не показывает температурного эффекта. Более сильный разброс наблюдений в ультрафиолете в области красных звезд объясняется малым сигналом. Дополнительным подтверждением точности проведенных наблюдений служит подтверждение переменности нескольких объектов каталога NSV и нескольких малоамплитудных переменных, случайно попавших в список. Звезды этого же списка (всего около 100шт.) были использованы и при редукции наших наблюдений в систему Каталога ГАИШ.

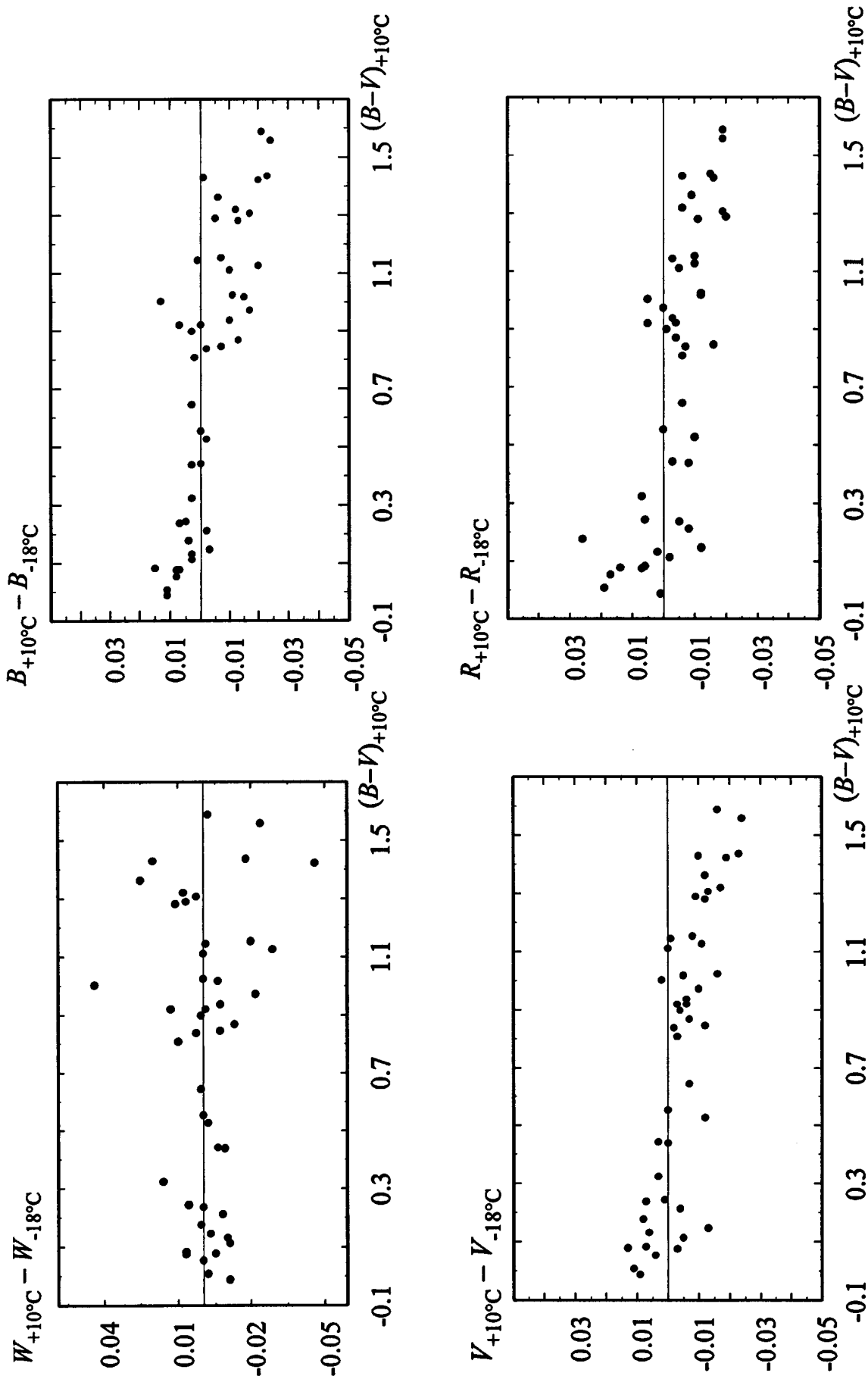


Рис.1.1 Температурный эффект в кривых реакции одноканального WBVR электрофотометра

Важным параметром является стабильность фотоумножителя. Известно, что статистика фотонов и, следовательно, фотоэлектронов должна следовать закону распределения Пуассона. Отклонение статистики от Пуассоновской говорит о том, что в фотоумножителе, например, некачественный вакуум, и некоторые импульсы тока внутри колбы вызывают вторичные разряды. Может возникнуть, так называемая, положительная оптическая обратная связь, когда вспышка света от сильного электронного импульса вблизи анода инициирует новые фотоэлектроны с фотокатода. Отбор ФЭУ по этому параметру проводится записью статистики отсчетов в течение достаточно длительного времени при засветке фотокатода более сильным, чем при наблюдениях, стабильным источником света. Наша практика показала, что все используемые фотоумножители являлись практически идеальными приемниками, не внося в измерения дополнительного шума. Даже темновой ток, как правило, был в несколько раз слабее отсчетов на фон неба. В безлунную ночь в ТШВЭ, при условии отсутствия подсветки от Алма-Аты (город в облаках, на горе ясно, очень редкая ситуация), отсчет в 29" диафрагме на фон неба в фильтре V был 90сек^{-1} , а темновой ток при $T = -5^\circ\text{C}$ был около 5сек^{-1} . Пример записи микропеременности для характеристики точности наблюдений приведен на рис.1.2. Верхние графики представляют разности величин между переменной звездой (или контрольной звездой) и звездой сравнения, нижние – разности величин между переменной звездой (или звездой сравнения) и контрольной звездой. Отдельная точка соответствует 30сек экспозиции звезды величиной $V \sim 8^m$ на 48см рефлекторе. Видно, что разности «программная звезда – звезда сравнения» для переменной и контрольной звезды коррелируют. Амплитуда переменной V534 Тау во вторую ночь заметно снижается при учете разности ее блеска с контрольной звездой, а не с основной звездой сравнения. Последняя, видимо, обладает микропеременностью на уровне 0.005^m . Средняя ошибка отдельной разности величин равна 0.0031^m в первую ночь и 0.0057^m во вторую. Это соизмеримо с ошибкой, которую мы вправе ожидать из одной только статистики фотонов: 0.0016^m . Влияние атмосферы – «мерцаний» звезды, на точность измерений, даже в идеальную по всем параметрам, фотометрическую ночь, в 4 раза сильнее, чем влияние фотонного шума. Не углубляясь далее в проблему точности фотометрических наблюдений, отметим лишь, что получаемая в ТШВЭ точность оказывается недостижимой для большинства других обсерваторий. При выносе за атмосферу данных наблюдений, представленных на рис.1.2, использовалась безаэрозольная модель

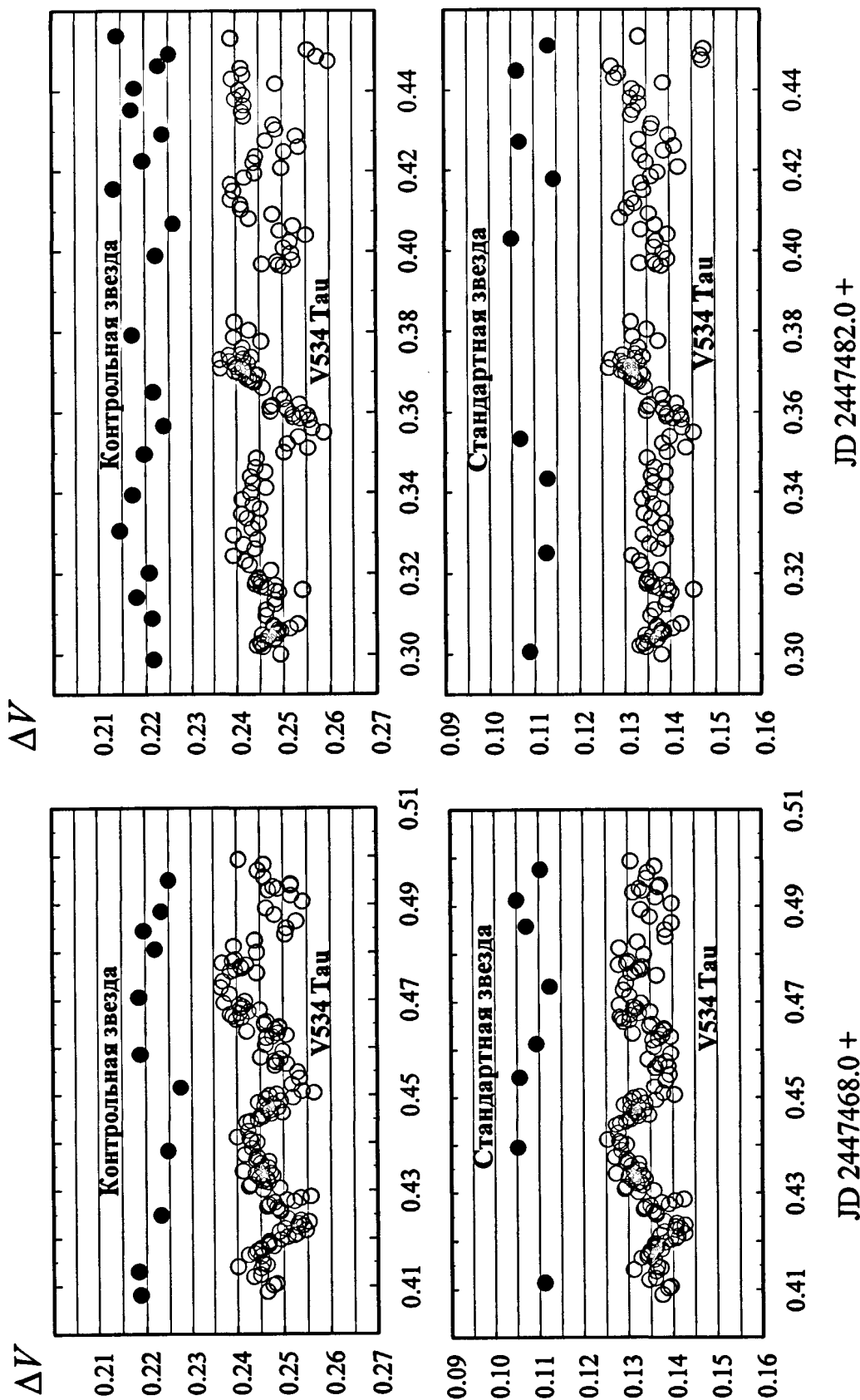


Рис.1.2. Наблюдения микропеременности V534 Tau, фильтр V. Верхние графики – разности контрольной и переменной звезд со стандартной; нижние – разности стандартной и переменной звезд с контрольной звездой. Стандартная звезда показывает переменность с полной амплитудой 0.005^m.

атмосферы. Воздушная масса увеличивалась от $M=1$ в начале записи до $M=1.6$ в конце. Сами заатмосферные отсчеты на звезду держались внутри 1% диапазона, практически так же, как и разности величин на рис.1.2. Лишь в конце ночи JD 2447482 начались колебания прозрачности, превышающие 1%. Через 30 минут после окончания записи в эту ночь небо затянуло облаками. Точность наблюдений в эту ночь тоже ниже. Т.е. при наличии предварительной обработки в реальном времени оказывается возможным прогнозировать изменение наблюдательной погоды и соответственно корректировать программу наблюдений. Хотя обе записи разделены интервалом в 14 дней, температура в обе ночи отличалась на 9°C , наблюдения разделены промежутками непогоды, систематических расхождений в средних уровнях разностей нет.

Методом, предложенным Халиуллиным (1975), регулярно проверялась линейность всего приемного тракта: фотоумножитель – усилитель – счетчики импульсов. Используя понятие «мертвого времени» для статистики Пуассона, мы регулярно проверяли данный параметр, наблюдая в стабильную ночь несколько звезд (обычно 3) при разных (как правило, 5 – 6) апертурах питающей оптики. Диаметр входного отверстия телескопа регулировался ирисовой диафрагмой. Методом итераций находилась искомая величина. Для всех мультищелочных ФЭУ $\tau \sim 20 - 25\text{нс}$, а для биалкального $\tau \sim 40 - 45\text{нс}$. Различие связано с конструкцией динодов конкретных ФЭУ. Вся процедура занимала 15–20 минут. «Узким» звеном в цепочке регистрации является ФЭУ. Усилители конструкции Корнилова (Корнилов и Крылов, 1990) обладали «мертвым временем» порядка 5нс, счетчики – таким же. ЕМІ 9863 обладает несколько меньшим мертвым временем, чем ФЭУ-79, примерно 15 нс против 20 нс, и значительно лучшим одноэлектронным пиком. Это позволяет увереннее выставлять уровень дискриминации усилителя и говорит о лучшем отношении сигнала к шуму фотоумножителя фирмы ЕМІ. За счет наличия токопроводящей оболочки, находящейся под потенциалом катода -1.9кВ , данный фотоумножитель менее подвержен влиянию электростатических полей, а значит и сезонным изменениям влажности. Иногда весной, при интенсивном таянии снега и высоком уровне влажности, работать с ФЭУ-79 было практически невозможно из-за повышенного и, главное, нестабильного темнового тока. В некоторых случаях помогало «проветривание» фотометра, а иногда и нет. Точных причин установить не удалось. Но у ЕМІ 9863 такого эффекта за все время работы не наблюдалось.

Один из наших объектов, $\alpha\text{ CrB}$, чрезвычайно яркий: $V = 2.21^{\text{m}}$. Яркие звезды фотометрировать значительно сложнее, чем даже предельно слабые. При отсчетах

порядка 10^6 с^{-1} , даже хорошо известное τ , точностью порядка 3 – 4%, вносит значительную погрешность в наблюдения. Кроме того, формула нелинейности:

$$N = \frac{N_{obs}}{1 - \tau N_{obs}}, \quad (1.1)$$

где N – число пришедших, N_{obs} – число зарегистрированных импульсов, τ – «мертвое время», перестает работать, т.к. возникает постоянная составляющая в сигнале из-за накопления заряда в паразитных емкостях проводов и входных цепей, что приводит как бы к изменению уровня дискриминации, τ меняется, причем закон изменения зависит от этих емкостей, а они каждую ночь разные, находятся в сложной зависимости от температуры, влажности и т.д. Предпочтительнее становится не счет фотонов, а аналоговый режим регистрации. Но это требует совсем другой аппаратуры. Выход в ослаблении сигнала. Но просто уменьшить сигнал нейтральным фильтром является нерациональным способом, и мы вместо этого использовали интерференционные фильтры. Имея высокое пропускание в максимуме, за счет малой ширины они ослабили сигнал до приемлемых уровней. Кроме того, применение интерференционных фильтров существенно облегчает учет атмосферной экстинкции. Измерения звезд разных спектральных классов становится возможным выносить за атмосферу с одинаковыми Бугеровскими коэффициентами. Правильный выбор полос помогает избавиться и от вредного влияния водяного пара в красной области, повысить контраст наблюдаемого явления, выбрать наиболее интересный участок спектра объекта наблюдения. Таким образом, положительное влияние узкой полосы пропускания несколько компенсирует сложности наблюдения ярких объектов. К тому же при наблюдениях ярких звезд подходящие по блеску и цвету звезды сравнения оказываются в нескольких угловых градусах от переменной, на других воздушных массах, и частое наведение на стандарт для контроля атмосферы уже не работает так хорошо, как при наблюдениях в непосредственной близости к переменной.

§1.3. Использование ПЗС – матриц в фотометрии: преимущества и недостатки в сравнении с фотоумножителями.

Некоторые наши наблюдения выполнены с использованием ПЗС-матриц. В отличие от фотоумножителей, матрицы используют внутренний фотоэффект. Электроны, высвободившиеся в материале светоприемника под влиянием потока фотонов, уже не

тратят энергию на преодоление потенциального барьера на границе вещество–вакуум, а остаются внутри чувствительного элемента, накапливаясь в потенциальных ловушках, созданных системой специальных электродов. Размер отдельной ячейки порядка 10–20 мкм и распределены они в виде двумерной матрицы на поверхности светочувствительного элемента, в качестве которого обычно используется кремний. По окончании экспозиции заряд из ячеек последовательно сливается, усиливается и оцифровывается. Все вышесказанное и определяет основные характеристики матриц. Они непрозрачны и поэтому имеют квантовый выход до 90% в максимуме чувствительности (у ФЭУ с полупрозрачным фотокатодом не более 25%). За счет меньшей энергии выхода фотоэлектронов они чувствительны к инфракрасному излучению – до $\lambda = 1.1\text{ мкм}$. Это панорамные приемники, и они несут информацию о положении упавшего фотона. Для их питания не требуется источников высокого напряжения. Если звезда сравнения при измерении помещается на одном снимке с исследуемым объектом, то получаем возможность контролировать атмосферу и фон одновременно с измерением объекта. Наши наблюдения показали возможность фотометрирования с незначительной потерей точности при поглощении в облаках до 1^m . Помимо перечисленных достоинств, матрицы обладают недостатками. За счет меньшей работы выхода у ПЗС-матриц больше тепловой шум, чем у ФЭУ. Матрицы приходится охлаждать, что усложняет наблюдения и удорожает оборудование. Чувствительность даже близких элементов может сильно отличаться, необходимо контролировать это снимками равномерно освещенного поля. ПЗС-матрицы обладают значительным шумом считывания. Дополнительный шум привносится при усилении сигнала. ФЭУ от этих шумов практически свободны. Применявшиеся нами матрицы фирмы SBIG ST6 и ST7 показали точность фотометрирования $\sim 0.019^m$ против 0.006^m у ФЭУ при сравнимых апертурах питающей оптики, экспозициях и тех же объектах наблюдений. Звезда сравнения должна находиться на одном снимке с переменной. Также много наблюдательного времени теряется при считывании кадра. Особенно это сказывается при коротких экспозициях. Но стоит только начать наблюдать в легкие облака, при дымке, при сильной Луне, как картина меняется. Точность наблюдений с ФЭУ падает до 4% – 6% для одного измерения, а у матрицы остается почти прежней, до разумных пределов поглощения, конечно, см. выше. Наличие яркой Луны также уравнивает точность измерений с ФЭУ и матрицей. При сильном фоне неба, собственный тепловой шум матрицы уже не столь заметен в совокупном шуме от фона неба и темноты. При московских наблюдениях за счет использования матриц наблюдательное время, пригодное для фотометрии, почти удваивалось. Неоценимы

преимущества матриц при наблюдении предельно слабых объектов, невидимых глазом в поле телескопа. Одновременное накопление сигнала от переменной, фона и звезды сравнения делает такие наблюдения практически неотличимыми по точности от наблюдений более ярких звезд, в то время как для фотоумножителей требуются офсетные подсмотры и отличное качество атмосферы. Надо также отметить, что требование к часовому ведению у матриц выше, чем при наблюдениях с фотоумножителями. Если из-за плохого часового ведения приходится укорачивать продолжительность накопления сигнала, то две последовательные экспозиции с ФЭУ можно просто просуммировать, не ухудшая отношения сигнала к шуму, в то время как два последовательных кадра на ПЗС дадут гораздо меньше информации, чем один кадр двойной длительности – за счет шума считывания, конечно. Нами проводился эксперимент, когда на одном снимке осуществлялась привязка не к одному яркому стандарту, а к суммарному сигналу от нескольких звезд, равному в совокупности сигналу от одной более яркой звезды. Результат был неудовлетворительным. Использование яркой звезды сравнения оказалось предпочтительней. Также при мониторинге в течение нескольких часов были отмечены внезапные изменения в разности стандарт–переменная, своего рода ступеньки на «прямой» блеска, до 1.5–2%. Возможно, это связано с запотеванием окошка или с особенностями учета темнового тока матрицы. Это явление очень неприятно и ставит под сомнение достоверность полученной информации. Надо также отметить, что один снимок с изображениями 2–3 исследуемых звезд займет около 60 кбайт емкости носителя информации, чему соответствуют максимально 3 строки в файле протокола наблюдений с ФЭУ, около 10 байт. Вот, вкратце, отличия в практике наблюдений с ПЗС и с фотоумножителями. Надо еще сказать о стоимости оборудования. Если в случае с ФЭУ мы работали с приборами, соответствующими всем мировым стандартам и стоимость их не превышала 2000\$, то аналогичная по уровню матрица стоит порядка 100000\$ со всей необходимой для ее функционирования аппаратурой. Резюмируя, скажем, что списывать фотоумножители еще рано. Для высокоточной фотометрии они по-прежнему являются основными приемниками света.

§1.4. Исследование кривых реакции использованных в работе систем фотометрической аппаратуры.

Для проверки нашей фотометрической системы и для редукции систем разных

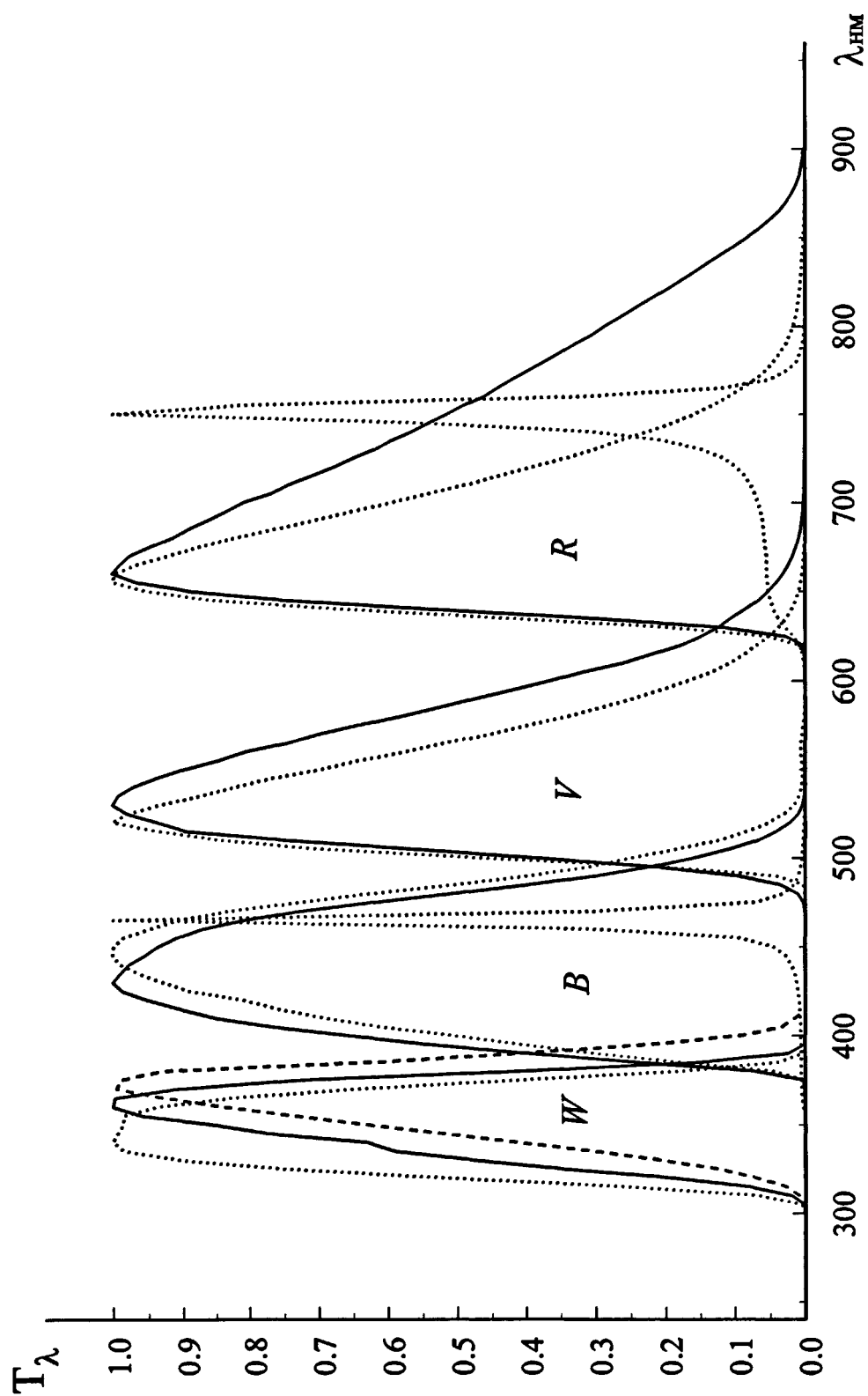


Рис.1.3. Кривые реакции *WBVR* фотометров, показаны интерференционные фильтры и фильтр *U* Джонсона (штриховая линия). Сплошная линия – четырехканальный фотометр, точки – одноканальный фотометр.

фотометров в систему Каталога ГАИШ нами были предприняты дополнительные исследования. Используя пироэлектрический болометр, обладающий «серым» откликом, и монохроматор МДР-23, мы измерили относительное спектральное распределение энергии за выходной щелью монохроматора. Заменяв болометр нашей приемной аппаратурой, мы получили кривые спектральной чувствительности *WBVR* одноканального и *WBVR* четырехканального фотометров. Полученные кривые реакции были введены в компьютер и использовались при обработке наблюдений. На рис.1.3 представлены полученные графики. Здесь же показаны кривые реакции четырехканального *WBVR* фотометра, полученные нами тем же способом, а также кривые реакции при использовании интерференционных фильтров и стандартные кривые реакции системы Моргана–Джонсона по данным Страйжиса (1977). Мы видим, что все полосы одноканального фотометра, кроме *B*, смещены в сторону коротких длин волн. Т.к. фильтры применялись практически одинаковые, то ответственность за сдвиг несет фотоумножитель ЕМІ 9863. Его кривая чувствительности имеет более красную коротковолновую границу по сравнению с ФЭУ-79. Это определяет более узкие полосы *V* и *R* одноканального фотометра. Кроме того, в области *B* он имеет горб на кривой чувствительности, положение этого горба определяет смещение максимума чувствительности полосы *B* в красную область. Т.к. ЕМІ 9863 имеет большую чувствительность в ультрафиолете, то и полоса *W* смещена в сторону коротких длин волн. Дополнительное влияние оказывает имеющаяся в четырехканальном фотометре склейка из отклоняющих призм. Примененный клей имеет дополнительное поглощение в диапазоне 340–380 нм, так что полоса *W* четырехканального фотометра сдвинута в длинноволновую область от расчетной. Заметная ступенька на коротковолновой границе полосы пропускания реальна и объясняется неудачным выбором клея. Кроме сдвига в красную область, склейкой ослаблено и общее пропускание в полосе *W* четырехканального фотометра. Ультрафиолетовая полоса чувствительности занимает промежуточное положение между предложенной В.Страйжисом полосой *W* и полосой *U* Моргана–Джонсона. Поэтому часть преимущества от введения полосы *W* потеряна, бальмеровский скачок влияет на наблюдения в ультрафиолете сильнее, чем предусматривалось. Мы видим, что даже при одинаковых фильтрах и типах фотокатодов можно получить сильно отличающиеся друг от друга кривые реакции. Поэтому необходимо проводить подобные исследования и внести необходимые изменения в конструкцию фотометра заранее, до начала систематических наблюдений. Например, возможно скорректировать необычный вид кривой чувствительности фотоумножителя

соответствующим подбором стеклянных фильтров из набора оптического стекла или использовать другой клей для соединения оптических элементов фотометра. В противном случае есть опасность потерять в точности пересчета в стандартную систему, а в некоторых случаях корректная редукция оказывается невозможной.

§1.5. Учет поглощения излучения в атмосфере и редукция наблюдений в стандартную фотометрическую систему.

Преимущества, предоставляемые современными вычислительными средствами, позволили отказаться от традиционных методов редукции фотоэлектрических наблюдений. Известно, что основными источниками ослабления света видимого диапазона в атмосфере являются рэлеевское рассеяние в газах, поглощение аэрозольными частицами, поглощение в озоновом слое и поглощение водяными парами. Все эти параметры рассеяния и истинного поглощения возможно учесть математически, определив зависимость ослабления прошедшего элементарный слой атмосферы луча света от длины волны. Сложив влияние от каждой из компонент и распространив его на единичную толщину находящейся над наблюдателем атмосферы, мы получим некую модель атмосферы для данной наблюдательной точки на поверхности Земли. Естественно, что для разных высот над уровнем моря рэлеевская составляющая будет отличаться, т.к. слой атмосферы над наблюдателем будет иметь разную толщину. Рэлеевская составляющая достаточно просто пересчитывается для разных высот. Озоновая составляющая от высоты над уровнем моря не зависит, меняясь сложным образом по поверхности планеты. Обычно выбирают некий средний уровень озона в атмосфере, соответствующий 3мм сжиженного озона. Так же выбирают средний для всей атмосферы уровень содержания водяного пара (Страйжис, 1977). Имея такую модель, мы можем местные отклонения от нее учесть путем внесения дополнительных безразмерных параметров, учитывающих селективность поглощения и общее ослабление (Мошкалев и Халиуллин, 1985). Эти параметры можно получить из разновысотных измерений стандартных звезд для конкретного интервала наблюдений. Зависимость поглощения от длины волны определяет необходимость использования в процедуре выноса распределения энергии E_λ в спектре наблюдаемой звезды и кривой спектральной чувствительности аппаратуры T_λ . Если T_λ измеряется лабораторно, см. выше, то E_λ для наблюдаемых звезд получить не всегда возможно. Выходом служит использование средних E_λ для звезд данного спектрального

класса. Средние E_d мы использовали по данным Вильнюсской обсерватории (Свидерскене, 1980). Спектральные классы и межзвездное поглощение достаточно точно определяются из четырехцветной *WBVR* фотометрии в начале обработки наблюдений. Для каждой звезды выбирается спектральный класс, наиболее подходящий для ее показателей цвета, с ним и ведется вся дальнейшая обработка. Для уменьшения влияния неопределенности принимаемой модели атмосферы и спектра звезды, обычно перед началом цикла наблюдений выбираются звезды сравнения, близкие к переменной по угловому расстоянию на небе и с похожими показателями цвета. При этом систематические ошибки выноса наблюдений за атмосферу, и без того имеющие порядок в несколько тысячных звездной величины, становятся в несколько раз меньше случайной ошибки наблюдений. Хочется заметить, что желательно выбирать достаточно яркие звезды сравнения с тем, чтобы не тратить время на накопление сигнала до нужной точности по фотонной статистике. В ночи со стабильной прозрачностью вынесенные за атмосферу измерения стандарта укладывались в условиях наблюдений в ТШВЭ в 0.01^m . Таким образом, все наведения на стандарт могли быть усреднены и в практическом значении оказывались как бы не имеющими ошибок. Но для надежности получаемых данных, обычно измерения звезды все-таки привязывались к ближайшим по времени наблюдениям стандарта.

Знание спектральных классов, межзвездного поглощения, заатмосферных величин наблюдаемых звезд в инструментальной системе и кривых реакции фотометров позволяет нам вычислить поправки для редукции инструментальной системы в стандартную систему Каталога ГАИШ. Но доля сомнения всегда остается. Поэтому для практических целей редукции в систему Каталога ГАИШ мы провели дополнительные наблюдения в системе одноканального *WBVR* фотометра ряда ярких звезд, имевших достаточное количество наблюдений при создании Каталога ГАИШ. Полученные графики приведены на рис.1.4.

Из графиков видно, что для полос *B*, *V* и *R* с точностью около 1% возможна однозначная редукция в систему Каталога ГАИШ, а для полосы *W* редукция затруднена, необходимы дополнительные данные о спектре наблюдаемой звезды. Точки над основной кривой на этом графике относятся к сверхгигантам. Разброс в красной части обуславливают красные переменные звезды. В районе голубых звезд видно, что график раздваивается. Эта неоднозначность связана с межзвездным покраснением части звезд. Для звезд остальных спектральных классов пересчет в систему Каталога ГАИШ не представляет трудностей. Видно также, что полученные лабораторно сдвиги полос

чувствительности одноканального фотометра подтверждаются. Использование фотоумножителя ЕМІ 9863 оправдано его более высокой чувствительностью в B (в 2 раза) и V (в 1.5 раза), его прекрасной стабильностью, хорошим одноэлектронным пиком и возможностью пересчета в стандартную систему с точностью, превышающей практические нужды. Мы не приводим здесь теоретических расчетов ожидаемых поправок к наблюдениям, т.к. для практических целей полученных графиков вполне достаточно. При пользовании двцветными диаграммами, построенными на основании наблюдений Каталога ГАИШ, мы не теряем в точности определения спектрального класса, межзвездного поглощения и, соответственно, температуры и металличности звезды, если наблюдаем на одноканальном $WBVR$ фотометре. Такие же графики были получены и для UBV фотометра и ПЗС-матрицы. Для ПЗС-матрицы ультрафиолетовый диапазон недоступен, зато возможны наблюдения в полосе I , хотя для практической фотометрии эта полоса менее информативна, чем W . Заметим, что полосы B и V Каталога ГАИШ практически совпали с соответствующими полосами стандартной системы UBV Моргана–Джонсона. Это подтверждают и наблюдения. Поэтому приводимые в дальнейшем величины B и V , редуцированные в систему Каталога ГАИШ, являются одновременно и стандартными величинами системы UBV Моргана–Джонсона.

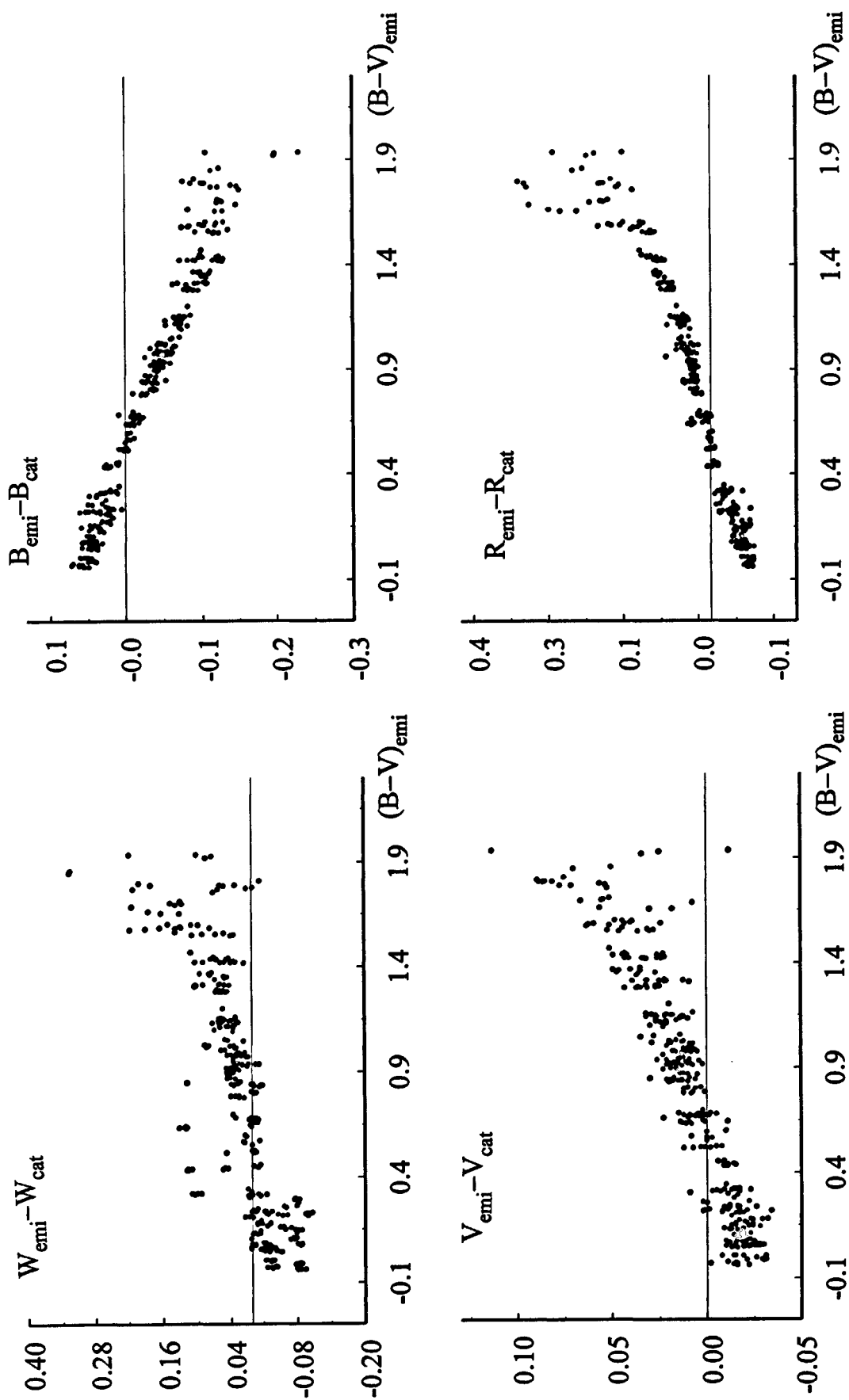


Рис.1.4. Разность инструментальных величин одноканального $WBVR$ фотометра и Каталога ГАИШ. Индекс "emi" относится к одноканальному фотометру. Индекс "cat" относится к Каталогу.

Глава II. Исследование релятивистского вращения линии апсид затменной системы α Северной Короны.

§2.1. Постановка задачи. История открытия и изучения системы.

Система α Северной Короны (A0 V + G7 V, $V = 2.21^m$, $P = 17^d.36$) является четвертой по яркости известной затменной переменной. Уже 100 лет назад звезда была выявлена как спектрально-двойная (Хартман, 1903). Звезда также являлась одним из объектов для наблюдений в пионерских работах по электрофотометрии Дж.Стеббинса. Он и обнаружил в 1912 г. неглубокое, всего в 0.1^m , затмение главной компоненты вторичной по наблюдениям с фотоэлементом в синих, $\lambda = 4500\text{\AA}$, лучах (Стеббинс, 1928). Для звезды известны четыре ряда спектральных наблюдений линий главного компонента: Джордан (1909), Кэннон (1909), Мак-Лафлин (1933) и Эббигхаузен (1976). Попытка Эббигхаузена (1976) измерить апсидальное движение в системе не увенчалась успехом ввиду низкой чувствительности спектрального метода к малым изменениям e и ω . Мак-Лафлин (1933) специально наблюдал лучевые скорости α CgV в главном минимуме для получения данных о вращении главного компонента. Крон и Гордон (1953) сумели из своих фотоэлектрических наблюдений в красной области ($\lambda = 7230\text{\AA}$) обнаружить неглубокое ($\sim 0.02^m$) полное затмение спутника главным компонентом. Томкин и Поппер (1986) по спектральным наблюдениям с ретиконом обнаружили в спектре звезды слабые линии спутника ($\Delta m \sim 5$) и сумели построить для него кривую лучевых скоростей. Таким образом, стараниями многих исследователей в течение одного столетия, по мере прогресса наблюдательной техники, была постепенно получена информация об абсолютных параметрах системы. Все же некоторые несоответствия оставались. Например, светимость спутника по данным фотометрии Крона и Гордон получалась завышенной при сравнении со спектральными наблюдениями Томкина и Поппера и эмпирическим законом масса-светимость. Картина также оставалась неполной без исследования вероятного апсидального движения в системе, что позволило бы нам заглянуть в недра главной компоненты системы. Кох (1977) вычислил для ряда затменных систем ожидаемые скорости апсидального движения, поместив в свой список α CgV как наиболее перспективный объект для исследования релятивистского движения периастра.

Он оценил превышение релятивистского эффекта над классическим в 6 раз, но при этом не учел быстрого осевого вращения главной компоненты, хотя на это указывали практически все авторы, наблюдавшие спектр системы. В действительности же в движении периастра данной двойной должен доминировать классический эффект. Система также остается чрезвычайно важной для проверки существующих теорий эволюции звезд, так как состоит из сильно отличающихся по массе звезд одного возраста. Поскольку фотоэлектрическая кривая блеска, полученная Кроном и Гордон, оставалась единственной пригодной для решения (точность фотоэлектрической фотометрии Дж.Стеббинса недостаточна для звезды со столь мелкими затмениями) и в решении их кривой блеска оставались расхождения со спектральными наблюдениями, превышающие вероятные ошибки, была поставлена задача получения новой фотоэлектрической кривой блеска звезды. Оставлял некоторые сомнения в надежности фотометрии Крона и Гордон и тот факт, что γ СгВ, основная звезда сравнения в их наблюдениях, теперь известна как переменная типа δ Щита (ОКПЗ, 2002). Переменная в небольших пределах и контрольная звезда, использовавшаяся Кроном и Гордон, β СгВ (ОКПЗ, 2002). По смещению фазы вторичного минимума относительно главного можно попытаться определить изменение долготы периастра, связанное с апсидальным вращением в системе. Большой промежуток времени (40 лет), прошедший с эпохи наблюдений Крона и Гордон, позволял надеяться на успех. Система действительно обнаружила увеличение долготы периастра ω , но значительно меньшее теоретического (Волков, 1993). Новые данные, опубликованные Шмиттом (1998), позволяют уточнить это значение. Кроме того, более современные теоретические данные о константах концентрации массы к центру звезд, k_{2i} , приводят к пересмотру теоретически ожидаемого значения скорости апсидального движения, $\dot{\omega}$. Подобные измерения проводились неоднократно для многих звезд, и задача не была бы слишком сложной, если бы не тот факт, что блеск вторичной компоненты, звезды класса G, составляет менее 2% от блеска главной компоненты, звезды A0, даже в ближнем инфракрасном диапазоне. Кроме этого выяснилось, что главная компонента обладает физической переменностью, достигающей до 4%, поэтому потребовались дополнительные наблюдения для ее исследования и внесения соответствующих поправок в наблюдательные данные. Наш анализ основывается на спектроскопических наблюдениях Эббигхаузена (1976) и Томкина и Поппера (1986), фотометрии в ближнем ИК диапазоне 7230Å Крона и Гордон (1953), в узких полосах 7510Å и 4600Å в ТШВЭ (Волков, 1993) и рентгеновских наблюдениях моментов вторичных минимумов Шмитта (1998).

§2.2. Узкополосная электрофотометрия α Северной Короны в $\lambda\lambda$ 4600 и 7510 Å и построение высокоточных кривых блеска.

Все наши наблюдения были проведены в условиях высокогорья ($h \sim 3000$ м), в ТШВЭ. Использовался 48см рефлектор АЗТ-14А с одноканальным электрофотометром. Приемником света служил специально отобранный по темновому току фотоумножитель ЕМІ 9863 с мультиселочным фотокатодом S-20, что позволяло работать одновременно в ближней ИК области и в видимом свете. Для уменьшения потока света от звезды мы применили интерференционные фильтры с полушириной полосы пропускания 55Å у фильтра λ 4600 и 120Å – фильтра λ 7510. Полосы пропускания были выбраны следующим образом. Фильтр λ 4600 близок к максимуму чувствительности фотоприемника Стеббинса (1928), наблюдения которого мы также использовали. Фильтр λ 7510 выбран так, чтобы настолько, насколько позволяет граница чувствительности ФЭУ, продвинуться в длинноволновую область спектра, где светимость слабого спутника максимальна, и “вклиниться” между полосами поглощения воды, которые доминируют в кривой прозрачности атмосферы в данной части спектра. Попутно, использование столь узких полос пропускания фильтров в значительной мере устранило ошибки, связанные с процедурой выноса наблюдений за атмосферу. Особую проблему составил выбор подходящих звезд сравнения. Все наиболее близкие по блеску, спектру и угловому расстоянию соседки являются или переменными звездами, или заподозрены в переменности (ОКПЗ, 2002). Подходящим выбором оказалась HD 135502 ($V=5^m.29$, A2 V) в качестве основной звезды сравнения, а в качестве контрольной звезды была выбрана HD 143761 ($V=5^m.41$, G2 V). Обе звезды являются стандартами Каталога ГАИШ, наблюдения которого в это время активно велись. Это обеспечило непрерывный контроль постоянства блеска звезд сравнения на протяжении всего наблюдательного периода. Обе звезды оказались постоянными в пределах $\pm 0^m.002$. Параллельно мы наблюдали звезду α CrB на 4-х канальном *WBVR* фотометре, с которым проводился вышеуказанный обзор. Этих наблюдений значительно меньше, но все же достаточно, чтобы оценить глубину вторичного минимума в стандартных полосах *WBVR*, что в дальнейшем помогло при определении спектрального класса слабой компоненты. Всего нами получено 1481 индивидуальное измерение звезды в λ 7510 фильтре и 653 на λ 4600. Помимо этого получено 110 *WBVR*-измерений и 171 измерение отдельно в полосе *V*.

Методика наблюдений была стандартной: при отдельном наведении проводилась запись в двух фильтрах, затем также в двух фильтрах наблюдалась звезда сравнения.

Запись в каждом фильтре продолжалась от 30 секунд на λ 4600 до 1 минуты на λ 7510. При этом накапливалась статистическая точность лучше 1% и усреднялись мерцания звезд. На больших воздушных массах, $M > 2$, в ночи с неустойчивой атмосферной прозрачностью и при наблюдениях во вторичном минимуме запись шла только на λ 7510. Суммарный сигнал от фона и темнового тока записывался лишь эпизодически, т.к. он не превышал 1% от сигнала от самой слабой из наблюдавшихся звезд. Температурные изменения не превышали 4°C в течение отдельной наблюдательной ночи, температура фиксировалась регулярно. Так как звезда сравнения удалена от α CrB на 5° , а контрольная звезда — на 8.6° , мы проверили нашу систему телескоп-фотометр на возможный азимутальный эффект, который связывают с изменением пространственной ориентации фотометра при наведениях телескопа на сильно отличающиеся по координатам объекты. Но даже при перекладке телескопа из положения к западу от колонны в положение к востоку от колонны отсчеты на звезду не менялись более чем на 0.5%, да и эти изменения, если случались, не обязательно были следствием азимутального эффекта. Основной вклад в ошибки наблюдений, таким образом, дают небольшие локальные по времени и координатам на небесной сфере изменения прозрачности. Свести их к минимуму мы пытались более быстрым чередованием наблюдений переменной и звезды сравнения. Большинство наблюдательных ночей ($\sim 90\%$), было хорошего фотометрического качества. В ходе их обработки вынесенные за атмосферу измерения звезды сравнения укладывались в шумовую полосу шириной 2–3%, а были ночи и лучше 1%! При такой стабильности атмосферы интерполяция между двумя последовательными измерениями стандарта приводит даже к потере в точности, поэтому при получении разности «переменная — звезда сравнения» мы использовали все наблюдения стандарта в данную ночь, но с разным весом: сильнее удаленные по времени измерения звезды сравнения имели меньший вес. Вводился некий параметр, который этот вес определял в зависимости от стабильности атмосферы. Скажем, в плохую ночь дело сводилось к простой интерполяции между последовательными измерениями звезды сравнения, в хорошую же ночь все наблюдения стандарта как бы усреднялись. Мы уделили здесь столько внимания предосторожностям, связанным с устранением ошибок при наблюдениях, чтобы подчеркнуть сложность поставленной задачи. Пренебрежение любой из указанных мер могло превратить наш наблюдательный ряд в шум, пригодный только для качественного суждения о наличии на кривой блеска вторичного минимума.

§2.3. Определение фотометрических и абсолютных элементов.

После стандартной процедуры учета атмосферной экстинкции стало ясно, что помимо затмений звезда показывает заметную нерегулярную физическую переменность блеска, см. рис.2.1. Поиск периодичностей в изменениях блеска звезды между затмениями ничего не дал, блеск меняется хаотично. Иногда появляется волна в отдельную наблюдательную ночь, но чаще блеск внутри ночи практически не менялся, хотя в разные ночи уровень его отличался, превосходя даже глубину вторичного минимума. Отсутствие регулярных изменений блеска не дает возможности полностью вычестить из наблюдений физическую переменность, но характер переменности позволяет внести в каждую наблюдательную ночь свои поправки. Необходимость в этом признавали Крон и Гордон (1953). В дальнейшем Томкин и Поппер (1986) при повторном решении кривой блеска, полученной Кроном и Гордон, просто отбросили ночи с поправками, превышавшими 0.015^m , но улучшения точности не добились. При данном анализе мы подвергли наши наблюдения и наблюдения Крона и Гордон одинаковой процедуре учета ночных поправок. Сначала из каждого ряда были получены средние величины звезды в минимумах и между ними, затем были отдельно рассмотрены наблюдения вблизи минимумов. Те ночи, где был прописан вход или выход, привязывались к уровню плато, там, где хорошо заметно дно минимума, привязка следовала к уровню дна, а там, где имелись наблюдения на плато и на дне минимума, брался средний между дном и плато уровень. Таким образом были получены индивидуальные ночные поправки к наблюдениям. Величина их для нашего ряда не превосходит 0.0096^m . Для данных Крона и Гордон они $< 0.0241^m$. Для решения оказались пригодными обе наши кривые блеска, полученные на $\lambda\lambda$ 7510, 4600. Процедура решения кривой блеска началась с усреднения наблюдательного материала. Так как блеск звезды в затмениях меняется медленно, то выбранный интервал усреднения в 10–15 минут не оказывает искажающего действия на форму кривой блеска. Из всего массива данных в фильтре λ 7510 была образована 261 точка. Из них на моменты минимумов пришлось 123 точки, которые и послужили основой для решения средней кривой блеска модифицированным методом дифференциальных поправок (Халиуллина и Халиуллин, 1984).

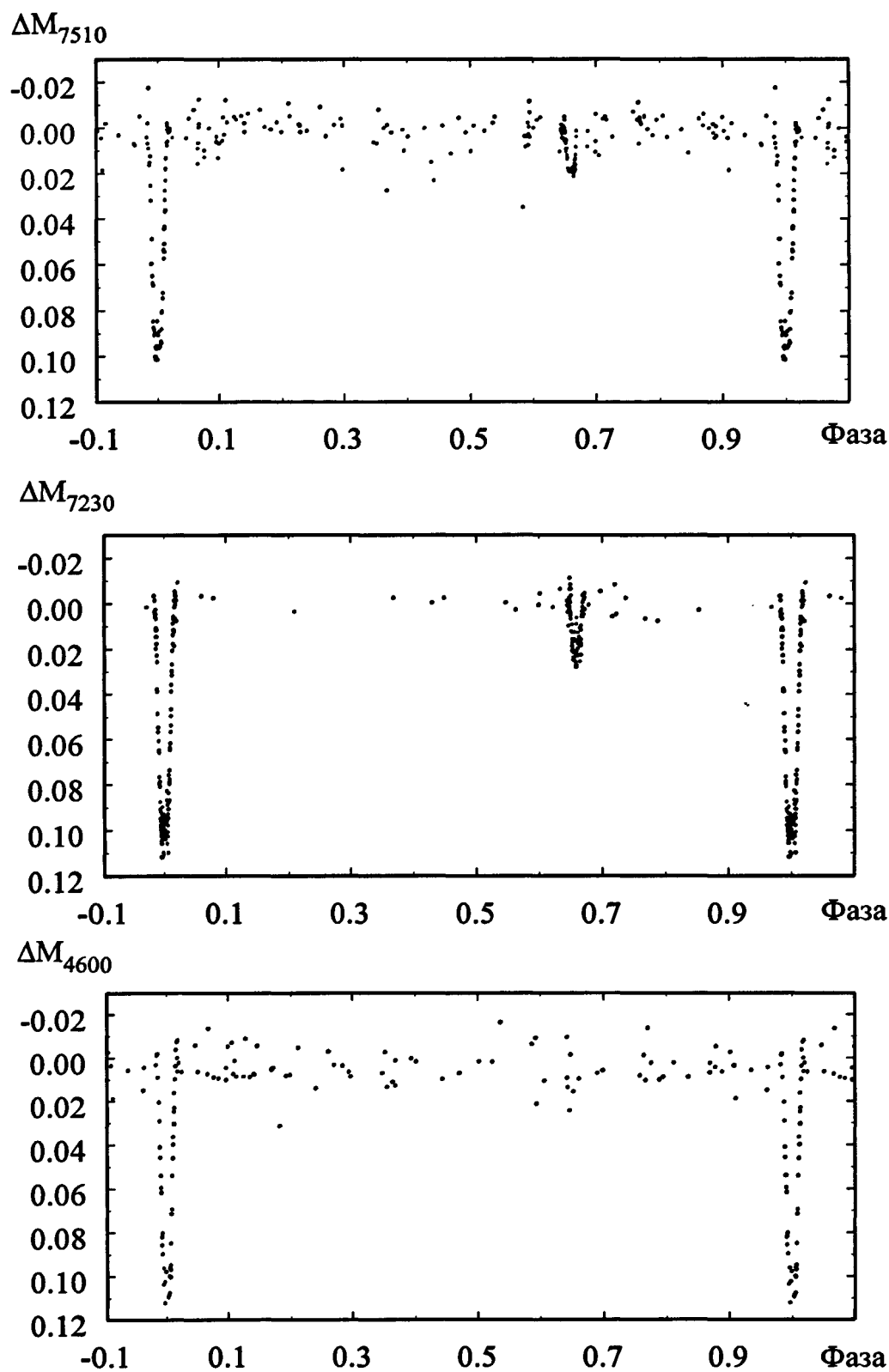


Рис.2.1. Кривые блеска α Северной Короны в разных фильтрах.
Заметна нерегулярная переменность между минимумами.

Сначала мы искали все параметры системы, за исключением коэффициента потемнения к краю вторичного компонента. К сожалению, при свободном поиске не был найден и коэффициент потемнения к краю главного компонента, хотя в случае данной системы этот параметр оказывает сильное влияние на кривую блеска, а именно на форму дна главного минимума. Наблюдается кольцевое затмение, при котором диск меньших размеров, принадлежащий менее яркой звезде, движется по диску главной компоненты. Коэффициент потемнения к краю в данном случае оказался сильно коррелированным с относительными радиусами компонент, эксцентриситетом, долготой периастра и наклоном орбиты. Поэтому пришлось зафиксировать его на теоретическом значении $u_1 = 0.28$ (Рубашевский, 1985). Результаты счета приведены в таблице 2.1 и на рис.2.2.

Таблица 2.1 Результаты фотометрических решений α CгВ в разных спектральных диапазонах, выполненные разными авторами.

Параметр	7510Å	7230Å, наше решение	7230Å, решение Крона и Гордон	7230Å, решение Томкина и Поппера	4600Å	Средневзвешенные значения
1	2	3	4	5	6	7
i	88.093(6)	88.008(6)	88.30(7)	88.2(1)	87.983(6)	88.05(4)
ω	310.85(12)	314.17(12)	316	311.0	310.85	312.2(19)
e	0.374(14)	0.352(12)	0.331	0.370	0.374	0.365(11)
r_1	0.0686(15)	0.0719(14)	0.069(1)	0.071(7)	0.0688(15)	0.0697(11)
r_2	0.0198(5)	0.0212(4)	0.0208(2)	0.021(1)	0.0208(6)	0.0204(5)
L_1	0.9840(9)	0.9822(8)	0.9805	0.977(3)	0.9954(5)	
L_2	0.0160(9)	0.0178(8)	0.0195	0.0235(3)	0.0046(5)	
u_1	0.28	0.3	0.20(6)	0.32	0.36	
u_2	0.5	0.5	0.4	0.6	0.5	
σ	0.00434 ^m	0.00517 ^m	0.006 ^m	0.0064 ^m	0.00521 ^m	

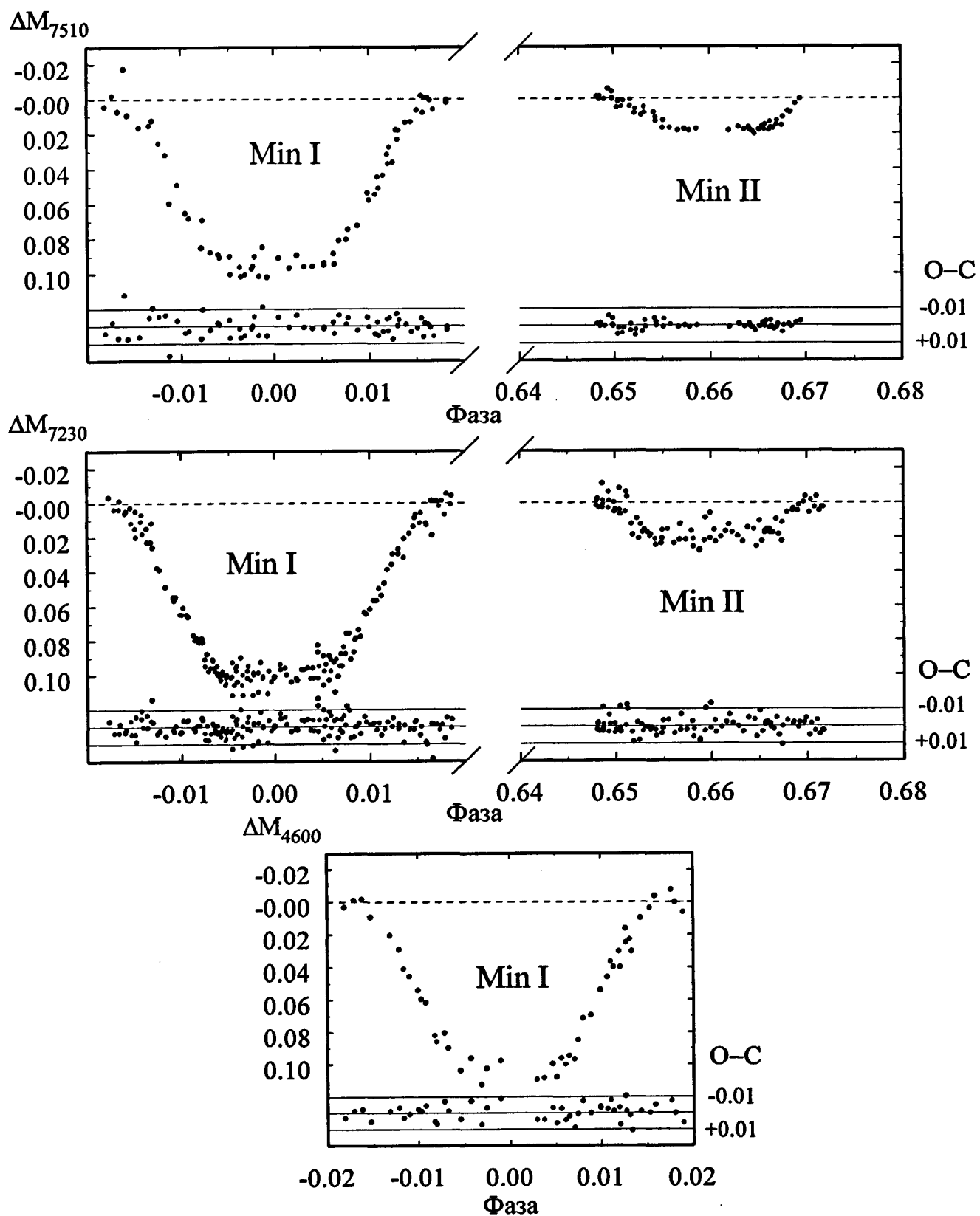


Рис.2.2. Кривые блеска α Северной Короны в минимумах по наблюдениям в разных фильтрах. Внизу каждого графика приведены отклонения O-C.

При решении кривой блеска, полученной с фильтром 4600\AA , не определяются также эксцентриситет и долгота периастра вследствие малой глубины вторичного минимума на этой длине волны. Их пришлось зафиксировать из решения кривой с фильтром 7510\AA . Данные приведены в 6-м столбце таблицы 2.1. Так как решение Крона и Гордон (1953) было получено до внедрения ЭВМ, а Томкин и Поппер (1986) использовали не все наблюдательные данные Крона и Гордон, мы переобработали данные Крона и Гордон. Результат приведен в третьем столбце таблицы 2.1. Между нашей кривой блеска и данными Крона и Гордон существуют хоть и небольшие, но значимые систематические отличия, что приводит к заметным отличиям в фотометрических решениях, см. таблицу 2.1.

Для контроля полученных решений могут служить спектральные наблюдения Томкина и Поппера (1986). Самыми сильными измеренными линиями являлись линии $\text{MgI } 8806$ и $\text{FeI } 8824$. Сравнением их эквивалентной ширины в комбинированном спектре α CгВ с эквивалентной шириной этих же линий в спектре Солнца (одиночная звезда) авторы получили, после пересчета потока по таблицам Куруча и др. (1979), на длину волны фотометрических измерений $\lambda 7230$ следующие относительные светимости L_2 : 0.014 ± 0.003 из $\lambda 8806$ и 0.018 ± 0.005 из $\lambda 8824$. Среднее значение равно 0.016 ± 0.003 . По результатам нашего решения данных Крона и Гордон, $L_2 = 0.0178 \pm 0.0008$, а наши наблюдения с фильтром $\lambda 7510$ дали $L_2 = 0.0160 \pm 0.0009$. Совпадение со спектральными измерениями хорошее. Значение из решения Томкина и Поппера (1986) $L_2 = 0.0235 \pm 0.003$ явно выпадает из общего ряда, и его следует признать ошибочным. Ошибочным следует признать и их метод селекции наблюдательного материала Крона и Гордон.

Так как наша кривая блеска и кривая Крона и Гордон имеют систематические отличия, то интересно проверить, не изменяются ли со временем и некоторые параметры системы α CгВ, что свидетельствовало бы о реальных изменениях орбиты двойной звезды. Если предположить, что со времени наблюдений Крона и Гордон (1946 – 48 гг.) произошли изменения в относительной светимости компонент, то можно провести следующие рассуждения. Предположим, на эпоху наших наблюдений сделалась более яркой главная компонента. Тогда для выполнения условия $L_2 = 0.0178$ на $\lambda 7230$ звездная величина α CгВ в фильтре $V(\lambda 5500)$ должна была составлять 2.34^m на момент наблюдений Крона и Гордон. Крон и Гордон (1953) в своей работе приводят данные о величинах звезд сравнения. Воспользовавшись разностью величин для α CгВ (A0 V) и γ CгВ (A0 V) в 1.62^m по измерениям в международной системе V_p , которая близка к системе V Моргана–Джонсона и отличается от нее нуль-пунктом, мы получим, что на

эпоху наблюдений Крона и Гордон звездная величина α CrB составляла в системе $V = 2.195^m$, в прекрасном согласии с величиной $V = 2.219^m$ из Каталога ГАИШ. Сравнение с β CrB (F0 V) по данным Крона и Гордон приводит к подобной же величине, но точность ее ниже из-за различия в спектральном классе. Итак, главная компонента своего блеска в нужных пределах не меняла. Можно предположить, что в настоящую эпоху стал на 0.12^m слабее спутник. Такое поведение для звезд G7 V не характерно, и светимости при поиске решений лучше не трогать. К тому же, увеличивая яркость спутника, мы уменьшим глубину главного минимума, что противоположно наблюдаемой картине.

Сравнение таких параметров, как долгота периастра ω и эксцентриситет e , полученных из фотометрических решений и из решений кривых лучевых скоростей, приводимых в таблице 2.2, говорит о том, что отличие этих параметров для нашей кривой блеска и для кривой блеска Крона и Гордон не связано с долговременными изменениями в параметрах орбиты в столь значительных пределах: от $e = 0.352(12)$ до $e = 0.374(14)$. Из кривых лучевых скоростей разными авторами были получены значения эксцентриситета и долготы периастра, приведенные в таблице 2.2. Все они, за исключением наблюдений Кэннона, дают приблизительно одинаковые параметры эллиптической орбиты, которые ближе к нашему решению, а не к решению кривой блеска Крона и Гордон, среднее значение $e = 0.384(12)$. Данные Кэннона, полученные на обсерватории в Оттаве, при вычислении среднего значения эксцентриситета не учитывались. Эти данные показывают разные значения лучевых скоростей при определении их по линиям магния $MgII \lambda = 4481 \text{ \AA}$ и линиям водорода-кальция: H β , H γ , H δ , K. Линии $MgII$ при решении кривых лучевых скоростей им в учет не принимались. Одни только измерения линий $MgII$ дают сходные с остальными авторами значения эксцентриситета и долготы периастра. Вероятнее всего дело в систематических ошибках спектральных наблюдений на обсерватории в Оттаве в начале прошлого века, а не в реальных изменениях параметров орбиты или вида спектра исследуемой звезды.

Основное отличие нашей кривой блеска от кривой блеска Крона и Гордон состоит в глубине главного минимума. У них он на 0.005^m глубже. Мы уже упоминали, что Крон и Гордон использовали переменные звезды сравнения, их ночные поправки поэтому больше, см. выше. К тому же при измерениях α CrB ими применялся нейтральный фильтр, а звезды сравнения измерялись без нейтрального фильтра. В силу вышесказанных причин, мы склонны больше доверять нашим измерениям, считая систематическую ошибку в них меньше, но не отсутствующей совсем.

Таблица 2.2. Решения кривых лучевых скоростей по данным разных авторов.

Автор	Дата	ω , град	e	$K_{1,2}$ км/с	V_0 Км/с	σ км/с
Джордан (1909)	1907.8	314.3(32)	0.396(18)	35.0(7)	+0.1	7.2
Кэннон (1909)	1908.0	:303.7(63)	:0.277(18)	33.0	+0.5	8.0
Мак-Лафлин (1933)	1929.7	304.2(32)	0.377(18)	34.8(8)	+2.6	5.6
Эббигхаузен (1976)	1959.7	313.9(21)	0.394(12)	35.35(50)	+1.5	2.8
Томкин и Поппер (1986)	1980	311.6(9)	0.371(5)	99.0(5)	+1.6	1.4

О том же самом говорит и неплохое совпадение относительных размеров компонент полученных из нашей кривой блеска $\lambda 4600 \text{ \AA}$ с данными $\lambda 7510 \text{ \AA}$. Между нашими кривыми блеска в двух фильтрах также есть систематические отличия, выявляемые при решении этих кривых блеска. Так, например, оказывается невозможным подобрать только лишь блеск вторичного компонента, приняв все остальные параметры из решения кривой блеска $\lambda 7510 \text{ \AA}$. Главный минимум получается мельче, чем следует из наблюдений. Но наши кривые, все же ближе по параметрам друг к другу и к спектральным наблюдениям, чем кривая Крона и Гордон. Учитывая, что во всех трех наблюдательных рядах присутствуют систематические ошибки, мы пришли к выводу, что данные, получаемые из трех разных кривых блеска, можно попытаться усреднить, приняв для каждого из решений соответствующие веса. Эти веса мы выбрали на основании наших предположений о величине систематической ошибки в конкретной кривой блеска: 3 для $\lambda 7510 \text{ \AA}$, 2 – для $\lambda 7230 \text{ \AA}$, 1 – для $\lambda 4600 \text{ \AA}$. Полученные таким образом данные приводятся в 7-м столбце таблицы 2.1. При дальнейших расчетах мы, все же, будем опираться на самое надежное решение, полученное из одной только кривой блеска для $\lambda 7510 \text{ \AA}$.

Пользуясь данными о лучевых скоростях и параметрами относительной орбиты, полученными из нашего фотометрического решения для фильтра 7510 \AA , определяем массы компонент, их радиусы, ускорения силы тяжести на поверхности. Результаты приведены в таблице 2.4. Для определения такого важного параметра, как температура, воспользуемся сначала преимуществами прямого способа. Для этого необходимо знать расстояние до системы. Все известные определения параллакса, собраны в таблице 2.3. Параллаксы определялись либо тригонометрическим способом, либо по принадлежности

к скоплению Большой Медведицы, группа Сириуса. Видно, что данные Hipparcos наиболее точны и нет смысла использовать другие определения параллакса.

Таблица 2.3. Сводка параллаксов из литературных данных для α CrB.

Параллакс, π''	Источник
0.04365(79)	Hipparcos
0.034	Дженкинс (1963)
0.056	Дженкинс (1963)
0.042	Роман (1949), скопление.
0.040	Эгген (1984), скопление.
0.043(6)	Дженкинс (1952).

На двухцветной диаграмме не заметно ни малейших признаков того, что блеск звезды ослаблен межзвездным поглощением. Поэтому нет причин корректировать видимую величину m_v . Используем очевидные формулы:

$$\lg \frac{L_A}{L_\odot} = 2 \lg \frac{R_A}{R_\odot} + 4 \lg \frac{T_A}{T_\odot},$$

$$\lg \frac{L_A}{L_\odot} = 0.4(M_\odot - M_A),$$

$$M_V = m_V + 5 + 5 \lg \pi'', \quad (2.1)$$

где абсолютная болометрическая величина Солнца $M_\odot = 4.69^m$, температура Солнца $T_\odot = 5780$ К, В.С. = -0.14 (Хейес, 1978, 1979; Поппер, 1980). По нашим измерениям $V = 2.229^m$, $B - V = -0.024^m$. Болометрическая поправка для данного показателя цвета: В.С. = -0.214^m (Поппер, 1980). Поэтому абсолютная звездная величина равна: $M_V = 0.429^m$. Отсюда получаем эффективную температуру T_e главного компонента в 9460 ± 150 К. Ошибка T_e проистекает, в основном, из-за ошибки измерения параллакса спутником Hipparcos (80 К), ошибки определения радиуса главного компонента (80 К) и вследствие неуверенности в величине болометрической поправки (100 К). Неточность в определении $B - V$ здесь роли практически не играет, а все дело в калибровке температурной шкалы

$T(B-V)$ и $V.C.(B-V)$. Она у разных авторов отличается до 0.05^m , поэтому примем неточность болометрической поправки в 0.03^m или в 100 К.

Температуру главного компонента можно также оценить из каталога Хоука и Мермиллиода (1980), в котором приводятся данные об узкополосных наблюдениях в системе Стремгрена. После небольших поправок в индексы для учета блеска вторичного компонента, получим $b-y = -0.0045$, $m_1 = +0.145$, $c_1 = +1.068$. Индексы $B-V$ и $b-y$ согласуются между собой хорошо. Параметр $a_0 = -0.0065$ является индикатором температуры и дает значение в соответствии с калибровкой Муна и Дворецкого 1985, $T_e = 9700 \pm 200$ К. Параметр $r^* = +0.068$, чувствительный к ускорению силы тяжести на поверхности звезды, приводит к значению $\lg g = 3.91$, в прекрасном согласии со значением, получаемым из абсолютного радиуса и массы звезды, см. таблицу 2.4.

Для определения температуры главного компонента можно воспользоваться также данными нашей $WBVR$ фотометрии. Исправление за свет вторичного компонента дает следующие величины главной звезды: $V = 2.229^m$, $B - V = -0.024^m$, $W - B = 0.006^m$, $V - R = -0.021^m$. Результаты $WBVR$ фотометрии ближе к оценке Левато и Абта (1978): B9.5 IV. Болометрическая поправка равна -0.214^m для звезды B9.5 V при $B - V = -0.024^m$, см. выше. Из фотометрии видно, что звезда должна быть немного горячее, чем A0, и в то же время обладает нехваткой излучения в ультрафиолете. Воспользовавшись калибровками Поппера (1980), получаем $T_e = 9730$ К. Это значение совпало с температурой, полученной из узкополосной фотометрии.

Видно, что полученная прямым методом величина $T_e = 9460$ К приблизительно на 250 К меньше температуры, получаемой из калибровок показателя цвета ($B-V$) и ($b-y$). Предпочтение следует отдать значению температуры, полученному прямым методом. Это значение немного меньше общепринятой температуры Веги, для которой $T_e = 9500$ К (Хейес и Латам, 1975). Данные Коуда и Мида (1979) о распределении энергии в спектре α CrB в ультрафиолете требуют температуры для нее на 180 К меньше, чем для α Лут. В то же время Херцег и др. (1977) утверждают, что спектр объекта более ранний, чем A0. Мы видим, что наши новые данные позволяют найти разумный компромисс. Температура α CrB действительно или равна или чуть меньше температуры Веги в соответствии с наклоном континуума в ультрафиолете, а спектральный класс может быть немного более ранним.

Теперь определим температуру второй компоненты. Мы определили относительную светимость компонент на разных длинах волн, см. таблицу 2.1.

Отношение яркостей центральных зон звезд при этом получается равным: $\frac{J_1}{J_2} = 4.47$

(λ 7230) и $\frac{J_1}{J_2} = 4.71$ (λ 7510). Также учтем, что эффективная длина волны, на которой наблюдали Крон и Гордон λ 7230 относится к наблюдениям A0 звезды. Эффективная длина волны наблюдений для слабого компонента спектрального класса G7 при этом равнялась λ 7460. Это связано с тем, что они наблюдали α CгВ с приемной аппаратурой, имеющей очень широкую полосу пропускания – полуширина около 3000 Å. Это приводит к сильной зависимости эффективной длины волны наблюдений от распределения энергии в спектре наблюдаемого объекта. В соответствии с законом излучения Планка отношение интенсивностей излучения компонент равно:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{e^{c_2/\lambda T_1} - 1}{e^{c_2/\lambda T_2} - 1}, \quad (2.2)$$

где $c_2 = 1.4388$ см·град, а T_1 и T_2 – яркостные температуры звезд. Считая яркостную температуру равной эффективной, определяем по этой формуле из наблюдений на разных длинах волн, температуру вторичного компонента. Она оказывается равной из наблюдений на λ 7510 Å – 5532 К, а из наблюдений на λ 7230(A0) – λ 7460(G7) температура равна 5508 К. Для λ 4600 Å получаем 5077 К, но это значение отягощено уже очень большой ошибкой из-за малой относительной светимости вторичной компоненты на данной длине волны и вследствие близости данной области спектра к бальмеровскому скачку, где применение формулы 2.2 ограничено. Среднее из значений для λ 7510, 7230 Å дает нам температуру слабой компоненты $T_2 = 5520(80)$ К. Эта температура соответствует по шкале Поппера (1980), спектральному классу G7.5 V, B.C. = -0.18^m. Наше определение температуры более объективно и точно, чем результат Томкина и Поппера, $T_2 = 5800(300)$ К. Полученная нами температура слабого спутника ложится в середину допустимого интервала 5200 – 5800 К, получаемого для звезд его спектрального класса на диаграмме Герцшпрунга-Рессела звезд группы Сириуса (Эгген, 1982). Теперь можно сравнить полученные абсолютные параметры звезд с теоретическими моделями. Воспользуемся для этого расчетами Кларета и Гименеса (1992). Интерполяция приводимых ими таблиц дает хорошее совпадение основных параметров для главной компоненты при солнечном химическом составе $X = 0.70$, $Z = 0.02$ для возраста звезды 442 млн.лет, либо еще лучшее совпадение для $X = 0.649$, $Z = 0.03$ при возрасте 378 млн.лет. Интерполяция таблиц Ванденберга (1983, 1985), Ванденберга и Бриджеса (1984)

на массу вторичного компонента также приводит к неплохому согласию при данных химических составах. Решение Томкина и Поппера (1986) для наблюдений Крона и Гордон не позволяло найти непротиворечивые параметры для единого возраста компонент. Наши новые фотометрические данные позволяют устранить это противоречие.

Таблица 2.4 Абсолютные параметры системы α CrB.

Параметр	Главный компонент	Вторичный компонент
Масса, M_{\odot}	2.57(5)	0.92(4)
Радиусы, R_{\odot}	2.93(5)	0.85(3)
Светимости, $\lg L/L_{\odot}$	1.79(3)	-0.24(4)
Гравитационное ускорение, $\lg g$, cm/s^2	3.91(3)	4.54(2)
Эффективные температуры, T_e , K	9460(150)	5520(80)
Спектральные классы	B9.5 IV	G7.5 V
Абс.болометрические величины, M_{bol}	0.21(2)	5.29(5)
Абс.визуальные величины, M_v	0.43(1)	5.47(4)
Параллакс, π''	0.04365(79)	
Расстояние до системы, d, пс	23.0 ± 0.4	
Большая полуось орбиты, R_{\odot}	42.8 ± 0.8	
Возраст системы, t, лет	$(440 \pm 30) \cdot 10^6$	

§2.4. Обнаружение и первое измерение скорости апсидального вращения.

Для начала вычислим теоретическое значение ожидаемого эффекта. Для учета классической составляющей, обусловленной вращательной и приливной деформацией компонент, воспользуемся формулой, которую приводит Шакура (1985), по данным Баркера и О'Коннела (1978):

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\omega}{dt}\right)_{class} = & \bar{\omega} 15 f(e) \left[k_{21} r_1^5 \frac{M_2}{M_1} + k_{22} r_2^5 \frac{M_1}{M_2} \right] - \frac{\bar{\omega}}{\sin^2 i (1-e^2)^2} \times \\ & \times \left\{ k_{21} r_1^5 \left(\frac{\omega_1}{\bar{\omega}} \right)^2 \left(1 + \frac{M_2}{M_1} \right) \times \left[\cos \alpha_1 (\cos \alpha_1 - \cos \beta_1 \cos i) + \frac{1}{2} \sin^2 i (1 - 5 \cos^2 \alpha_1) \right] + \right. \\ & \left. + k_{22} r_2^5 \left(\frac{\omega_2}{\bar{\omega}} \right)^2 \left(1 + \frac{M_1}{M_2} \right) \times \left[\cos \alpha_2 (\cos \alpha_2 - \cos \beta_2 \cos i) + \frac{1}{2} \sin^2 i (1 - 5 \cos^2 \alpha_2) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где функция эксцентриситета равна: $f(e) = \left(1 + \frac{3}{2}e^2 + \frac{e^4}{8} + \dots \right) / (1-e^2)^5$, M_1, M_2 – массы компонент, r_1, r_2 – относительные радиусы звезд в долях большой полуоси системы, P – период системы, $\bar{\omega} = 2\pi/P$ – среднее движение, ω_1, ω_2 – угловые скорости вращения звезд, k_{21}, k_{22} – безразмерные константы, зависящие от внутреннего строения звезд, α_1, α_2 – углы между осями вращения компонент и нормалью к плоскости орбиты, β_1, β_2 – углы между осями вращения компонентов и направлением из центра системы на земного наблюдателя, γ_1, γ_2 – углы между осями вращения и линией узлов системы, отсчитываемые от восходящего узла. Основные параметры системы, необходимые при расчетах, получены в предыдущем параграфе. Нам еще потребуются данные об осевом вращении компонент. Сводка всех известных определений вращения главного компонента приведена в таблице 2.5.

Таблица 2.5. Данные об осевом вращении главной компоненты α CrB.

$v \sin i$ км/сек	Автор
125	Элви (Струве и Элви, 1930)
130	Струве (Струве и Элви, 1930)
:100	Мак-Лафлин (1933)
110	Слеттебак и др. (1975)
127(4)	Грей (1980)
127(12)	Кэмп и др. (2002)
139(10)	Ройер и др. (2002)

Приняв веса всех измерений равными, мы получим среднее $v \sin i = 126 \pm 7$ км/сек. Мак-Лафлин дает диапазон допустимых скоростей от 100 до 200 км/сек и поэтому его оценка нами использована не была. К тому же, Крон и Гордон (1953) получили из данных Мак-Лафлина значение осевого вращения главного компонента 195 км/сек. Для слабого вторичного компонента Томкин и Поппер (1986) приводят скорость вращения на экваторе $v \sin i < 14$ км/сек, т.е. на общее апсидальное движение спутник из-за своей малой массы и медленного осевого вращения влияния практически не оказывает. По уточненным данным о внутреннем строении звезд из Кларета и Гименеса (1992), для компонент α CrB с параметрами звезд из таблицы 2.4 теоретические константы внутреннего строения оказываются равными $k_{21} = 0.00295$ (главная компонента), $k_{22} = 0.024$ (вторичная компонента). Считая оси вращения звезд коллинеарными орбитальному моменту, т.е. $\alpha_1 = \alpha_2 = 0^\circ$, $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 90^\circ$ (обычное предположение для большинства двойных затменных систем), получим следующие значения скорости апсидального вращения:

$$\dot{\omega}_{class} = 0^\circ.0140 / \text{год.}$$

Для вычисления релятивистского вклада в движение линии апсид воспользуемся формулой, приводимой в той же работе Шакуры (1985):

$$\left(\frac{d\omega}{dt} \right)_{rel} = \bar{\omega} \frac{3G(M_1 + M_2)}{c^2 a (1 - e^2)}, \quad (2.4)$$

где a – большая полуось орбиты, G – гравитационная постоянная, c – скорость света. Подставив в эту формулу значения констант и исключив в соответствии с третьим законом Кеплера большую полуось орбиты двойной звезды, получим удобное для вычислений выражение:

$$\left(\frac{d\omega}{dt} \right)_{rel} = 0.1987 \frac{(M_1 + M_2)^{2/3}}{P^{1/3} (1 - e^2)} \text{ градус/год.} \quad (2.5)$$

После подстановки в это выражение численных данных из таблицы 2.4, получим:

$$\dot{\omega}_{rel} = 0.0046 \text{ град/год.}$$

Так как и классический и релятивистский эффекты малы, совокупное их действие равно простой сумме:

$$\dot{\omega}_{theor} = \dot{\omega}_{class} + \dot{\omega}_{rel} = 0.0186 \pm 0.0015 \text{ град/год.}$$

Таким образом, по современным теоретическим данным скорость ожидается на 10% меньше, чем считалось ранее $\dot{\omega}_{theor} = 0.0207$ град/год, см. Волков (1993), Шмитт (1998).

До последнего времени были известны только две эпохи вторичного минимума – Крона и Гордон (1953) и Волкова (1993). Выведенный по ним период следования

вторичных минимумов позволил нам впервые измерить апсидальное движение в системе: $\dot{\omega}_{obs} = 0.072 \pm 0.012$ град/год. Ошибка полученного значения, вероятно, выше, но так как моментов минимумов имелось всего два, оценить ее точнее трудно. Тем не менее, можно было уверенно говорить о наличии апсидального движения в системе и о том, что скорость его явно замедленна.

Недавно были опубликованы данные о наблюдении вторичного минимума в системе α CrB в рентгеновском диапазоне (Шмитт, 1998). Было бы весьма интересно использовать момент, полученный Шмиттом, совместно с оптическими моментами вторичного минимума, полученными ранее. При сравнении рентгеновских и оптических наблюдений встает вопрос о совместимости наблюдений, ведь в рентгене наблюдается не поверхность звезды, а ее корона и распределение яркости по диску может иметь случайный характер. Скорее всего, на что указывает и Шмитт, можно говорить о наборе точечных источников, случайным образом распределенных по диску. Не обязательно центр тяжести этого распределения совпадает с центром оптического диска звезды. Далее, звезда вращается. Предположив в соответствии с данными Томкина и Поппера (1986) период вращения G-звезды в 5 суток, мы получим, что за время прохождения оптического центра за диском A0 звезды, а это составляет 7 часов 40 минут, G-звезда повернется на 35 градусов и выходить из-за диска главного компонента будет совсем не то распределение источников, т.е. рентгеновский минимум вдобавок может быть и не симметричным. Шмитт же искал середины своих минимумов в предположении симметрии, аппроксимируя наблюдаемую картину минимума набором прямых отрезков. Поэтому моменты середины затмения в рентгене могут систематически отличаться от момента минимума в оптике. В своей работе Шмитт (1998) дает следующие характеристики минимумов, полученных в результате аппроксимации прямыми отрезками: время нарастания блеска T_{ing} , принятое равным времени ослабления блеска (предполагается симметрия), время остановки в минимуме T_{dur} (в оптике обозначается $d\Pi$), а также общая продолжительность события $T_{dur} + 2T_{ing}$ (в оптике $D\Pi$). Из наших оптических наблюдений легко определяются те же параметры, см. рис 2.2. Судя по таблице 3 из работы Шмитта (1998), каждый из 4-х рентгеновских минимумов сильно отличается по выбранным параметрам, поэтому есть смысл усреднить параметры всех моментов, получив аналог среднего оптического минимума. Результат приведен в таблице 2.6. Сравнив данные, можно заключить, что в рентгеновском диапазоне наблюдается в среднем картина затмения, сходная с картиной, наблюдаемой в оптическом диапазоне. Если спад и

нарастание блеска в оптике аппроксимировать прямыми, то T_{ing} и $T_{dur} + 2T_{ing} = DП$ уменьшатся и приблизятся к данным Шмитта.

Таблица 2.6. Данные о форме вторичного минимума по наблюдениям разных авторов.

Автор	T_{dur} (dП)	T_{ing}	$T_{dur} + 2T_{ing} = DП$
Крон и Гордон (1953)	0.173	0.108	0.388
Волков (1993)	0.164	0.111	0.386
Шмитт (1998)	0.173	0.091	0.356

Если провести линейную регрессию отдельно данных Шмитта, то можно оценить точность определения им индивидуального момента минимума. Эта точность оказывается равной $\pm 0^d.0048$. Достаточная надежность средних оптических минимумов, а также вероятное отклонение индивидуальных рентгеновских средин затмения от моментов соединения (определяющих момент минимума в оптическом диапазоне) говорят в пользу усреднения всех четырех рентгеновских затмений. Линейной регрессией на среднюю эпоху наблюдений Шмитта был получен момент вторичного минимума, приведенный в таблице 2.7. Помимо этого в нашем распоряжении есть моменты главного минимума из наблюдений Стеббинса, Крона и Гордон, Волкова. Вторичный момент достаточно уверенно определяется из наблюдений Крона и Гордон, Волкова. Ввиду большой продолжительности затмений, невозможно было полностью пронаблюдать минимум в один прием. Каждая ночь наблюдений давала лишь отдельные участки кривой блеска. Имеет смысл ограничиться моментами среднего минимума для каждого наблюдательного ряда. При решении кривых блеска модифицированным методом дифференциальных поправок мы получаем и точный момент минимума, и его вероятную ошибку. Ввиду большого количества наблюдений в фильтре 4600\AA и их хорошей точности, момент главного минимума, полученный для этого фильтра, приведен отдельно. Этот момент приведен к той же дате, что и наблюдения в фильтре 7510\AA . Момент вторичного минимума в синих лучах не определяется, хотя и заметен на средней кривой блеска.

Таблица 2.7. Моменты минимумов системы α CrB.

Min I JD _{hel} 2400000+	E	O—C, сутки	MinII JD _{hel} 2400000+	E	O—C, сутки	Автор
23163.7754(20)	-1393	+0.0012	-	-	-	Стеббинс (1928)
32329.8017(10)	-865	-0.0006	32410.6955(36)	-841	+0.0011	Крон и Гордон (1953)
47346.1169(14)	0	-0.0005	47010.3889(18)	0	-0.0042	Волков(7510Å) (1993)
47346.1186(17)	0	+0.0012	-	-	-	Волков(4600Å) наст.работа
-	-	-	49440.7865(28)	140	+0.0035	Шмитт (1998)

Методом наименьших квадратов из этой таблицы были получены следующие линейные формулы.

Для главных минимумов:

$$\text{Min I: } \text{JD}_{\text{hel}} = 2447346.1174(9) + 17^{\text{d}}.3599018(12) \cdot E.$$

Для вторичных минимумов:

$$\text{Min II: } \text{JD}_{\text{hel}} = 2447010.3931(21) + 17^{\text{d}}.3599272(55) \cdot E.$$

График, иллюстрирующий различие периодов для главного и вторичного минимумов, представлен на рис.2.3. Если интерпретировать разность периодов только как следствие изменения долготы периастра орбиты двойной системы (оснований для других предположений пока нет), то получим скорость апсидального вращения:

$$\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.0104 \pm 0.0021 \text{ град/год} < \dot{\omega}_{\text{theor}} = 0.0186 \pm 0.0015 \text{ град/год}$$

или период вращения линии апсид:

$U_{\text{obs}} = 34800 \pm 7000 \text{ лет} > U_{\text{theor}} = 19400 \pm 1600 \text{ лет}$. Видно, что новое значение $\dot{\omega}_{\text{obs}}$ хоть и увеличилось по сравнению с $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.0072 \pm 0.0012 \text{ град/год}$ из работы Волкова (1993), но по-прежнему, в 1.8 раза, меньше теоретически ожидаемого для α CrB. Объяснить наблюдаемое противоречие одними только ошибками наблюдений невозможно.

В своей статье Шмитт (1998) отбросил наблюдения в оптике Крона и Гордон и попытался определить скорость апсидального вращения на основе только четырех рентгеновских вторичных минимумов, полученных на протяжении 4.6 лет. Исходя из нашего опыта наблюдений затменных систем со значительным эксцентриситетом, такой срок следует считать минимальным для обнаружения движения линии апсид даже у

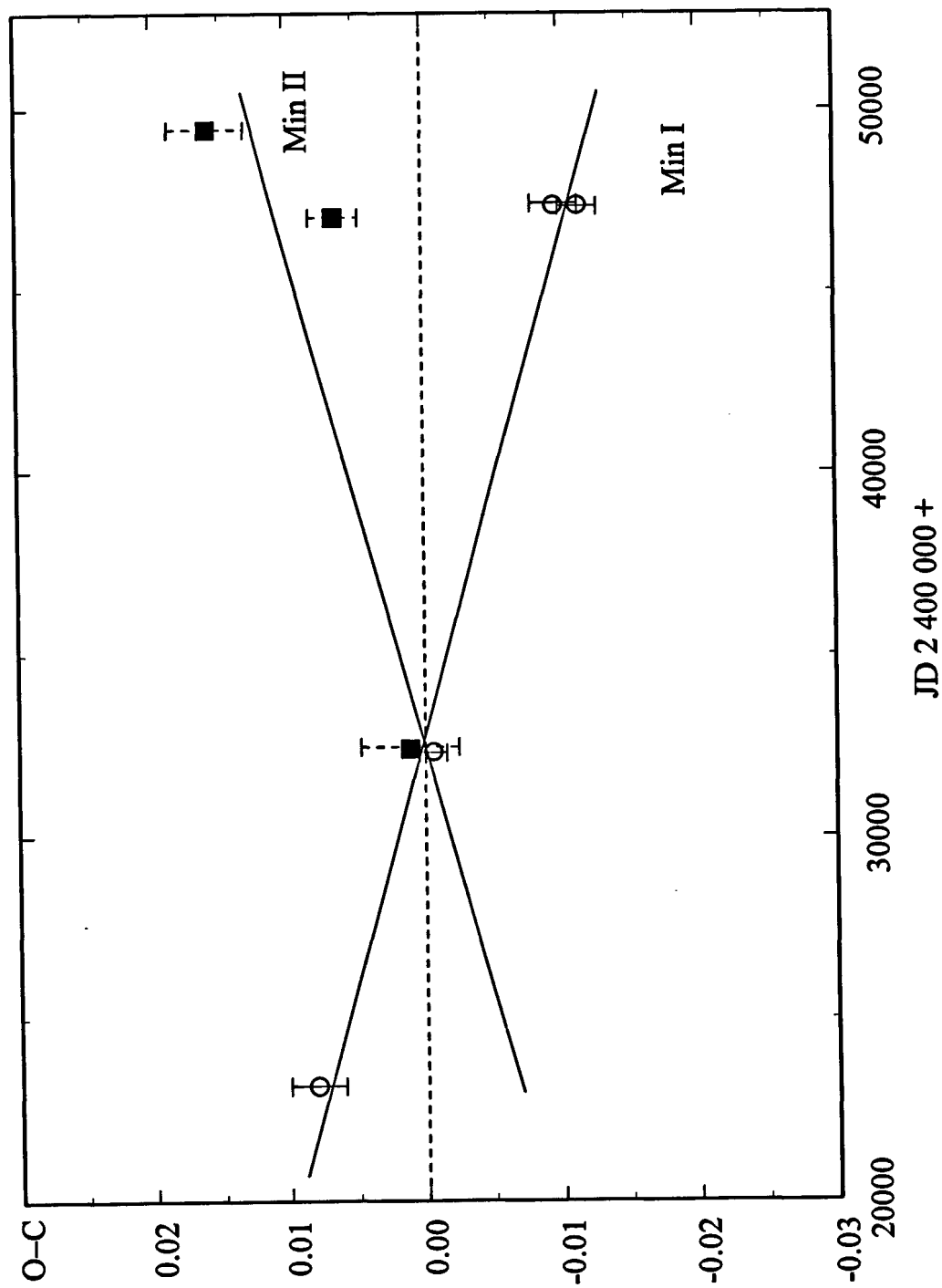


Рис.2.3. Разность периодов следования главных и вторичных минимумов α Северной Короны.
Пустые кружки – главные минимумы, заполненные квадратики – вторичные минимумы.

систем с глубокими минимумами. Но и для таких звезд точность определения $\dot{\omega}$ невысока, редко превышает 30%. Шмитт же получил величину, в точности совпавшую с теоретически ожидаемым значением, к тому же вычисленным на основании устаревших данных Хейлзена (1987): $\dot{\omega}_{theor} = 0.0207$ град/год. Итак, заявленная Шмиттом точность определения среднего момента минимума не соответствует случайному разбросу его индивидуальных моментов минимумов. Через четыре наблюдательные точки, расположенные столь тесно по времени, можно с равным правом провести прямую линию с любым, самым фантастическим наклоном. В то же время, полученные Шмиттом (1998) данные, хоть и не столь точны, как хотелось бы автору, являются очень ценным материалом. Добавленные к оптическим моментам, они позволили существенно уточнить значение скорости движения линии апсид в системе α CrB.

§2.5. Анализ возможных причин расхождения наблюдаемой скорости апсидального движения с теорией.

Все расчеты до сих пор велись в предположении коллинеарности орбитального и осевых моментов звезд. Данная система состоит из звезд, сильно отличающихся по массе. Влияние слабого спутника на главную компоненту слабо. Поэтому возможно предположить, что, не достигнув к настоящему времени синхронизма осевого и орбитального вращения, главная компонента к тому же наклонена к орбитальной плоскости. Воспользовавшись формулой (2.3), можно подобрать наклон оси вращения главной компоненты такой, чтобы удовлетворить наблюдаемой скорости апсидального вращения. Если ось вращения главной компоненты отклонить от оси орбитального вращения на угол 39.6° , то $\dot{\omega}_{class} = 0.0058$ град/год и $\dot{\omega}_{theor} = 0.0058 + 0.0046 = 0.0104$ град/год, т.е. предсказанная скорость вращения линии апсид совпадет с наблюдаемой без каких-либо допущений. Можно возразить, что, скорее всего, ось вращения главной компоненты не лежит в картинной плоскости. Оказывается, что принципиально это ничего не меняет. Придется лишь принять более высокую экваториальную скорость вращения главного компонента и изменить немного угол общего наклона оси вращения. Практически прямое указание на реальность предположения о наклонении оси вращения главной звезды мы находим в работе Мак-Лафлина (1933). Автор для определения скорости вращения главной компоненты α CrB наблюдал лучевые скорости во время главного затмения и получил асимметричную

картину изменения лучевой скорости в момент прохождения спутника по диску главной звезды, см. рис 2.4. Полученный им избыток отрицательных скоростей в момент между серединой затмения и третьим контактом, вероятно, объясняется наклоном главной компоненты. Если бы наклонение орбиты в точности равнялось 90° , то картина получилась бы симметричной, но так как наклон $i \sim 88.1^\circ$, то спутник движется не через центр диска – заходит на диск ближе к полюсу, а сходит вблизи экватора, соответственно получаем недостаток положительных скоростей и избыток отрицательных. Мы приводим здесь только качественное описание наблюдаемой картины. Построить теоретическую кривую наблюдавшегося Мак-Лафлином изменения лучевых скоростей в момент затмения достаточно просто, при условии, что при обработке своих спектров он наводил крест нитей на линию в спектре одинаковым способом. Но обработка фотографических спектров в то время производилась вручную, линии при затмении несимметричны, и понять, на что наводил крест нитей наблюдатель, невозможно. Сам Мак-Лафлин не мог уверенно утверждать, что же он в реальности измерял. Он отмечает, что если измерялся центр тяжести совокупного почернения от линии, то получается одна скорость осевого вращения, а если середина затемненного линией участка фотопластинки, то другая. Все это в сильнейшей степени зависит от плотности фотозмульсии. Вряд ли все несколько десятков пластинок были одной плотности. Приняв, что измерялся центр тяжести потемнения, мы можем оценить наклон звезды из отношения амплитуд положительных и отрицательных скоростей. Он оказывается близким к 40° , что, учитывая вышесказанное, удивительно близко к углу, при котором наблюдаемая и теоретическая скорости вращения линии апсид совпадут. Подобная система должна прецессировать. Должны изменяться эксцентриситет, наклонение орбиты; долгота периастра будет меняться не монотонно, а циклически, ускоряясь, а затем замедляясь. Здесь мы подробно останавливаться на этом не будем. Эффекты, если есть, то малы и при таких амплитудах изменения блеска плохо наблюдаемы. Для начала необходимо получить независимое подтверждение возможного наклона оси вращения главного компонента системы. Нет сомнений, что α CgV должна оставаться под пристальным вниманием наблюдателей, в особенности обладающих доступом к рентгеновским наблюдениям со спутников, для получения моментов вторичного минимума, и к наземной спектральной аппаратуре высокого разрешения, для выявления картины осевого вращения главной компоненты системы.

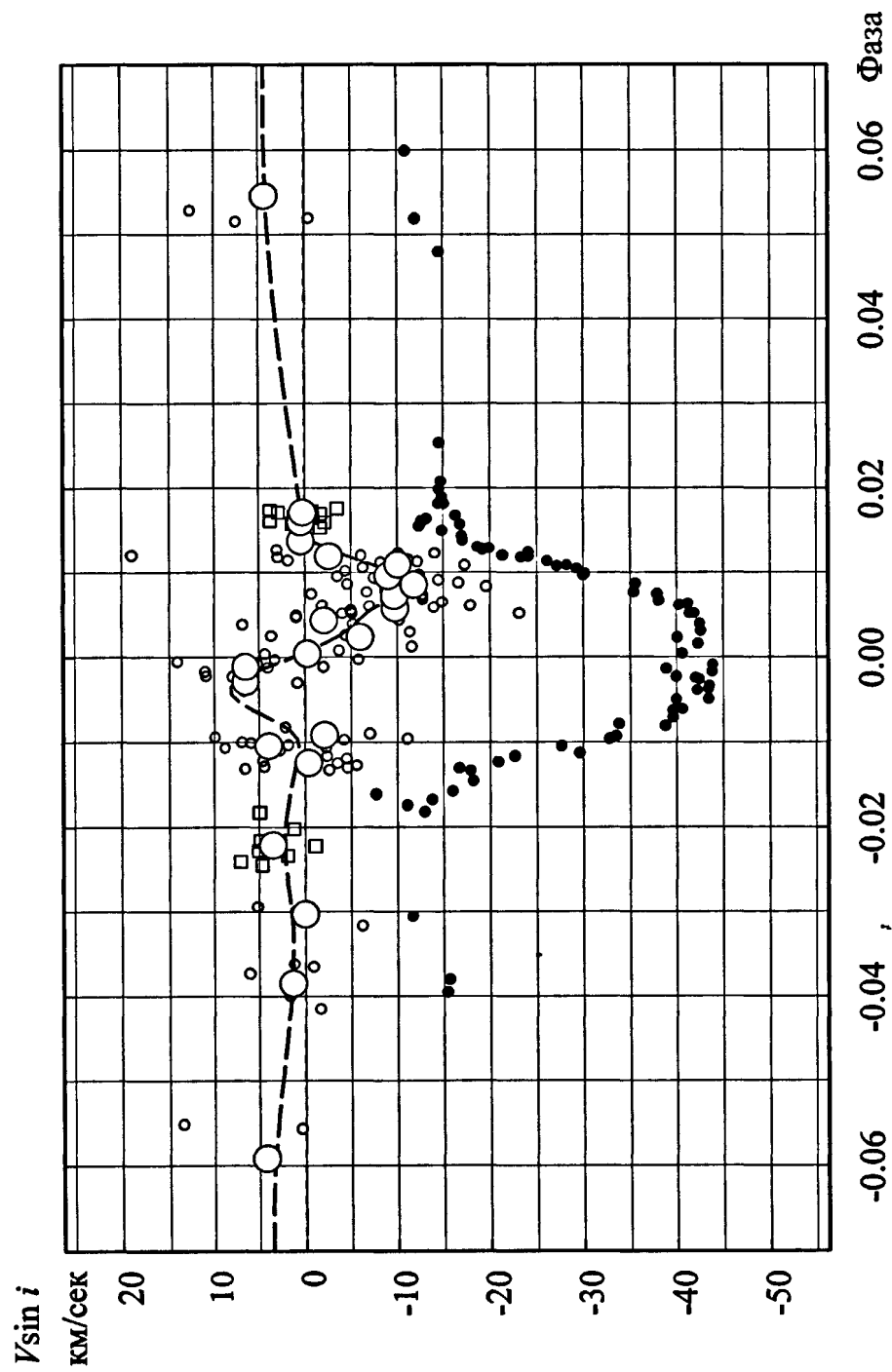


Рис.2.4. Лучевые скорости α Северной Короны в главном минимуме. Пустые кружки – наблюдения Мак-Лафлина, пустые квадратики – наблюдения Эббигхаузена. Большими кружками показаны усредненные данные. Для сравнения черными кружками обозначены фотозлектрические наблюдения в главном минимуме на длине волны 7510 Ангстрем в произвольном масштабе.

Глава III. Определение физических характеристик и обнаружение вращения линии апсид в затменной системе GG Ориона

§3.1. Обзор наблюдательных данных и постановка задачи.

Переменность затменной двойной системы GG Ori (HD 290842 = GSC 4767.0857; $P = 6^d.63$, $V = 10^m.37$, $Sp = B9.5 V + B9.5 V$) была обнаружена Хоффмейстером (1934) и позднее подтверждена Соловьевым (1945) на основе фотографических наблюдений. Правильное значение орбитального периода $P = 6^d.63$ было получено Кордилевским (1951), который также установил, что фаза вторичного минимума отлична от $0^p.5$ и поэтому орбита системы является эксцентричной ($e = 0.22$). Первую фотоэлектрическую кривую блеска GG Ori в фотометрической системе *UBVR* опубликовал Закиров (1997), который определил методом Лаврова (1993) фотометрические элементы этой двойной звезды.

Наиболее полное спектроскопическое, фотометрическое и библиографическое исследование этой уникальной системы выполнили недавно Торрес и др. (2000). На основе найденных ими масс компонент, абсолютных радиусов и эффективных температур они установили, что GG Ori является молодой системой, компоненты которой находятся, возможно, еще на стадии гравитационного сжатия до начальной главной последовательности. Несмотря на то, что точность найденных ими параметров авторы последней цитированной работы, на наш взгляд, существенно завышают, это исследование GG Ori сняло многие известные вопросы в этой системе. Однако проблема вращения линии апсид у этой звезды до последнего времени оставалась открытой, хотя еще в 1985 г. Гименес (1985) включил ее в список систем для исследования релятивистского вращения эллиптической орбиты. В цитированной выше работе Торрес и др. (2000) попытались оценить скорость вращения орбиты $\dot{\omega}_{obs}$ этой звезды. На основе совместного анализа старых фотографических, визуальных и современных фотоэлектрических и спектроскопических данных они получили оценку: $\dot{\omega}_{obs} = 0^{\circ}.034 \pm 0^{\circ}.014 \text{ год}^{-1}$. Однако значимость этой величины находится, как подчеркивают сами авторы, лишь на уровне 2.5σ . Кроме того, из-за неоднородности использованных данных к таким оценкам следует относиться весьма осторожно, независимо от приписанных им

формальных ошибок. Именно с целью исследования апсидального движения мы включили эту звезду в 1988 г. в программу наших фотоэлектрических наблюдений.

§3.2. Высокоточная электрофотометрия GG Ориона в ТШВЭ. Обнаружение физической микропеременности звезды.

Первая эпоха наших наблюдений GG Ori относится к 1988 – 1992 годам. Измерения по стандартной методике дифференциальных наблюдений были проведены автором с помощью *WBVR* электрофотометра с фотоумножителем ЕМІ 9863 на 48-см рефлекторе АЗТ-14А, расположенном в обсерватории Астрономического института им. П.К.Штернберга в горах Тянь-Шаня на высоте около 3000м над уровнем моря. В качестве основной звезды сравнения использовалась звезда “С” (GSC 4767.0561, $V=9^m.43$, $B-V = 0^m.15$), а в качестве контрольной звезды – “К” (GSC 4767.0762, $V=8^m.80$, $B-V = 0^m.21$). Измерения всегда проводились с диафрагмой 29", место для измерения фона было определено до начала наблюдательной программы по стабильно минимальному отсчету в ясную и безлунную ночь. Все наблюдения исправлялись за атмосферную экстинкцию. Параметры поглощения определялись на каждый момент измерений по методу, описанному в работе Мошкалева и Халиуллина (1985). В ходе наблюдений звезды сравнения неоднократно привязывались к стандартным звездам Каталога ГАИШ. Результаты этих привязок в системе Каталога ГАИШ даны в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Фотометрические характеристики GG Ori и опорных звезд.

Звезда	V	$W-B$	$B-V$	$B-R$
“С”	$9^m.428 \pm 0.006$	$0^m.101 \pm 0.012$	$0^m.152 \pm 0.009$	$0^m.311 \pm 0.009$
“К”	$8^m.803 \pm 0.005$	$-0^m.326 \pm 0.013$	$0^m.207 \pm 0.009$	$0^m.483 \pm 0.008$
BD-0°1062	$10^m.444 \pm 0.015$	-	$0^m.471 \pm 0.021$	$0^m.906 \pm 0.021$
GG Ori	$10^m.371 \pm 0.008$	$0^m.314 \pm 0.011$	$0^m.498 \pm 0.011$	$0^m.965 \pm 0.010$
Вне минимумов				
Главный	$11^m.045 \pm 0.008$	$0^m.310 \pm 0.019$	$0^m.510 \pm 0.011$	$0^m.969 \pm 0.012$
Минимум				
Вторичный	$11^m.023 \pm 0.009$	$0^m.337 \pm 0.020$	$0^m.511 \pm 0.013$	$0^m.985 \pm 0.011$
Минимум				

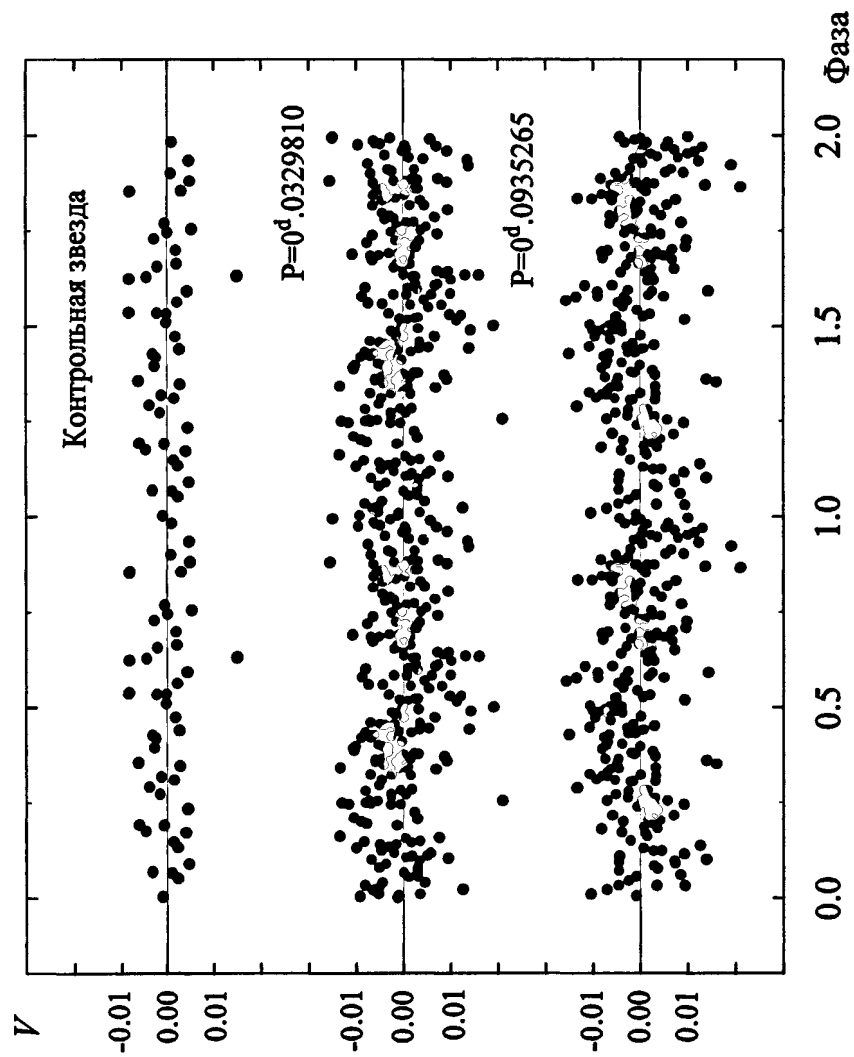


Рис.3.1. Наблюдения GG Ориона в фильтре V , свернутые с разными периодами, затмения вычтены. Только фотоэлектрические измерения с фотоумножителем, выполненные в ТШВЭ.

Не было замечено переменности звезд сравнения в пределах $\pm 0^m.005$. Уже предварительное рассмотрение данных таблицы 3.1 показывает, что во вторичном минимуме затмевается чуть более голубая компонента. При решении кривых блеска мы вернемся к этому вопросу. В ходе обработки результатов измерений нами было замечено, что звезда GG Ori испытывает заметные колебания блеска в пределах $\pm 0^m.01$. На рис.3.1 приведены результаты измерений этой звезды в ТШВЭ, иллюстрирующие такие флуктуации блеска. Анализ разности величин звезды сравнения “С” и контрольной “К” показал, что ответственность за эти изменения блеска лежит именно на GG Ori. По-видимому, обе компоненты GG Ori являются физическими переменными звездами с характерными периодами изменения блеска 1 – 2 часа. В отличие от случайных ошибок измерений такая переменность, накладываясь на эффекты затмения, может привести к заметным систематическим ошибкам при определении фотометрических элементов. Возможно, в этом одна из причин того, что результаты определения радиусов компонент в работах Закирова (1997) и Торреса и др. (2000) различаются между собой на 6%, хотя каждый из авторов оценивает точность этих величин примерно в 1%. Похожая картина наблюдается и при сравнении других фотометрических элементов из этих работ, основанных на разных рядах фотоэлектрических измерений. Единственную возможность уменьшить систематические ошибки при определении параметров дает усреднение большого количества записей кривых затмений. Поэтому мы надеялись, что наши многолетние измерения позволят повысить точность фотометрических элементов этой системы.

§3.3. Фотометрия GG Ориона в Московской обсерватории ГАИШ МГУ с использованием ПЗС-матрицы.

Повторные наблюдения GG Ori в современную эпоху с целью измерения скорости вращения линии апсид были проведены в Московской обсерватории Астрономического института им. П.К.Штернберга на 30-см рефракторе фирмы “Карл Цейсс Йена” с помощью CCD-камеры ST-6 и светофильтра, реализующего фотометрическую систему, близкую к стандартной системе V. Из-за ограниченного поля зрения CCD-камеры были выбраны другие звезды сравнения. Основным стандартом служила звезда BD $-0^\circ 1062 =$ GSC 4767.0727, попадающая на один кадр с переменной. Периодически она привязывалась к звезде “С”, результаты приводятся также в таблице 3.1. Все индивидуальные измерения GG Ori были исправлены за атмосферное поглощение и

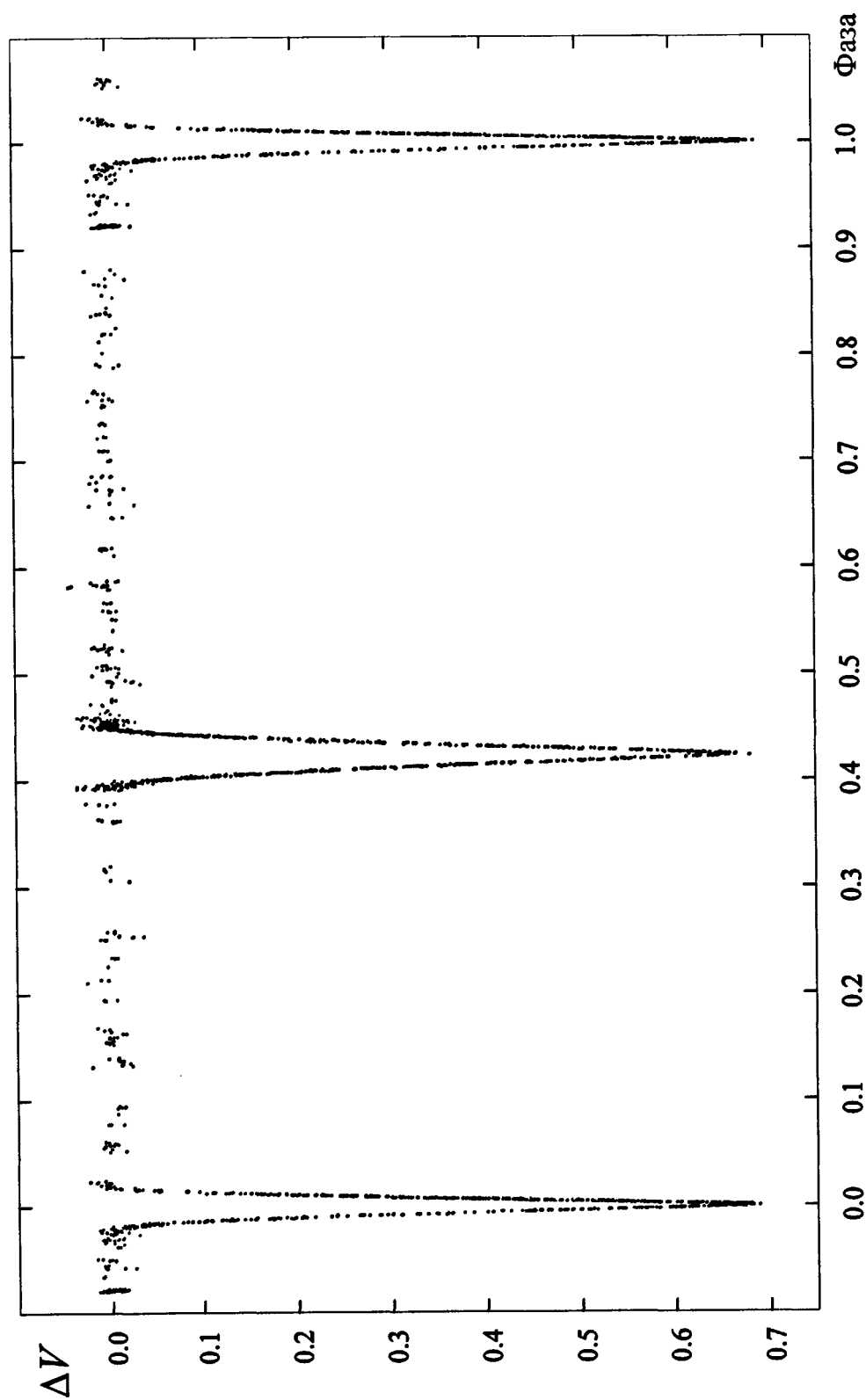


Рис.3.2. Сводная фотоэлектрическая кривая блеска GG Ориона в фотометрической полосе V , включающая опубликованные наблюдения всех авторов.

редуцированы в систему Каталога ГАИШ. Точность наших фотоэлектрических наблюдений 1988 – 1992 годов с фотоумножителем несколько менялась от ночи к ночи, но для большинства измерений в полосе V была не хуже $0^m.005$. Наши CCD-наблюдения имеют значительно меньшую точность $-0^m.019$, поэтому они использовались, в основном, лишь для определения моментов минимумов.

§3.4. Фотометрические и абсолютные элементы из решения сводной фотоэлектрической кривой блеска системы. Аномальное межзвездное поглощение в направлении GG Ориона.

На рис.3.2 представлена сводная кривая блеска GG Ori в фотометрической полосе V . Кроме наших наблюдений, использованы данные из работ Закирова (1997), Торреса и др. (2000). Видно, что система является хорошо разделенной, и в кривой блеска не заметны эффекты близости компонент. Поэтому для определения фотометрических элементов был использован итерационный метод дифференциальных поправок, разработанный Халиуллиным и Халиуллиной (1984) для анализа кривых блеска затменных систем с эксцентричными орбитами без их предварительной ректификации за эффекты отражения и эллипсоидальности компонент. Как наиболее высокоточные ($\sigma_{obs} = 0^m.006$) и многочисленные ($N = 850$), прежде всего мы проанализировали наши собственные измерения GG Ori с фотоумножителем в полосе V . Результаты независимого поиска всех фотометрических элементов из этих данных в общепринятых обозначениях представлены во втором столбце таблицы 3.2. Кроме искомых элементов, в этой же таблице под чертой даны следующие производные (вычисляемые) параметры: J_2/J_1 – отношение поверхностных яркостей, $k = r_2/r_1$ и $(r_1 + r_2)$ – отношение и сумма относительных радиусов компонент, соответственно, $L_2 = 1 - L_1$ – светимость вторичной компоненты в долях общей светимости системы, а также N – число индивидуальных измерений и σ_{o-c} – среднеквадратическое отклонение наблюдений от соответствующей теоретической кривой блеска. Специально поставленные расчеты с целью поиска третьего света, L_3 , в системе показали, что $L_3 = 0.000 \pm 0.005$. Поэтому во всех дальнейших вычислениях принято, что $L_2 = 1 - L_1$. Кривые блеска в области главного и вторичного минимумов по нашим наблюдениям в фильтре V и отклонения, $O - C$, наблюдаемых точек от соответствующих теоретических кривых блеска, построенных с найденными фотометрическими элементами, приведены на рис.3.3.

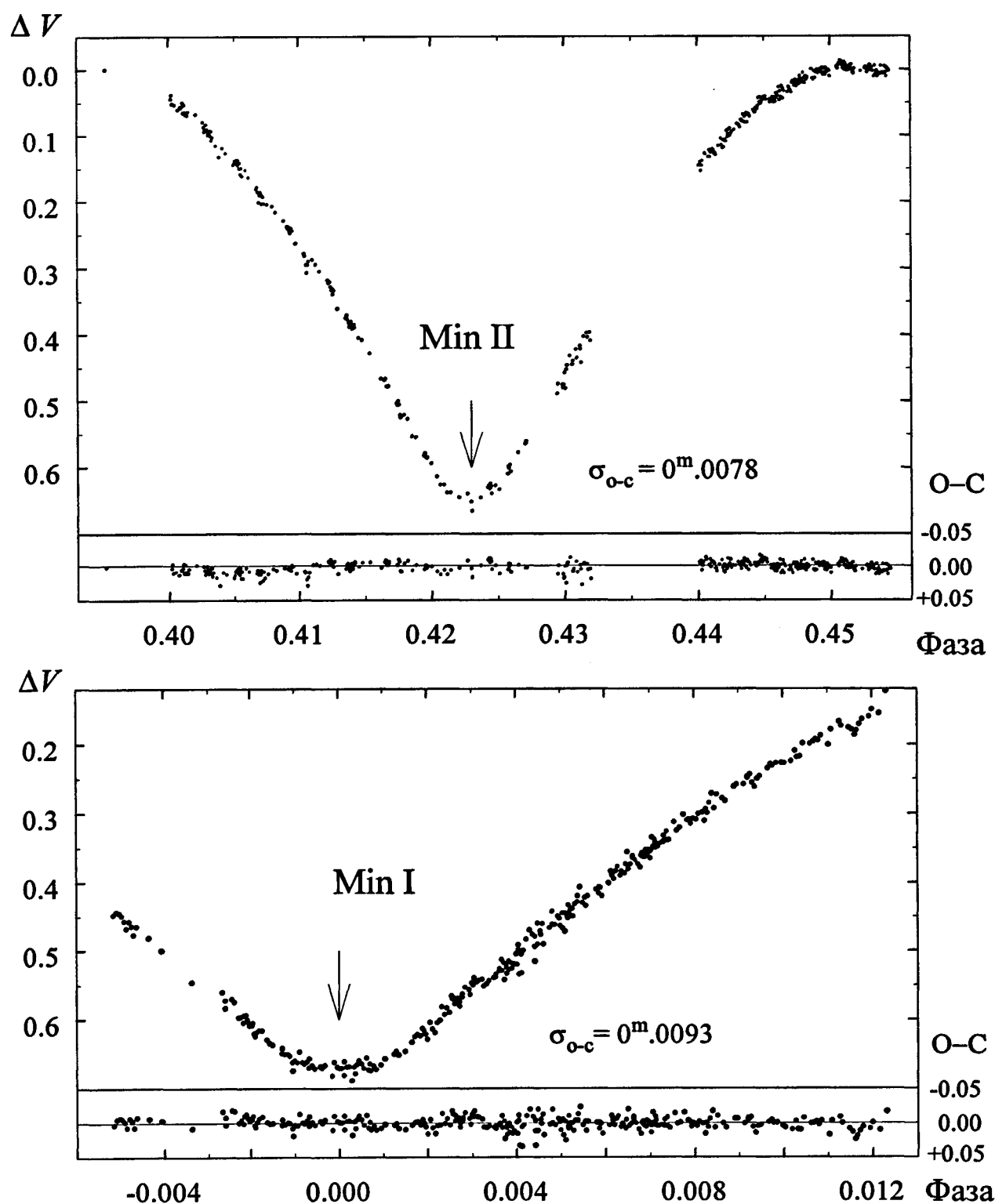


Рис.3.3. Кривая блеска GG Ориона в полосе V в области главного и вторичного минимумов, построенная по наблюдениям с фотоумножителем в ТШВЭ. Внизу графиков даны отклонения О-С наблюдаемых точек от теоретической кривой, соответствующей найденным фотометрическим элементам.

Подобным же образом, по единой методике, были проанализированы индивидуальные измерения GG Ori, полученные нами в фотометрических полосах B и R , а также данные из работ Закирова (1997) в полосе V , Торреса и др. (2000) (в таблице обозначены как TLCS) в полосах B и V и сводная кривая блеска в V , представленная выше, на рис.3.2. Результаты этого анализа приведены в этой же таблице 3.2 в столбцах 3 – 8. В этой и других таблицах в скобках даны ошибки соответствующих параметров в единицах последнего знака. Эти ошибки в методе дифференциальных поправок выдаются параллельно со значениями искомым элементов. Ясно, что из-за нелинейности задачи решения кривой блеска и физической микропеременности блеска компонент к этим ошибкам следует относиться как к формальным величинам (Гончарский и др., 1985). Реальные ошибки параметров значительно больше, что видно из разброса значений фотометрических элементов, представленных в разных столбцах таблицы 3.2. Из рассмотрения этих независимых рядов фотометрических элементов можно сделать следующие выводы:

Во-первых, несмотря на высокую точность и большое число измерений, коэффициенты потемнения дисков компонент, u_1 и u_2 , не определяются с достаточной точностью из решения кривых блеска. Можно только отметить, что при многочисленных прогонах по параметрам коэффициент потемнения к краю для компоненты, затмеваемой в главном минимуме, систематически получался больше, чем для второй компоненты. Исходя из этого, при дальнейших вычислениях мы решили зафиксировать коэффициенты потемнения к краю в соответствии с теоретическими значениями из работы Рубашевского (1985).

Во-вторых, разброс результатов независимых определений радиусов компонент r_1 и r_2 превышает 10%, в то же время величина $r_1 + r_2$ меняется намного меньше. Большой разброс (до 16%) наблюдается также в значениях L_1 и L_2 даже в пределах одной полосы V . При этом фотометрические элементы в этой таблице, как правило, внутренне противоречивы. Например, из решения наиболее представительной сводной кривой блеска в полосе V следует, что r_1 больше r_2 (на 10%) и L_1 больше L_2 (на 18%) в то время, как поверхностная яркость J_1 меньше J_2 (на 3%). При этом массы компонент равны с точностью примерно 0.5% (Торрес и др., 2000). В то же время кривая блеска из этой же работы показывает совершенно противоположную картину: r_1 на 9% меньше r_2 , L_1 на 12% меньше L_2 , а J_1 на 6% больше J_2 .

Таблица 3.2 Фотометрические элементы GG Ori в полосах V , B и R при свободном поиске всех параметров.

Параметр	Наши наблюдения V	Закиров V	TLCS V	Сводная кривая V	Наши наблюдения B	TLCS B	Наши наблюдения R
1	2	3	4	5	6	7	8
r_1	0.0768(2)	0.0743(10)	0.0710(6)	0.0772(3)	0.0703(4)	0.0700(8)	0.0785(6)
r_2	0.0696(2)	0.0704(10)	0.0772(6)	0.0700(3)	0.0769(5)	0.0794(8)	0.0721(9)
i , град.	89.56(5)	89.37(10)	89.33(7)	89.46(5)	89.57(7)	89.20(8)	89.55(9)
e	0.2138(20)	0.2080(55)	0.2408(35)	0.2080(27)	0.2297(33)	0.2673(40)	0.2163(53)
ω_1 , град.	123.99(38)	125.38(75)	119.59(60)	125.07(54)	121.22(65)	116.16(82)	123.39(80)
L_1	0.547(3)	0.530(11)	0.472(11)	0.542(5)	0.466(6)	0.468(7)	0.550(7)
u_1	0.32(7)	0.27(25)	0.26(16)	0.46(9)	0.10(11)	0.06(20)	0.00(26)
u_2	0.39(5)	0.72(43)	0.72(10)	0.27(25)	0.44(20)	1.00(20)	0.52(30)
L_2	0.453	0.470	0.528	0.458	0.534	0.532	0.450
J_2/J_1	1.0098	0.9728	0.9444	1.0314	0.9556	0.8836	0.9693
r_2/r_1	0.9058	0.9475	1.0873	0.9059	1.0948	1.1343	0.9187
r_1+r_2	0.1464	0.1447	0.1482	0.1472	0.1472	0.1494	0.1506
N	850	226	255	1920	118	255	121
σ_{o-c}	0 ^m .0085	0 ^m .0146	0 ^m .0091	0 ^m .0120	0 ^m .0049	0 ^m .0139	0 ^m .0112

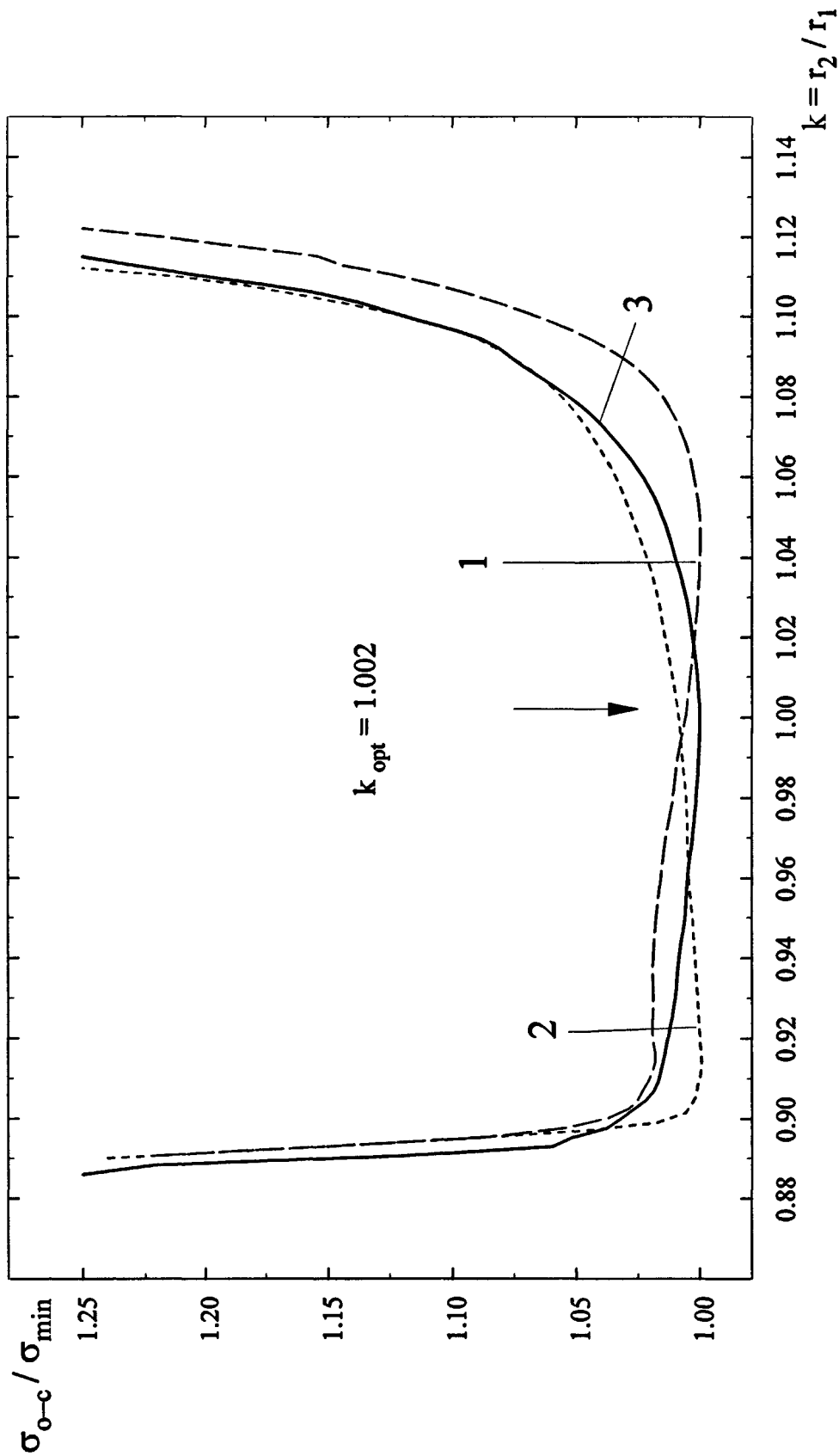


Рис.3.4. Зависимость среднего квадратического уклонения $\sigma_{o-c}/\sigma_{min}$, наблюдений от теоретических кривых блеска, соответствующих разным фиксированным значениям $k = r_2/r_1$.

Все наблюдения в полосе V. 1 – наши наблюдения с фотоумножителем, 2 – наблюдения Торреса и др.(2000), 3 – сводная кривая, составленная из наблюдений всех авторов.

Для выяснения такой ситуации мы получили серию решений кривых блеска при различных фиксированных значениях величины $k = r_2/r_1$. Результаты этого эксперимента представлены на рис.3.4 в виде зависимости σ_{o-c} от k , где σ_{o-c} – среднеквадратическое отклонение наблюдений от теоретической кривой блеска, соответствующей данному значению k . Видно, что для трех представленных на рисунке кривых блеска наилучшие решения, соответствующие σ_{min} , достигаются при совершенно различных значениях k . Однако в интервале $k = 0.90 - 1.09$ значения σ_{o-c} меняются весьма незначительно. То есть все кривые блеска GG Ori практически с одинаковой точностью представляются с любым фиксированным значением k в этом интервале. Невозможность определения k из решения кривых блеска исследуемой звезды отмечалось и в работах Закирова (1997), Торреса и др. (2000). Поэтому величину k необходимо фиксировать, исходя из дополнительных соображений. Одним из аргументов в пользу выбора величины k является отмеченное выше практическое равенство масс компонент. Поэтому при решении кривых блеска мы вначале зафиксировали равенство радиусов: $k = 1$. Однако, для сводной кривой блеска при этом получаются противоречивые фотометрические элементы: поверхностная яркость вторичной компоненты оказывается заметно больше яркости главной звезды, и показатели цвета $W-B$ и $B-R$ вторичной компоненты также оказываются более голубыми, чем у главной. Поэтому естественно считать, что и радиус вторичной компоненты должен быть больше, и мы окончательно зафиксировали отношение радиусов при значении $k = r_2/r_1 = 1.002$, при котором как для сводной кривой блеска, так и для наших измерений во всех полосах $WBVR$ получается непротиворечивая система решений. Интересно, что построенная нами сводная кривая блеска в фильтре V , куда вошли наблюдения всех авторов с учетом точности каждого ряда наблюдений (помечена “3” на графике), показывает заметный минимум именно вблизи данного значения k . Мы не можем утверждать, что при получении сверхточных кривых блеска, с ошибкой средней точки менее $0^m.001$, параметры r_1 и r_2 начнут разделяться всегда, но наши данные все-таки обнадеживающие. Возможно, что трудоемкая работа по накоплению фотометрических данных об отдельных звездах позволит получить более надежную информацию о параметрах двойных систем и разделять в трудных случаях связанные параметры. Фотометрические элементы, полученные из решений кривых блеска разных авторов при закреплённых значениях $k = 1.002$ и коэффициентах потемнения, фиксированных для каждой фотометрической полосы при их теоретических значениях (Рубашевский, 1985), для спектрального класса компонент B9.5 V (см. ниже), приведены в таблице 3.3, по структуре аналогичной таблице 3.2.

Таблица 3.3. Фотометрические элементы GG Oгi при закрепленных значениях $k = r_2/r_1 = 1.002$ и коэффициентах потемнения к краю, фиксированных при их теоретических значениях.

Параметр	Наши наблюдения V	Закиров V	TLCS V	Сводная кривая V	Наши наблюдения B	TLCS B	Наши наблюдения R	Принятые значения
1	2	3	4	5	6	7	8	9
r_1	0.07324(26)	0.07239(67)	0.07398(27)	0.07366(25)	0.07323(42)	0.07429(39)	0.07459(72)	0.07357(39)
r_2	0.07339(27)	0.07255(72)	0.07416(29)	0.07381(27)	0.07337(46)	0.07444(42)	0.07473(74)	0.07372(40)
i , град.	89.325(9)	89.375(29)	89.351(12)	89.312(11)	89.347(10)	89.276(18)	89.313(19)	89.322(15)
e	0.2176(15)	0.2061(44)	0.2277(17)	0.2144(15)	0.2264(27)	0.2402(26)	0.2223(57)	0.2184(46)
ω_1 , град.	123.29(27)	125.69(89)	121.62(28)	123.82(29)	121.72(46)	119.66(36)	122.35(99)	123.10(90)
L_1	0.4963(17)	0.4996(48)	0.4992(19)	0.4967(18)	0.4980(29)	0.5015(27)	0.4986(67)	-
L_2	0.5037	0.5004	0.5008	0.5033	0.5020	0.4985	0.5014	-
$u_1 = u_2$	0.406	0.406	0.406	0.406	0.496	0.496	0.340	-
J_2/J_1	1.0108	0.9975	0.9982	1.0090	1.0039	0.9901	1.0019	-
r_1+r_2	0.1466	0.1449	0.1481	0.1475	0.1466	0.1487	0.1493	0.1473
σ_{o-c}	0 ^m .0086	0 ^m .0149	0 ^m .0093	0 ^m .0122	0 ^m .0055	0 ^m .0145	0 ^m .0115	-

Видно, что закрепление величин k , u_1 и u_2 более чем на порядок стабилизировало результаты всех решений: разброс значений g_1 и g_2 уменьшился с 10% до 1%, а относительных светимостей – с 16% до 0.5%. В последнем, 9-м, столбце таблицы 3.3 даны средневзвешенные геометрические элементы GG Ori, принятые нами в качестве окончательных и единых для всех кривых блеска и фотометрических полос. Насколько эти элементы соответствуют наблюдениям, видно из рис.3.5, где представлены сводная кривая блеска в полосе V в области минимумов по наблюдениям всех авторов, а также отклонения, $O-C$, наблюдаемых точек от теоретической кривой, построенной с этими окончательными элементами. Отсутствие значимых систематических отклонений ($O-C$) в зависимости от орбитальной фазы показывает адекватность принятой геометрии наблюдениям всех авторов.

Таблица 3.4. Относительные светимости и отношения поверхностных яркостей компонент GG Ori в разных фильтрах фотометрической системы $WBVR$.

Параметр	W	B	V	R
L_1	0.4956(8)	0.4974(4)	0.4964(4)	0.4987(7)
L_2	0.5044(8)	0.5026(4)	0.5036(4)	0.5013(7)
$u_1 = u_2$	0.486	0.496	0.406	0.340
J_2/J_1	1.0136(30)	1.0065(20)	1.0105(15)	1.0011(25)
σ_{O-C}	$0^m.0260$	$0^m.0058$	$0^m.0088$	$0^m.0115$

В таблице 3.4 представлены относительные светимости и отношения поверхностных яркостей компонент GG Ori в разных фильтрах фотометрической системы $WBVR$, полученные из решения соответствующих кривых блеска при закрепленных значениях u_1 , u_2 , а также геометрии системы, фиксированной в соответствии с окончательными элементами из девятого столбца таблицы 3.3. Из анализа данных этой таблицы и результатов абсолютных привязок всей системы GG Ori к фотометрическим стандартам Каталога ГАИШ (см. таблицу 3.1) можно найти абсолютные звездные величины и показатели цвета обеих компонент этой системы, которые представлены в таблице 3.5.

Видно, что компоненты системы имеют близкие фотометрические характеристики. Однако, в отличие от выводов работ Закирова (1997), Торреса и др. (2000), из наших

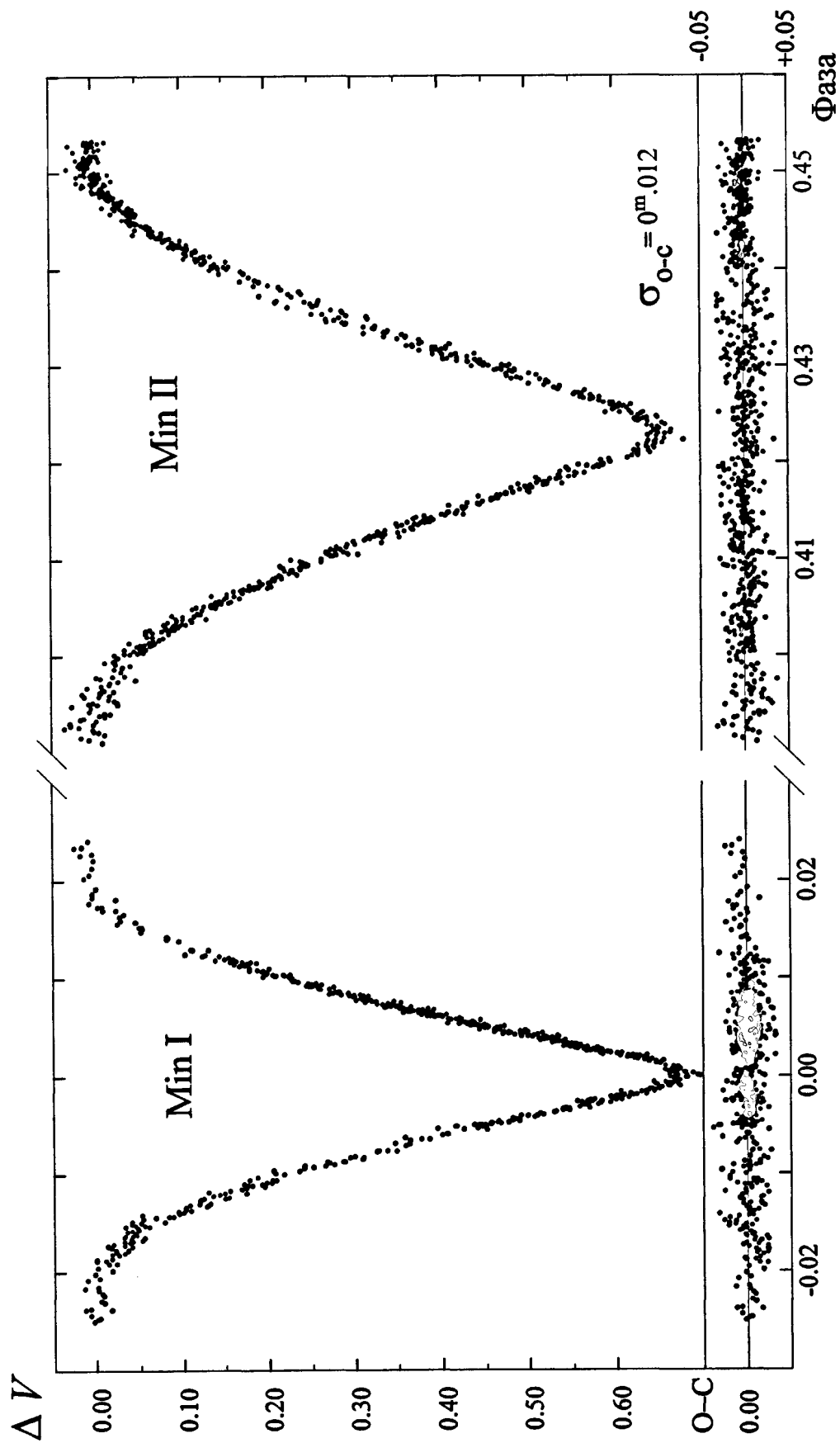


Рис.3.5. Сводная фотоэлектрическая кривая блеска GG Ориона в полосе V в области главного и вторичного минимумов. Внизу даны уклонения $O-C$ от теоретической кривой блеска, построенной с принятыми фотометрическими элементами из 9-го столбца таблицы 3.3.

данных следует, что несколько более голубая звезда, с большей поверхностной яркостью и с большей светимостью, затмевается не в главном (более глубоком, см. табл.3.1), а во вторичном минимуме. Такой, парадоксальный, на первый взгляд, факт возникает в связи с эллиптичностью орбиты и отличием угла i от 90° . При вращении линии апсид соотношение глубин минимумов будет периодически изменяться, а при циркуляризации орбиты в процессе ее эволюции соотношение глубин минимумов должно перевернуться, и главный в настоящее время минимум навсегда останется более мелким. Полученные в работе Торреса и др. (2000) массы компонент: $M_1 = 2.342(16)M_\odot$; $M_2 = 2.338(17)M_\odot$ в пределах точности их определения не противоречат, вообще говоря, такому выводу. Для приведения в соответствие фотометрических и спектроскопических данных необходимо принять обратное соотношение масс: $M_1 = 2.336(23) M_\odot$; $M_2 = 2.343(23) M_\odot$. Эти новые значения масс практически с такой же точностью, что и оригинальные значения, удовлетворяют лучевым скоростям компонент GG Ori, приведенным в таблицах 1 и 2 из работы Торреса и др. (2000). Поэтому в таблице 3.5 мы приводим и ревизованные нами значения M_1 и M_2 . На рис.3.6 компоненты системы GG Ori и использованные в наших наблюдения стандартные звезды "С" и "К" нанесены на двуцветную диаграмму ($W-B$, $B-V$) в системе Каталога ГАИШ. Непрерывной линией на этом рисунке показан ход диаграммы для звезд главной последовательности с обозначениями спектральных классов и положений непокрашенных звезд V класса светимости. Линия стандартного межзвездного поглощения (Страйжис, 1977), проходящая через GG Ori, пересекает эту диаграмму дважды: в области спектральных классов A7 V и B9.5 V. Учитывая измеренные массы и абсолютные радиусы (см. табл.3.5), естественно выбрать в качестве спектрального класса для обеих компонент значение B9.5 V. Отметим, что, используя данные узкополосной ubv фотометрии из работы Хилдича и Хилла (1975), а также результаты абсолютной UBV фотометрии GG Ori из работы Лэси (1992), можно получить близкие к этому результаты. Знание положения звезды на двуцветной диаграмме, ее спектрального класса и класса светимости позволяет нам определить избыток цвета $E_{B-V} = 0^m.53 \pm 0^m.02$, общее межзвездное поглощение $A_V = 3.3 \cdot E_{B-V} = 1^m.75 \pm 0^m.07$, эффективные температуры компонент: $T_1 = 9975 \pm 120$ K, $T_2 = 10000 \pm 120$ K, а также расстояние до системы $d = 425 \pm 22$ пс. При этом средняя эффективная температура компонент в соответствии с их спектральным классом B9.5 V принята согласно результатам абсолютных калибровок звезд, приведенным в работах Поппера (1980) и Страйжиса (1982).

Таблица 3.5. Абсолютные элементы GG Ori.

Параметр	Главная компонента	Вторичная компонента
Массы, M , из работы Торреса и др.(2000)	$2.342 \pm 0.016 M_{\odot}$	$2.338 \pm 0.017 M_{\odot}$
Массы, M^*	$2.336 \pm 0.023 M_{\odot}$	$2.343 \pm 0.023 M_{\odot}$
Радиусы, R	$1.827 \pm 0.021 R_{\odot}$	$1.831 \pm 0.021 R_{\odot}$
Светимости, $\lg L/L_{\odot}$	1.471 ± 0.022	1.478 ± 0.022
Эффективные температуры, T_{eff}	$9975 \pm 120 \text{ K}$	$10000 \pm 120 \text{ K}$
Сп. классы из $WBVR$ фотометрии, Sp	B9.5 V	B9.5 V
Гравитационное ускорение, $\lg g$	4.283 ± 0.010	4.282 ± 0.010
Избытки радиусов, $\Delta \lg R$	0.020 ± 0.004	0.021 ± 0.004
Избытки светимостей, $\Delta \lg L$	0.024 ± 0.022	0.025 ± 0.022
V	$11^{\text{m}}.131 \pm 0.008$	$11^{\text{m}}.116 \pm 0.008$
$W-B$	$0^{\text{m}}.318 \pm 0.011$	$0^{\text{m}}.310 \pm 0.011$
$B-V$	$0^{\text{m}}.496 \pm 0.011$	$0^{\text{m}}.500 \pm 0.011$
$V-R$	$0^{\text{m}}.472 \pm 0.010$	$0^{\text{m}}.462 \pm 0.010$
Абс. болометрические величины, M_{bol}	$1^{\text{m}}.01 \pm 0.07$	$0^{\text{m}}.99 \pm 0.07$
Абс. визуальные величины, M_v	$1^{\text{m}}.24 \pm 0.07$	$1^{\text{m}}.22 \pm 0.07$
Межзвездное поглощение, A_v	$1^{\text{m}}.75 \pm 0.07$	
Модуль расстояния, $(m_v - M_v - A_v)$	$8^{\text{m}}.14 \pm 0.10$	
Расстояние до системы, d	$425 \pm 22 \text{ пс}$	
Фотометрический параллакс, π''_{ph}	0.00235 ± 0.00012	
Возраст системы, t	$(75 \pm 15) \cdot 10^6 \text{ лет}$	

* Принятые в данной работе.

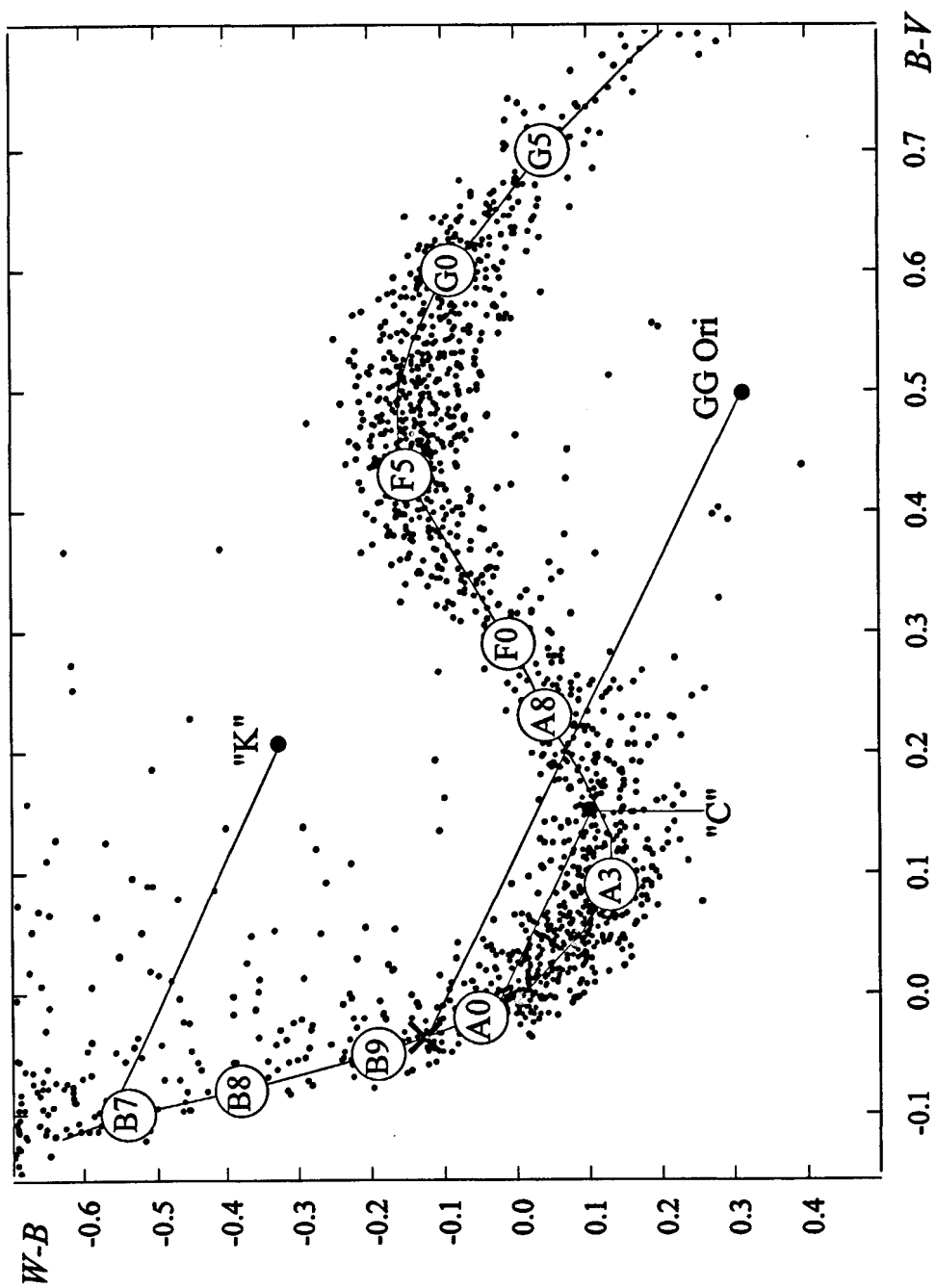


Рис.3.6. Положение GG Ориона и звезд сравнения на двукветной диаграмме $W-B$, $B-V$.

Различие в 25 К между T_2 и T_1 получено в соответствии с отношением поверхностных яркостей компонент в фотометрических полосах $WBVR$ (см. табл.3.4) и законом излучения Планка. Хотя точность абсолютных значений T_1 и T_2 составляет примерно 120 К, полученная нами дифференциальная разность температур $T_2 - T_1 = 25$ К является значимой, поскольку отношение поверхностных яркостей компонент из решения кривых блеска определяется с наиболее высокой точностью. Найденные выше параметры позволяют с использованием известных соотношений найти весь комплекс физических и геометрических характеристик системы GG Ori, представленных в таблице 3.5. Рассмотрение данных из таблицы 3.5 совместно с теоретическими эволюционными сценариями звезд, построенными Кларетом и Гименесом (1992), показывает, что компоненты GG Ori являются очень молодыми звездами. В таблице 3.5 приведены избытки радиусов, $\Delta \lg R$, светимостей, $\Delta \lg L$, и возрасты компонент, $t = (75 \pm 15) \cdot 10^6$ лет, определенные в предположении, что они являются звездами начальной главной последовательности. Найденное значение подтверждается и теоретическими расчетами, выполненными для конкретных звезд Палло и Шталером (2001). Однако найденные параметры этих звезд не исключают возможности того, что они еще находятся лишь на стадии гравитационного сжатия до главной последовательности, что согласуется с выводами Торреса и др. (2000). Это обстоятельство делает систему GG Ori весьма привлекательной для изучения физического состояния и начальной фазы эволюции наиболее молодых звезд и, особенно, для определения апсидальных параметров k_2 . Проблема апсидального движения в системе рассматривается в следующем параграфе нашей работы. Здесь же мы хотим обратить внимание исследователей на тот факт, что общее межзвездное поглощение $A_V = 1^m.75$ для GG Ori ($l = 205^\circ.6$, $b = -15^\circ.5$), находящейся на расстоянии всего 425 пк, представляется чрезмерно большим. К сожалению, большинство стандартных звезд в окрестности GG Ori, использованных в нашей и предыдущих работах, не имеют спектроскопически определенных спектральных классов и поэтому не пригодны для исследования межзвездного поглощения в исследуемой области. Лишь для звезды "К" (BD $-1^\circ 1013$), использованной нами в качестве контрольной, известен спектральный класс: B7 V-IV (Уоррен и Хессер, 1977). Поэтому, используя фотометрические характеристики этой звезды, определенные нами и представленные выше в таблице 3.1, абсолютную визуальную величину $M_V = -0^m.4$ для такого спектрального класса в соответствии с таблицей абсолютных калибровок звезд из

работы Страйжиса (1982), ее положение на двуцветной диаграмме (см. рис.3.6), можно определить следующие характеристики этой звезды:

$$E_{B-V} = 0^m.31; \quad A_V = 3.3 \cdot E_{B-V} = 1^m.02; \quad (m-M) = 8^m.18; \quad d = 433 \text{ пк.}$$

То есть эта звезда, находящаяся на небе всего в $17'$ от GG Ori, и пространственно расположена, по-видимому, очень близко от нее, и обе они входят в ассоциацию Орион OB1. Тем более удивительно, что величины A_V для этих звезд так сильно различаются. Мы не смогли найти объяснения этому факту, и природа аномально большого межзвездного поглощения в направлении GG Ori осталась открытой.

§3.5. Измерение скорости вращения линии апсид.

Используя найденные выше физические и геометрические характеристики системы из таблицы 3.3 и таблицы 3.5 и приведенные во введении соотношения, можно вычислить теоретически ожидаемые скорости вращения линии апсид:

$$\dot{\omega}_{class} = 0.011 \pm 0.001 \text{ град/год}; \quad \dot{\omega}_{rel} = 0.025 \pm 0.001 \text{ град/год},$$

$$\dot{\omega}_{theor} = \dot{\omega}_{class} + \dot{\omega}_{rel} = 0.036 \pm 0.001 \text{ град/год}.$$

Видно, что ожидаемая релятивистская часть апсидального движения должна в 2.5 раза превосходить классическую часть. При вычислении $\dot{\omega}_{class}$ используется апсидальный параметр k_2 , определяющий внутреннюю структуру звезды и зависящий от ее эволюционного состояния. В соответствии с близкими физическими характеристиками компонент, выводом о молодости системы и эволюционными звездными моделями из работы Кларета и Гименеса (1992), мы приняли $k_{21} = k_{22} = 0.0048$. Это значение k_2 соответствует звезде начальной главной последовательности возраста 75 млн. лет, солнечного химического состава ($X = 0.70$, $Z = 0.02$) с массой $M = 2.34M_{\odot}$.

Теперь нам необходимо определить наблюдаемую скорость, $\dot{\omega}_{obs}$, вращения линии апсид в этой системе. Для этого воспользуемся соотношением из статьи Халиуллина (1997):

$$\frac{P_1 - P_2}{P} = 4e \frac{P}{U} \left(\sin \omega - e^2 \frac{1 + 3\sqrt{1-e^2}}{(1 + \sqrt{1-e^2})^3} \sin 3\omega \right), \quad (3.1)$$

где P – аномалистический орбитальный период системы, P_1 и P_2 – периоды чередования главного и вторичного минимумов, соответственно, U – период апсидального движения, e и ω – эксцентриситет и долгота периастра орбиты, соответственно. Для определения U из этого соотношения нам необходимо определить разность периодов $\Delta P = (P_1 - P_2)$, а

остальные параметры уже найдены (см. таблицы 3.3 и 3.5). С целью определения ΔP мы в таблице 3.6 собрали все фотоэлектрические моменты, как главного, так и вторичного минимумов GG Ori. Все опубликованные результаты индивидуальных фотоэлектрических наблюдений разных авторов были переобработаны единой методикой с целью получения однородного ряда данных. На основе этих данных была сделана попытка представить моменты минимумов единым орбитальным периодом. В результате мы получили следующие эфемериды:

$$\begin{aligned}\text{Min I} &= \text{JD}_{\text{hel}}2447814.42316 + 6^{\text{d}}.6314920 \cdot E, \\ \text{Min II} &= \text{JD}_{\text{hel}}2447817.22769 + 6^{\text{d}}.6314920 \cdot E.\end{aligned}\quad (3.2)$$

В третьем столбце таблицы 3.6 приведены отклонения, $(O-C)_1$, наблюдаемых моментов от вычисленных с эфемеридами (3.2). Эти же отклонения показаны на рис.3.7 в виде зависимости $(O-C)_1$ от эпохи наблюдений. Этот рисунок наглядно показывает, что MinI и MinII нельзя представить единым периодом: интервал между минимумами меняется, что свидетельствует о вращении орбиты этой системы.

Независимое представление моментов MinI и MinII методом наименьших квадратов приводит к следующим эфемеридам:

$$\begin{aligned}\text{Min I} &= \text{JD}_{\text{hel}}2447814.42316(7) + 6^{\text{d}}.6314975(3) \cdot E, \\ \text{Min II} &= \text{JD}_{\text{hel}}2447817.22769(8) + 6^{\text{d}}.6314864(3) \cdot E,\end{aligned}\quad (3.3)$$

где ошибки элементов указаны внутри скобок в единицах последнего знака. Именно с этими эфемеридами (3.3) мы приводили наблюдения всех авторов во всех фотометрических полосах к единой эпохе JD 2447814 для вычисления орбитальных фаз при решениях кривых блеска. На указанную эпоху вторичный минимум приходится на фазу $0^{\text{P}}.42291(2)$. В четвертом столбце таблицы 3.6 приведены отклонения $(O-C)_2$, аналогичные $(O-C)_1$, но вычисленные с окончательными эфемеридами (3.3). Видим, что P_1 и P_2 заметно различаются:

$$\Delta P = P_1 - P_2 = 0^{\text{d}}.0000111(4) = 0^{\text{s}}.96 \pm 0^{\text{s}}.04.$$

Подставляя найденные значения ΔP в формулу (1), находим:

$$U = 7900 \pm 900 \text{ лет}; \quad \dot{\omega}_{\text{obs}} = 360^\circ/U = 0^\circ.046 \pm 0^\circ.005 \text{ год}^{-1}.$$

Таким образом, анализ 12 летнего ряда фотоэлектрических измерений GG Ori позволил впервые с точностью 11% определить скорость вращения линии апсид в системе.

Сравнение наблюдаемой и теоретической скоростей апсидального вращения показывает, что $\dot{\omega}_{\text{obs}}$ на 28% превышает $\dot{\omega}_{\text{theor}}$. В настоящее время на основе имеющейся информации трудно сделать определенный вывод о причинах такого различия. До сих пор в затменных системах, если и наблюдалось расхождение с теорией, то лишь в сторону

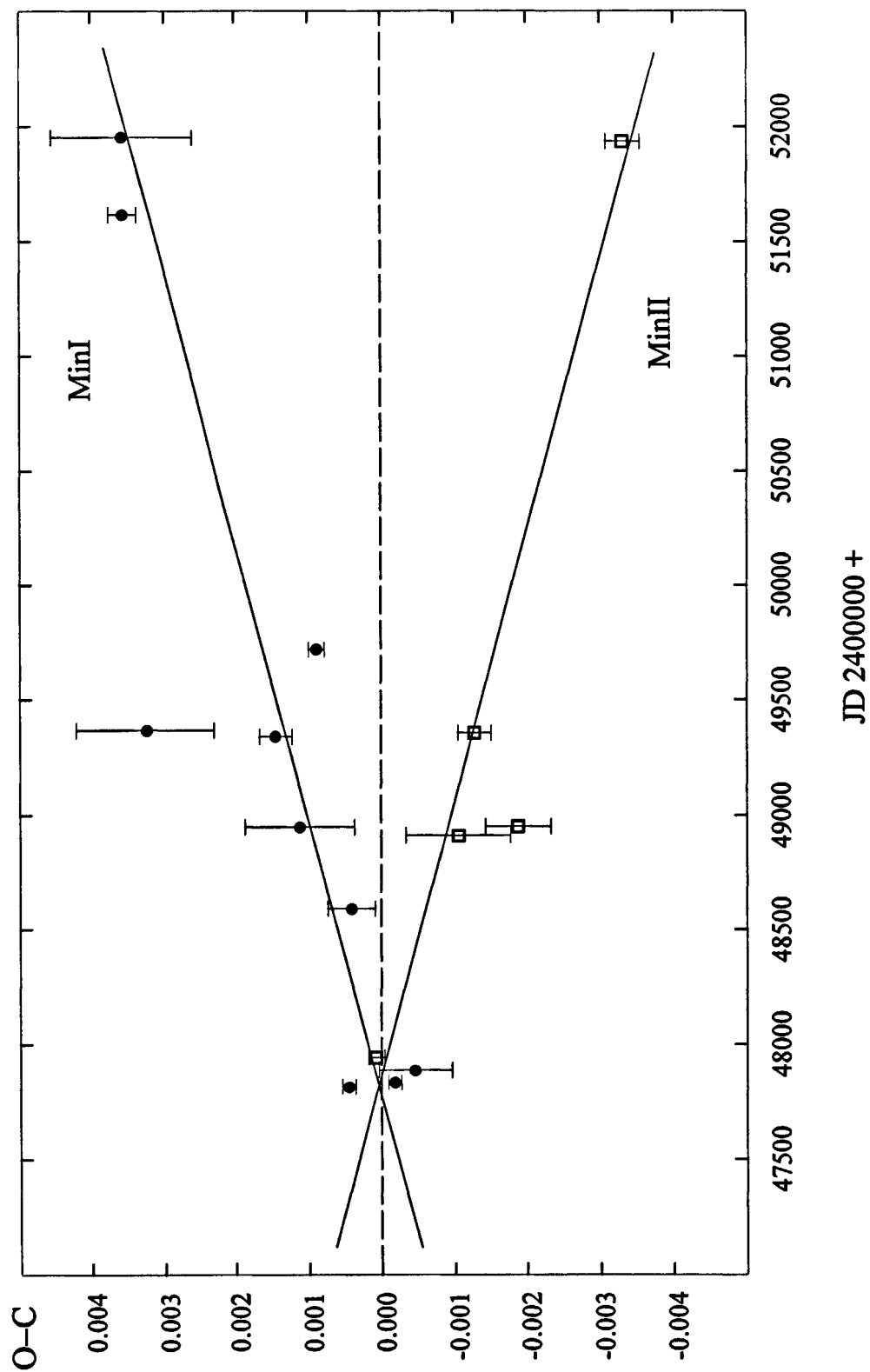


Рис.3.7. Разность периодов следования главных (заполненные кружки) и вторичных (пустые квадратики) GG Ori.

замедления наблюдаемой скорости вращения линии апсид, см. Мартынов и Халиуллин (1980), Халиуллин и Козырева (1983), Волков (1993). Система GG Ori, таким образом, становится первой, у которой наблюдаемая скорость апсидального вращения оказывается заметно больше теоретически ожидаемой. Но для окончательных выводов необходимы дальнейшие фотоэлектрические измерения системы с целью уточнения как значения $\dot{\omega}_{obs}$, так и фотометрических элементов.

Весьма желательны также и спектроскопические исследования GG Ori и окрестных звезд с целью, во-первых, изучения аномально высокого межзвездного поглощения в этом направлении и, во-вторых, подтверждения определенных фотометрическим способом спектральных классов (B9.5 V) компонент исследованной затменной системы.

Таблица 3.6. Определенные из фотоэлектрических наблюдений моменты главного (1) и вторичного (2) минимумов GG Ori и их отклонения от линейных эфемерид.

JD _{hel} 2 400 000 +	Минимум	(O - C) ₁ $P_1 = P_2 = P_a$	(O - C) ₂ $P_1 - P_2 = 0^s.96$	Автор
47814.42359	I	+0.00061	+0.00061	Волков и Халиуллин (2002)
47834.31743	I	-0.00002	-0.00004	Волков и Халиуллин (2002)
47943.22633	II	+0.00025	+0.00025	Волков и Халиуллин (2002)
48590.30813	I	+0.00063	-0.00001	Закиров (1997)
48911.42281	II	-0.00105	-0.00026	Закиров (1997)
48948.40822	I	+0.00017	-0.00076	Торрес и др.(2002)
49339.66763	I	+0.00157	+0.00032	Торрес и др.(2002)
49355.73256	II	-0.00124	-0.00009	Торрес и др.(2002)
49717.66221	I	+0.00113	-0.00043	Торрес и др.(2002)
51614.27111	I	+0.00341	+0.00031	Волков и Халиуллин (2002)
51935.38090	II	-0.00316	+0.00010	Волков и Халиуллин (2002)

Глава IV. Поиск третьего тела в затменной системе DI Геркулеса с аномально медленным вращением линии апсид

§4.1. Краткая библиография работ и постановка задачи.

Затменная двойная DI Her ($V = 8.4^m$, B4V + B5V, $P = 10^d.55$), обладающая значительным эксцентриситетом ($e = 0.48$) была открыта Хоффмейстером (1930). Яккья (1940) получил первую фотографическую кривую блеска, обнаружив значительное смещение фазы вторичного минимума ($0^p.77$) и узкие минимумы на кривой блеска, что говорило о небольших относительных размерах компонент $r_1 \approx r_2 \approx 0.060$. Система неоднократно наблюдалась спектроскопически, например, Струве и др. (1950), Мак-Келлар (1951). Рудкюбинг (1959) первым обратил внимание на тот факт, что указанные параметры системы приводят к тому, что в апсидальном движении звезды должен доминировать релятивистский член. Не имея на тот момент теоретических данных о внутреннем строении звезд, он провел сравнение с системой Y Cyg (спектр O9.5 V), обладающей значительным апсидальным движением, в основном классическим. Это позволило ему оценить релятивистский вклад во вращение линии апсид в 0.021 град/год, что должно было вдвое превышать классическое апсидальное движение. Первые фотоэлектрические измерения блеска в минимумах получила Семенюк (1968), но апсидальное движение обнаружено не было. Семенюк определила только верхнюю границу эффекта: $U \sim (8.6 \pm 9) \cdot 10^4$ лет или $\dot{\omega}_{obs} \sim 0.0042$ град/год, что указывало на низкое значение скорости вращения линии апсид. Недостаток наблюдений, особенно точных фотоэлектрических, не позволил ей сделать более определенных выводов. В дальнейшем Мартынов и Халиуллин (1980) получили десятилетний ряд однородных высокоточных фотоэлектрических наблюдений, который позволил им вычислить точную фотометрическую орбиту системы и обнаружить, наконец, движение линии апсид. Но значение, полученное ими на основании только фотоэлектрических наблюдений, оказалось в три раза меньше ожидаемого! С тех пор система остается под пристальным вниманием наблюдателей и теоретиков. Предлагались самые разные способы примирить теорию с наблюдениями, включая предложение внести поправки в ОТО (Моффат, 1984). Неоднократно подвергалось ревизии и точное значение наблюдаемой скорости апсидального вращения. До последнего момента все авторы сходились только в том, что

движение линии апсид замедленно. Численные значения отличались у разных авторов до двух раз: от 0.0060 град/год (Гайнэн и Малони, 1985; Мартынов и Лавров, 1987) до 0.0124 град/год (Мартынов и Халиуллин, 1980; Ходыкин и Волков, 1989). Также оставались некоторые сомнения в достоверности параметров системы, получаемых из решения кривой блеска. В наличии были высокоточные наблюдения только из одной работы, допускавшие решение с удовлетворительной точностью (Мартынов и Халиуллин, 1980). Кривая блеска в узкополосной системе *ibvu*, полученная Гайнэном и Сайя (1985), является ценным материалом, но не обладает нужной для решения фотометрической точностью. Она не противоречит параметрам системы, получаемым из наблюдений Мартынова и Халиуллина, но не более того. Остальные наблюдатели ограничивались эпизодическими наблюдениями в минимумах, приводя в публикациях только значения моментов минимумов и не всегда указывая даже количество полученных точек и обстоятельства наблюдений, оставляя в стороне важнейший вопрос об ошибках полученных ими моментов минимумов. В кривой блеска Мартынова и Халиуллина наблюдались некоторые несоответствия, что тоже требовало проверки. Например, из решения их кривой блеска получались обратные размеры компонент – более массивная и яркая компонента оказывалась меньше по размерам. Плохо определялись и коэффициенты потемнения к краю. Учитывая все вышесказанное, а также то, что с момента наблюдений Мартынова и Халиуллина прошло много времени, можно было заключить, что получение нового однородного ряда фотоэлектрических наблюдений является актуальной задачей.

Высокоточную кривую лучевых скоростей получил Поппер (1982), это позволило уверенно и с хорошей точностью определить массы компонент и объяснить ранее наблюдавшееся противоречие параметров системы, получаемых из спектральных наблюдений Мак-Келлара (1951) и из фотометрии. Поппер показал, что полученный Мак-Келларом из его кривой лучевых скоростей эксцентриситет $e = 0.37$ ошибочен из-за блендирования линий в спектре звезды на снимках, обладающих низкой дисперсией. Также неверен вывод Мак-Келлара (1951) о том, что обладающий меньшей светимостью спутник более массивен.

При исследовании апсидального движения, получая точные моменты минимумов блеска, отстоящие друг от друга пусть всего на несколько недель, мы получаем возможность исследования периодичностей в ходе остатков О–С моментов минимумов, что является непревзойденным по чувствительности методом обнаружения невидимых спутников звезд, см. Халиуллина и др. (1985), Халиуллина (1987). Полученный однородный ряд высокоточных моментов минимумов блеска в совокупности с

опубликованными данными других авторов можно использовать для анализа на периодичность. Обнаруженные периодические отклонения остатков O—C от линейной формулы позволили бы говорить о наличии в системе третьего тела и оценить основные параметры его орбиты. Данный метод позволяет обнаружить в системе DI Her третье тело массой до $0.05M_{\odot}$ при совокупной массе двойной системы порядка $10M_{\odot}$. В настоящее время никаким другим методам астрономических наблюдений подобные спутники не доступны. Проблема, несмотря на очевидную простоту, представляется важной, т.к. обнаружение невидимого спутника в данной системе может снять до сих пор окончательно не разрешенное противоречие между теоретической и реально наблюдаемой скоростью апсидального вращения (Мартынов и Халиуллин, 1980; Гайнэн и Малони, 1985).

Нами были также использованы индивидуальные моменты минимумов, которые приводят Оглоза (1995), Гайнэн и др. (1994), Борковиц и Биро (1998).

§4.2. Высокоточная электрофотометрия DI Геркулеса в ТШВЭ.

К моменту начала наших наблюдений имелось большое количество фотографических и относительно небольшое число фотоэлектрических моментов DI Her. Учитывая важность проблемы, на что особенно указывал Д.Я. Мартынов, силами сотрудников ГАИШ была предпринята программа систематических наблюдений данной звезды и целого ряда подобных объектов. На данный момент нами получено 14 моментов минимумов для DI Her, что составляет основу фактического материала. Наблюдения проводились по стандартной методике на однотипных одноканальных фотоэлектрических фотометрах в ТШВЭ (рефлектор 48 см), в Крыму (рефлектор 60 см), Москве (рефлектор 70 см) и только последний момент был получен с помощью ПЗС-фотометра в Москве (рефрактор 30см, ПЗС-матрица ST-6). Первые наблюдения провел сам Д.Я. Мартынов на Крымской станции ГАИШ. В основном наблюдения велись в фильтре *V*. При хороших атмосферных условиях наблюдения велись и в других фильтрах, большинство моментов минимумов получены на основе *V* наблюдений. Если из наблюдений в других фильтрах можно было определить момент минимума, то принималось средневзвешенное значение. Звездами сравнения служили GSC 2113.2133 = "C", основной стандарт, GSC 2109.235 = "K", контрольная звезда и GSC 2109.247 – основная звезда сравнения при наблюдениях с ПЗС-матрицей, попадающая с DI Her на один кадр. Эти звезды не слишком отличаются по цвету от переменной, что облегчает вынос наблюдений за атмосферу и

коррекцию за небольшое, но реально существующее отличие инструментальных систем всех использовавшихся фотометров. Один из моментов был получен синхронно в Москве (наблюдатель И.М.Волков) и в ТШВЭ (наблюдатели Т.М.Погрошева и С.А.Ходыкин). После учета атмосферной прозрачности по методу, описанному Мошкалевым и Халиуллиным (1985), индивидуальные наблюдения совпали с точностью одной оценки лучше 0.005^m , а ход кривых блеска в целом согласуется с точностью не хуже 0.001^m , хотя звезды сравнения были использованы разные. В Москве наблюдения велись со звездой "С", а в ТШВЭ – со звездой "К", эти звезды немного отличаются по цвету (см. таблицу 4.1). Это лишний раз свидетельствует о корректности процедуры выноса за атмосферу, предложенной Мошкалевым и Халиуллиным (1985) и о правильности принятой модели атмосферы.

Разброс наблюдательных точек на плато и небольшие систематические отличия в наблюдениях минимумов в разные ночи могут говорить о небольшой, $< 0.01^m$, переменности одного из компонентов DI Her. На возможность физической переменности DI Her указывал еще Поппер (1982). Переменность столь малой амплитуды, даже если она реальна, не привносит ошибок в определение моментов минимумов блеска более чем в $\pm 0^d.0004$. Относительно недавно появились данные, что система DI Her действительно обладает физической переменностью, в основном, в ультрафиолетовом диапазоне, Маршалл и др. (1995). Авторы относят звезду к предложенному недавно новому классу малоамплитудных переменных – медленно пульсирующих В-звезд (Уолкенс и Руфенер, 1985; Уолкенс, 1987, 1991). Маршалл и др. (1995) приводят возможные периоды пульсаций $P_1 = 0^d.4885$ и $P_2 = 0^d.9558$. В фильтре V они оценивают амплитуду переменности в 0.010^m , что совпадает с нашей оценкой переменности.

Все наблюдения были редуцированы в систему Каталога ГАИШ неоднократной привязкой к стандарту HD 182807. Все звезды сравнения подтвердили постоянство своего блеска в пределах $\pm 0.002^m$. Таким образом, подозрения в переменности звезды "К" (Гайнэн и др., 1994), на основании которых она получила обозначение NSV 24621, не подтверждаются. Данные привязок см. в таблице 4.1. Цвета звезды вне затмений соответствуют показателю цвета $(B - V)_0 = -0.158(5)^m$. Всего нами было получено 1620 измерений в системе V , 330 в W , 289 в B и 323 в R . В фильтрах W , B и R производились отдельные оценки вблизи дна минимумов, а также были измерены некоторые минимумы целиком.

Таблица 4.1. Звездные величины звезд сравнения и DI Her в минимумах и на плато в фотометрической системе Каталога ГАИШ.

Звезда	V	$W-B$	$B-V$	$V-R$	Сп. класс	E_{B-V}
HD182807	6.178(2)	-0.176(4)	0.557(3)	0.430(3)	F8 V	0.0
C	8.623(3)	-0.319(6)	0.082(4)	0.039(4)	B7.5 V	0.16(3)
K	9.515(3)	0.093(7)	0.173(6)	0.079(6)	A0 V	0.19(3)
DI Her	8.427(3)	-0.669(7)	0.061(6)	0.031(7)	B4 V	0.219(7)
Min I	9.123(4)	-0.623(8)	0.079(7)	0.036(6)	B4.5 V	0.215(7)
Min II	8.988(4)	-0.721(8)	0.050(7)	0.032(6)	B3.5 V	0.224(7)

§4.3. Результаты решения кривых блеска итерационным методом дифференциальных поправок.

Сначала мы решили методом дифференциальных поправок только наблюдения в фильтре V , полученные в ТШВЭ. Одновременный поиск всех параметров системы привел к противоречивым результатам. Подобно тому, как это обнаружили Мартынов и Халиуллин (1980) при решении своей кривой блеска, наилучшим образом удовлетворяет наблюдениям модель системы, в которой в главном минимуме затмевается более яркая компонента, но имеющая при этом меньший радиус. Соответствующее решение Мартынова и Халиуллина приведено в третьем столбце таблицы 4.2. Коэффициент потемнения к краю главной компоненты в нашем решении также стремится к нулю, а у вторичной компоненты коэффициент потемнения к краю оказывается чрезмерно большим для звезды данного спектрального класса. Это решение приведено в четвертом столбце таблицы 4.2. Такая модель противоречит современной теории звездных атмосфер. К тому же, формальные ошибки этого решения в три раза выше, чем в решении с фиксированными коэффициентами потемнения к краю. Поэтому мы зафиксировали коэффициенты потемнения к краю на их теоретическом значении для звезд спектрального класса B4 V и B5 V, см. Рубашевский (1985). Полученное решение приведено в пятом столбце таблицы 4.2. Этому решению соответствует график на рис.4.1.

Среднеквадратическое отклонение отдельной точки этого решения от наблюдений практически такое же, как у решения с обратными радиусами компонент, приведенном для справки в четвертом столбце той же таблицы. Так как эффект проявляется в независимо полученной кривой блеска, к тому же более точной, чем наблюдения Мартынова и Халиуллина, выполненные в Крымской лаборатории ГАИШ, объяснить его ошибками наблюдений или “ночными поправками”, как это сделал Поппер (1982), сложно. Возможно, в будущем, по мере совершенствования теории и практики наблюдений, эффект найдет свое объяснение.

Таблица 4.2. Фотометрические решения в фильтре V , полученные из наблюдений разных авторов при свободном поиске параметров и при ограничениях на коэффициенты потемнения к краю. Горизонтальная черта отделяет параметры, полученные непосредственно из решения кривых блеска, от вычисленных на их основе величин.

Параметр	Наблюдения Мартынова и Халиуллина, решение Поппера	Наблюдения и решение Мартынова и Халиуллина	Данная работа, свободный поиск всех параметров	Данная работа, фиксированные коэффициенты потемнения к краю
1	2	3	4	5
r_1	0.0621(10)	0.0575(18)	0.0568(20)	0.0607(3)
r_2	0.0574(10)	0.0624(13)	0.0608(20)	0.0573(3)
i , градусы	89.30(7)	89.26(5)	89.0965(3)	89.1972(3)
e	0.489(3)	0.4838(11)	0.481(2)	0.4864(7)
ω_1 , градусы	329.9(6)	331.42(31)	332.52(1)	330.863(4)
L_1	0.5866(50)	0.516(30)	0.534(28)	0.5785(34)
L_2	0.4134	0.484	0.466	0.4215
u_1	0.34	≤ 0.10	0.03(12)	0.34
u_2	0.34	0.30(2)	0.59(6)	0.35
J_2/J_1	0.825(10)	0.796(24)	0.762(29)	0.818(6)
$r_1 + r_2$	0.1195(20)	0.1199(31)	0.1176(40)	0.1180(6)
σ_{o-c}	0.00764 ^m	0.00765 ^m	0.00591 ^m	0.00599 ^m

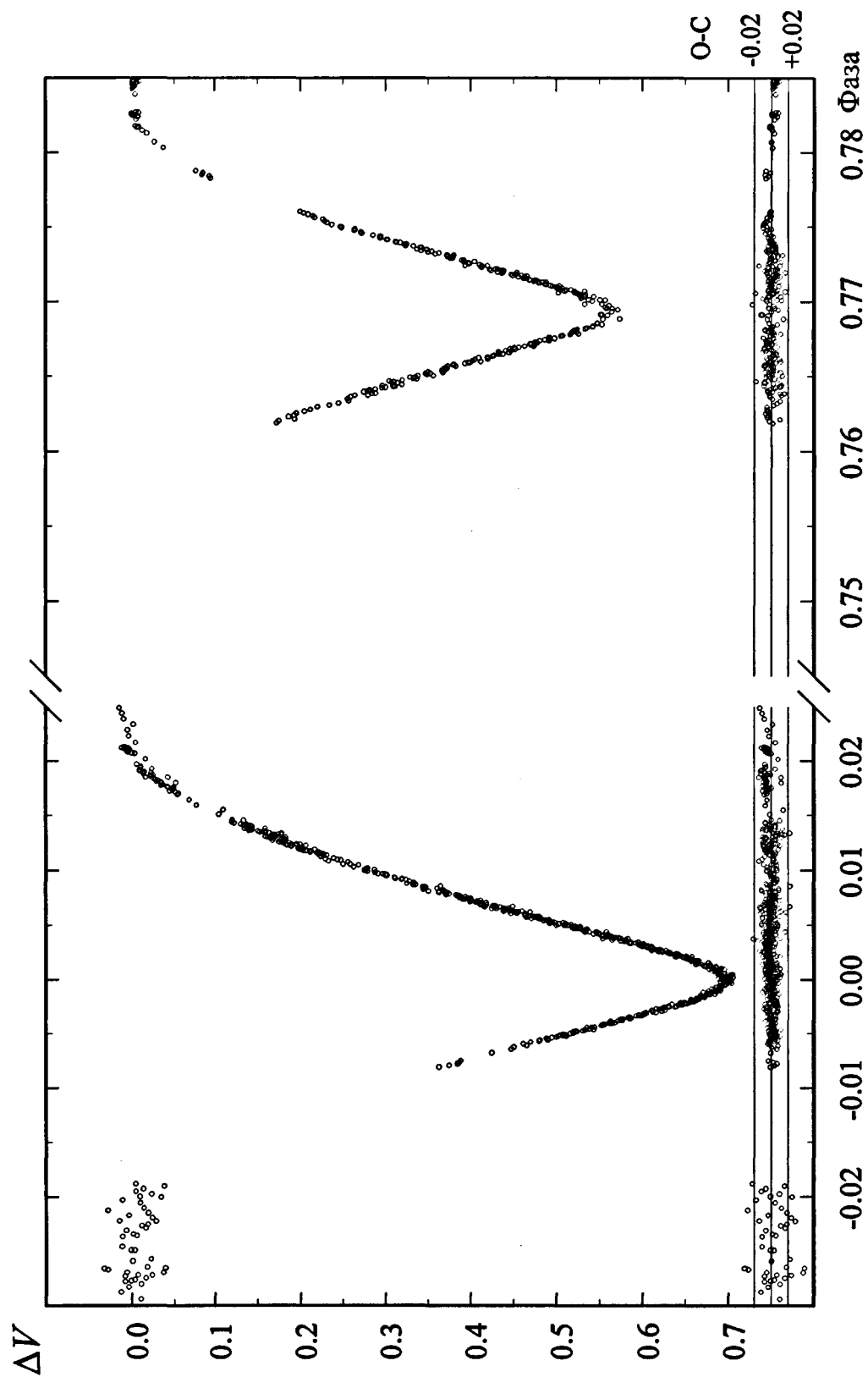


Рис.4.1 Сводная кривая блеска в фильтре V в минимумах. Включает наблюдения в ТШВЭ, на Крымской станции ГАИШ и в Москве с фотоумножителями. Внизу приведены уклонения O-C от решения, приведенного в таблице 4.2, последний столбец.

Даже достигнутой в наших наблюдениях весьма высокой средней точности не хватает пока для более подробных исследований. Заметим еще раз, что при обратном соотношении компонент, хотя невязки $O-C$ немного меньше, ошибки практически всех параметров, за исключением наклона орбиты, возрастают в несколько раз. Это, несомненно, свидетельствует о том, что минимум не найден и при снятии ограничений на значения коэффициентов потемнения к краю в программе дифференциальных поправок решение продолжит свое движение в сторону абсолютно нереальных отрицательных коэффициентов потемнения к краю, меняя при этом и все другие параметры. Приходится констатировать, что при решении полученной нами кривой блеска коэффициенты потемнения к краю не определяются. К похожему выводу пришел и Поппер (1982), решая кривую блеска, полученную Мартыновым и Халиуллиным (1980), другим способом, отличным от метода дифференциальных поправок. В целом наблюдается неплохое согласие между результатами решений двух кривых блеска. Наша кривая блеска точнее, но покрытие минимумов наблюдениями у нас неполное, в отличие от кривой блеска, полученной Мартыновым и Халиуллиным (1980). Решение из пятого столбца таблицы 4.2 принято нами в качестве окончательного, оно и будет использовано нами в дальнейшем при определении абсолютных параметров системы. Для определения относительного блеска компонент в других спектральных диапазонах мы использовали геометрические элементы, полученные из решения кривой блеска в фильтре V (пятый столбец таблицы 4.2), и варьировали только относительную светимость L_1 главной компоненты. Были получены следующие значения: $L_{1W} = 0.6138(10)$, $L_{1B} = 0.5856(5)$, $L_{1R} = 0.5799(13)$. В результате, используя данные о звездных величинах DI Her из таблицы 4.1, мы вычислили блеск каждой из компонент DI Her в системе Каталога ГАИШ.

Таблица 4.3. Звездные величины главной и вторичной компоненты DI Her.

	W	B	V	R	$W-B$	$B-V$	$V-R$	$(B-V)_0$	Спектр
Главная компонента	8.350	9.070	9.021	8.988	-0.720	0.049	0.033	-0.166	B3.7 V
Цвета потери света в главном минимуме					-0.719	0.047	0.028	-0.165	
Вторичная компонента	8.853	9.445	9.365	9.338	-0.592	0.080	0.027	-0.144	B4.7 V
Цвета потери света во вторичном минимуме					-0.582	0.074	0.029	-0.138	

Опубликованные Поппером (1982) спектральные наблюдения лучевых скоростей системы и данные относительной орбиты, полученные из нашего решения, позволяют определить абсолютные параметры системы. Поппер приводит несколько решений своих наблюдений лучевых скоростей. В одном из решений он использует эксцентриситет и долготу периастра, полученные из решения кривой блеска Мартынова и Халиуллина (1980), в другом случае – нет. Полученные из спектральных наблюдений e и ω близки к тем, которые выведены из фотометрического решения кривой блеска Мартынова и Халиуллина, а также к нашему решению полученной в данной работе фотоэлектрической кривой блеска системы. Воспользуемся независимым от фотометрии решением спектральной орбиты DI Her: $K_1 = 110.6$ км/сек, $K_2 = 127.2$ км/сек. Результаты мы приводим в таблице 4.4. Для определения температуры звезд мы воспользовались данными нашей $WBVR$ фотометрии. Нормальный показатель цвета звезды между минимумами равен $(B-V)_0 = -0.158^m$. Получить цвета компонент можно тремя способами:

1. Из относительных светимостей компонент, полученных из решений кривых блеска в разных фильтрах. Непосредственно из решений кривых блеска в разных фильтрах было получено (см. таблицу 4.3) $\Delta(B-V)_0 = 0.022^m$.
2. Потеря цвета во время главного минимума на 0.014^m голубее, а во вторичном минимуме на 0.013^m краснее, что приводит к нормальным показателям цвета $(B-V)_0 = -0.165^m$ для главной компоненты и $(B-V)_0 = -0.138^m$ для спутника, $\Delta(B-V)_0 = 0.027^m$. Эти данные приведены в таблице 4.3.
3. Разность показателей цвета $(B-V)_0$ главной звезды и спутника можно также получить из калибровки Поппером (1980) интенсивностей звезд разных спектральных классов. Для ранних спектральных классов B3 V – B5 V, с учетом приводимого в пятом столбце таблицы 4.2 значения $J_2/J_1 = 0.818$, получим $\Delta(B-V)_0 = 0.022^m$.

Все величины близки друг к другу, что говорит о правильности полученного фотометрического решения. Предпочтение следует отдать цветам, полученным из решения кривых блеска в разных фильтрах. В соответствии со спектральными классами, определенными по двуцветной диаграмме $(W-B)$, $(B-V)$, с помощью калибровки Поппера (1980) получим следующие температуры: 17800 ± 200 К для главной компоненты (B3.7 V) и 16000 ± 180 К для спутника (B4.7 V). Наши оценки спектральных классов компонент дают более ранние спектры при входе в калибровку Поппера с показателем цвета $B-V$ в системе Каталога ГАИШ, примерно на один спектральный подкласс. Возможно, дело в

калибровке данных Каталога ГАИШ по спектрам или в наличии систематической разности в 0.025^m в показателе цвета $B-V$ между стандартной системой UBV и системой $WBVR$ Каталога ГАИШ. Для совпадения со стандартной UBV системой показатель цвета Каталога ГАИШ следовало бы увеличить. Мы используем в наших калибровках спектры Свидерскене (1980), полученные на Вильнюсской обсерватории. Здесь есть предмет для исследования, возможно надо также подправить Вильнюсские спектры, а может и калибровку системы UBV для звезд ранних спектральных классов. Но в рамках данной работы мы этим заниматься не можем.

Таблица 4.4 Абсолютные элементы DI Her.

Параметр	Главная компонента	Вторичная компонента
Массы, M	$5.26 \pm 0.02 M_{\odot}$	$4.57 \pm 0.02 M_{\odot}$
Радиусы, R	$2.63 \pm 0.02 R_{\odot}$	$2.48 \pm 0.02 R_{\odot}$
Светимости, $\lg L/L_{\odot}$	2.79 ± 0.02	2.56 ± 0.02
Эффективные температуры, T_e	$17800 \pm 200 \text{ K}$	$16000 \pm 180 \text{ K}$
Сп. классы из $WBVR$ фотометрии, S_p	B3.7 V	B4.7 V
Гравитационное ускорение, $\lg g$	4.319 ± 0.010	4.308 ± 0.010
Абс. болометрические величины, M_{bol}	$-2.29^m \pm 0.05$	$-1.70^m \pm 0.05$
Болометрическая поправка, В.С.	-1.765^m	-1.515^m
Абс. визуальные величины, M_v	$-0.53^m \pm 0.04$	$-0.19^m \pm 0.04$
Большая полуось орбиты	$43.3 \pm 0.1 R_{\odot}$	
Межзвездное поглощение, A_v	$0.72^m \pm 0.05$	
Модуль расстояния, $(m_v - M_v - A_v)$	$8^m.83 \pm 0.10$	
Расстояние до системы, d	$583 \pm 22 \text{ пк}$	
Фотометрический параллакс, π''_{ph}	0.00171 ± 0.00012	
Возраст системы, t	$(5 \pm 2) \cdot 10^5 \text{ лет}$	

§4.4. Подтверждение аномалий в апсидальном движении DI Геркулеса.

Мартынов и Халиуллин (1980), используя только фотоэлектрические наблюдения, первыми указали на значительное расхождение между наблюдаемой и теоретически ожидаемой скоростями движения периастра DI Her. Последующие оценки скорости движения периастра другими авторами давали качественно тот же результат, хотя само значение $\dot{\omega}_{obs}$ отличалось у разных исследователей даже вдвое, от 0.006 град/год до 0.012 град/год (см. выше). Это можно объяснить разным подходом к отбору наблюдательного материала, когда в учет принимаются и фотографические и визуальные наблюдения первой половины XX века, которые, как будет показано в дальнейшем, систематически уклоняются от фотоэлектрических наблюдений, а также использованием малочисленных и некачественных фотоэлектрических наблюдений, из которых получаются моменты минимумов, отягощенные большими ошибками. График О–С для всех моментов минимумов DI Her в зависимости от времени приводится на рис.4.2. Из доступных нам литературных источников найден 31 момент минимума DI Her, определенный из фотоэлектрических наблюдений. Всего вместе с нашими наблюдениями получается 45 моментов минимума, определенных фотоэлектрическим способом. Они охватывают период наблюдений в 37 лет, что составляет 1130 периодов обращения звезд по орбите двойной системы. Фотографические и визуальные наблюдения охватывают больший интервал времени – примерно 60 лет, начиная с 1900 года. При рассмотрении общего графика на рис.4.2, на котором представлены отклонения всех имеющихся моментов минимумов от линейных формул 4.1, видно, что для определения скорости апсидального движения точности фотографических наблюдений недостаточно. К тому же, на графике заметно систематическое отклонение фотографических наблюдений от фотоэлектрических. С чем это связано, пока не ясно. Важно, что эпохи фотоэлектрических и фотографических наблюдений почти не перекрываются, и предположить скачкообразное изменение периода или начальной фазы двойной системы именно в момент перехода на Земле от фотографических наблюдений к фотоэлектрическим затруднительно. Остается поискать более "земные" причины этому явлению, что уже не входит в рамки настоящей работы.

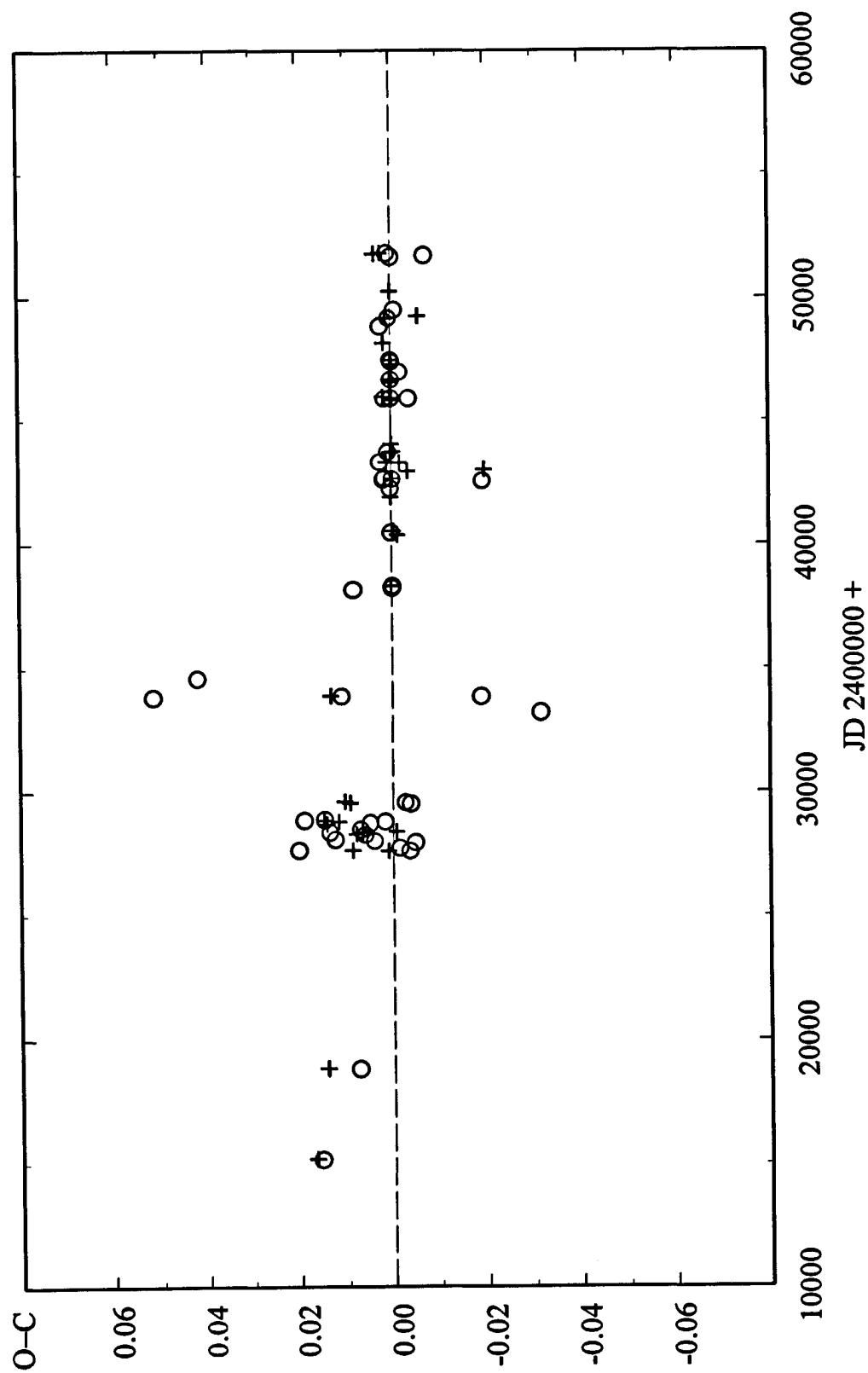


Рис.4.2. Ход остатков O-C всех моментов минимумов DI Her от линейных формул 4.1. До момента времени JD 2438000 наблюдения фотографические и визуальные, после – только фотоэлектрические. Кругами обозначены главные минимумы, крестиками – вторичные.

Если ограничиться одними только фотоэлектрическими моментами, а продолжительность фотоэлектрических наблюдений системы в настоящее время составляет уже около 40 лет, мы начинаем получать совпадающие между собой, но не с теорией, результаты. Все фотоэлектрические моменты с необходимыми ссылками на наблюдателей собраны в таблицах 4.5 и 4.6. Там, где оригинальные наблюдения авторов были недоступны, мы принимали для момента его вес в соответствии с той ошибкой, которую приписывали своим наблюдениям сами авторы. Если наблюдательные точки опубликованы, то мы их обрабатывали программой дифференциальных поправок и определяли новый момент минимума и его среднеквадратическую ошибку, которая и служила основой для вычисления веса. Помимо наших наблюдений, таковыми оказались только данные Семенюк (1968) и Мартынова и Халиуллина (1980). Данные остальных авторов приведены согласно публикациям.

Методом наименьших квадратов, присвоив всем моментам вес $\sim 1/\sqrt{\sigma}$, мы получили линейные световые элементы:

$$\begin{aligned} \text{MinI} &= \text{JD}_{\text{hel}} 2447371.27919(6) + 10.55016812(12) \cdot E, \\ \text{MinII} &= \text{JD}_{\text{hel}} 2447379.39546(7) + 10.55017476(19) \cdot E. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Остатки O—C от этих формул приведены в 3-м столбце таблиц 4.5 и 4.6. С помощью полученных нами уточненных абсолютных параметров системы из таблицы 4.4 оценим теоретически ожидаемую скорость движения периастра. Из таблиц, опубликованных Кларетом и Гименесом (1992), принимаем следующие значения констант, характеризующих концентрацию вещества к центру звезд: $k_{21} = 0.0086$ и $k_{22} = 0.0078$. Данные по осевому вращению звезд скудны и у разных авторов возможны отличия даже вдвое. Для начала воспользуемся консервативной оценкой, приняв синхронное вращение компонент в периастре. Тогда получим для приливной и вращательной составляющих:

$$\dot{\omega}_{\text{class}} = 0.0170(10) \text{ град/год.}$$

Релятивистский вклад во вращение линии апсид составляет:

$$\dot{\omega}_{\text{rel}} = 0.0235(11) \text{ град/год.}$$

Совместное действие этих эффектов приводит к значению:

$$\dot{\omega}_{\text{theor}} = 0.0405(20) \text{ град/год.}$$

В то же самое время значение, получаемое из наблюдений, говорит о совсем другой скорости движения периастра: $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.0112(6) \text{ град/год}$ — в 3.6 раза меньше.

Таблица 4.5 Фотоэлектрические моменты главных минимумов DI Нег.

JD_{hel} 2400000+	E		O-C	Примечание
38245.38365	-865	+	-0.00012	Семенюк (1968), 52 точки
38308.6847	-859	+	-0.00007	Семенюк (1968), 81 точка
40450.3691	-656	+	+0.00020	Мартынов и Халиуллин (1980), 12 точек
42233.3476	-487	+	+0.00028	Мартынов и Халиуллин (1980), 57 точек
42549.833	-457	-	-0.01936	Кох (1977), неуверенное определение
42602.605	-452	-	+0.00180	Кох (1977), неуверенное определение
42623.7035	-450	+	-0.00004	Кох (1977)
42655.35516	-447	+	+0.00112	Мартынов и Халиуллин (1980), 75 точек
43309.4670	-385	-	+0.00254	Гайнэн и Малони (1985), <i>ibv</i> фотометрия.
43710.3716	-347	+	+0.00075	Мартынов и Халиуллин (1980), 19 точек.
45883.7069	-141	-	+0.00141	Гайнэн и Малони, (1985), у -фильтр, ошибка $0^d.003$.
45894.2519	-140	-	-0.00375	Гайнэн и Малони (1985), ошибка $0^d.002$.
45904.8058	-139	+	-0.00002	Райзенбергер и Гайнэн (1989), наблюдал К.Скарф.
46643.31758	-69	+	-0.00001	Ходыкин и Волков (1989)
47371.27912	0	+	-0.00007	Ходыкин и Волков (1989)
47424.03000	5	+	-0.00003	Ходыкин и Волков (1989)
47445.13045	7	+	+0.00008	Ходыкин и Волков (1989)
48816.6545	137	-	+0.00228	Катон и Бернс (1993)
49164.8082	170	+	+0.00043	Гайнэн и др. (1994).
49491.8622	201	+	-0.00078	Гайнэн и др. (1994).
51633.54705	404	+	-0.00006	Волков, настоящая работа, CCD наблюдения
51707.391	411	-	-0.00729	Биро и Борковиц (2000).
51781.25030	418	+	+0.00084	Дарьюш и др. (2001), точность $0^d.00021$

Таблица 4.6 Фотоэлектрические моменты вторичных минимумов DI Her.

JD _{hel} 2400000+	E		O-C	Примечание
38306.2454	-860	+	+0.00023	Семенюк (1968), 35 точек
40363.5280	-665	+	-0.00124	Баттистини и др. (1974), 45 точек
40511.2314	-651	+	-0.00029	Мартынов и Халиуллин (1980), 22 точки
41882.7545	-521	+	+0.00009	Кох (1977)
42642.36685	-449	+	-0.00014	Мартынов и Халиуллин (1980), 48 точек
42937.7685	-421	-	-0.00339	Кох (1977)
43264.8256	-390	-	-0.00170	Кох (1977)
43296.4789	-387	+	+0.00107	Эберсбергер и др. (1978), 26 точек
43676.2843	-351	+	+0.00018	Гайнэн и Малони (1985)
43697.38475	-349	+	+0.00028	Мартынов и Халиуллин (1980), 50 точек
43718.4845	-347	+	-0.00032	Мартынов и Халиуллин (1980), 59 точек
44024.4399	-318	+	+0.00001	Пол и Гулмен (1981)
45807.4195	-149	+	+0.00008	Гайнэн и Малони (1985), точность 0 ^d .002
45891.8206	-141	+	-0.00022	Райзенбергер и Гайнэн (1989), наблюдения К.Скарфа
45944.5734	-136	-	+0.00171	Гайнэн и Малони (1985), у-фильтр, ошибка 0 ^d .0009
46535.38157	-80	+	+0.00009	Ходыкин и Волков (1989)
46630.3333	-71	+	+0.00025	Ходыкин и Волков (1989), наблюдения В.Г.Метлова
46651.4332	-69	+	-0.00020	Дительм (1986)
47263.3434	-11	+	-0.00014	Ходыкин и Волков (1989)
47432.14640	5	+	+0.00007	Ходыкин и Волков (1989)
48128.4594	71	+	+0.00153	Оглоза (1995), точность 0 ^d .0001, наблюдения Г.Пайдоша
49151.8260	168	+	+0.00118	Гайнэн и др. (1994), точность 0 ^d .0005
49225.6702	175	-	-0.00584	Лэси и Фокс (1994), точность 0 ^d .0012
50238.4929	271	+	+0.00008	Борковиц и Биро (1998), точность 0 ^d .0005, 135 точек
51757.7215	415	-	+0.00351	Лэси и др. (2001), точность 0 ^d .0013
51789.37072	418	-	+0.00221	Дарьюш и др. (2001), точность 0 ^d .00081

§4.5. Анализ графика (О–С) и изменений глубин минимумов с целью обнаружения третьей звезды в системе DI Геркулеса. Новые ограничения на третий свет.

Никаких плавных вековых изменений на графике хода остатков О–С от линейных формул 4.1 для всех фотоэлектрических моментов минимумов DI Her по данным таблиц 4.5, 4.6, которые могли бы привести к значительному отклонению О–С для ранних эпох наблюдений в начале XX века, не заметно (см. рис.4.3). Вопрос о применимости старых фотографических наблюдений для этой звезды остается открытым. Если в системе и присутствует вековой ход О–С, например, под влиянием удаленного спутника, то период таких колебаний заведомо больше удвоенного интервала наблюдений (~ 70 лет). Влияние подобного спутника на апсидальное движение мало и объяснить несоответствие теории с наблюдениями не может. Из графика на рис.4.3 видно, что даже фотоэлектрические наблюдения имеют разную точность. Некоторые моменты столь сильно отклоняются от расчета, что иначе как небрежностью при наблюдениях или при обработке объяснить их невозможно. Если попытаться приписать сильные отклонения от линейных формул влиянию третьего тела, находящегося на эксцентричной орбите вокруг двойной системы, то наблюдения придут в противоречие друг с другом. Почти для каждой сильно уклоняющейся точки имеются соседние по времени, более надежные определения момента минимума. Среди достоверных наблюдений, для которых доступны исходные данные, никаких сильных отклонений не наблюдается. Таких надежно определенных моментов оказалось всего 36. Неточность их мала – около $0^d.00020$ для вторичных и $0^d.00014$ для главных минимумов. Теперь стал ясен порядок величины, на уровне которой следует вести поиск периодических уклонений. В поиск были включены некоторые моменты, для которых исходных данных найти не удалось. Для этого мы внимательно просмотрели все первоисточники и почти для каждого наблюдения, достоверность которого ставилась под сомнение, оказалось возможным найти объяснение ошибкам. Например, авторы указывали на общее количество точек, полученных в минимуме. Если их оказывалось менее 30 (например, Эберсбергер и др., 1978), то данный момент, скорее всего, плохо совпадал с предвычисленным на основании эфемериды. Иногда авторы сами приводили свои ошибки с объяснением причин плохого наблюдения – неудовлетворительные погодные условия (Лэси и Фокс, 1994), такой момент тоже отбрасывался, хотя он и хорошо ложился на эфемериду. Но при нашем поиске он все равно должен был уменьшить контраст ожидаемой картины, так как случайное совпадение с линейной формулой мешает при поиске небольших нелинейностей, ведь

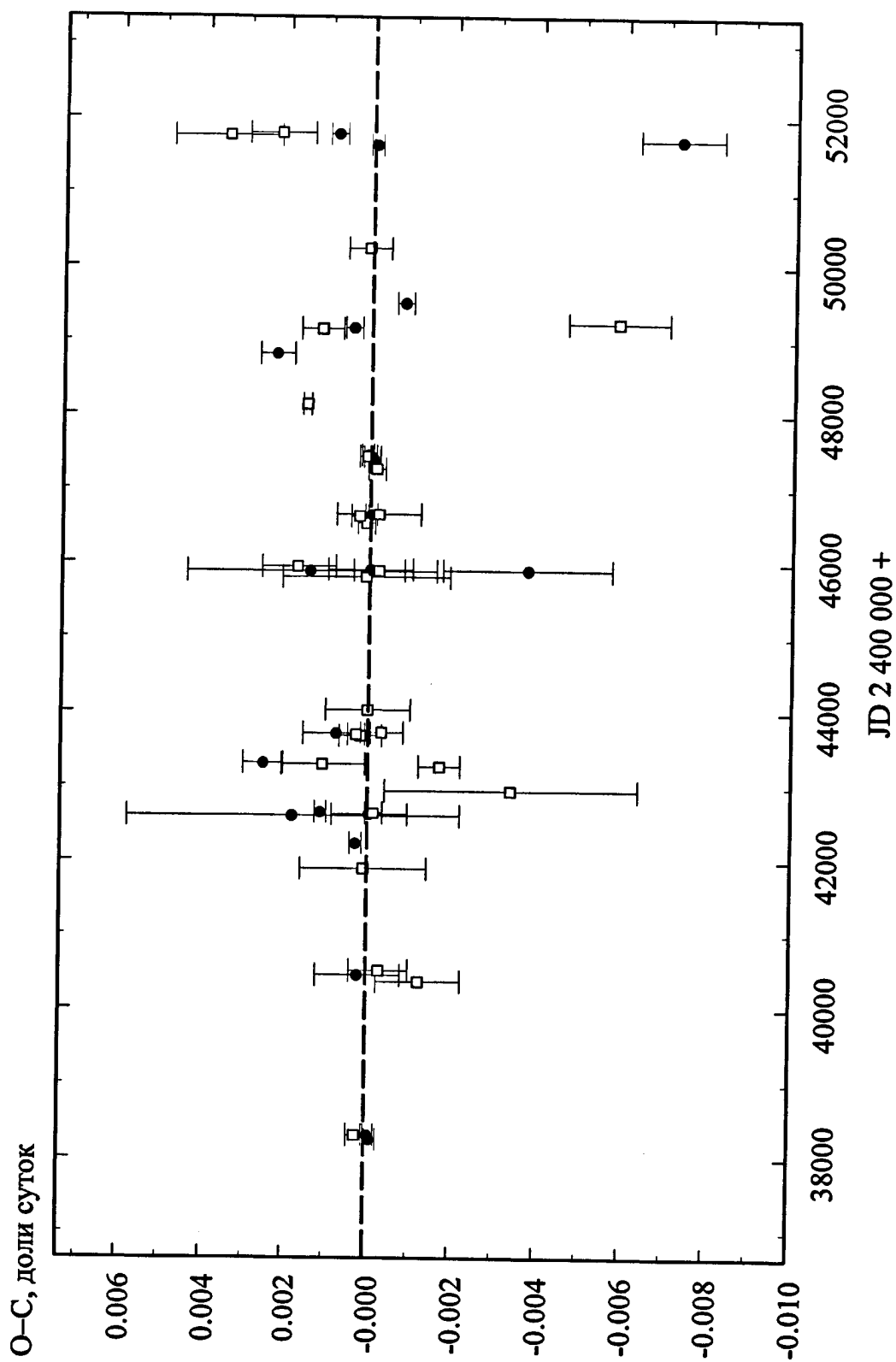


Рис.4.3. Ход остатков O-C для всех фотоэлектрических моментов минимумов DI Her от линейных формул (4.1) по данным таблиц 4.5, 4.6. Главные минимумы – заполненные кружки, вторичные минимумы – пустые квадратики. Вертикальными черточками показаны индивидуальные ошибки определения моментов минимумов.

ошибка момента остается высокой. Таким образом, удалось найти объяснения многим ошибкам, уходящим за 5σ в таблицах 4.5, 4.6. Все эти моменты при дальнейшем анализе не использовались. Некоторым подтверждением обоснованности нашего отбора послужил момент JD 2450238.4879, отброшенный нами, а потом независимо уточненный самими авторами и уже с новым уточненным значением JD 2450238.4929 принятый нами к дальнейшему рассмотрению. Всего было отобрано 36 моментов – 20 главных и 16 вторичных. Они выделены значком "+" в третьем столбце таблиц 4.5, 4.6. Именно эти моменты мы считаем фотоэлектрическим материалом, пригодным для всестороннего анализа. Для наших исследований необходимы оригинальные наблюдения, в то время как приводимые большинством авторов отдельные моменты минимумов блеска, особенно без указания ошибки, способа его определения, количества точек, условий наблюдений, несут мало объективной информации, а самое главное, эта информация уже вторична, т.к. прошла некоторую процедуру обработки. Если учесть, что многие кривые блеска даже разделенных затменных систем в минимумах асимметричны, то ситуация становится просто безнадёжной, и даже хорошие наблюдения дают при неверной процедуре их обработки неверные моменты, см. JD 2440363.528 – Баттистини и др. (1974). Например, очень плохое соответствие наблюдается у моментов минимумов, полученных аппроксимацией кривой блеска в минимуме параболой, по определению симметричной кривой.

Остаточные отклонения из 4-го столбца таблиц 4.5, 4.6 были подвергнуты анализу на периодичность с помощью компьютерных программ, реализующих традиционные методы поиска периодов переменных звезд – Юркевича, Лафлера–Кинмана, Диминга, алгоритма скользящего среднего. Поиск велся в интервале периодов 10 – 5400 суток. Ввиду малости возможного эффекта (сравните ошибки определения минимумов – $0^d.0002$ и максимальные отклонения наблюдаемых точек от среднего значения – $0^d.0010$), был получен набор периодов, имеющих не слишком высокую значимость. Все они были просмотрены на экране компьютера на предмет поиска противоречий и систематических отклонений, связанных с распределением точек по фазам. Наиболее непротиворечивыми оказались периоды $P_1 = 561^d$ и $P_2 = 1020^d$. Получено ограничение на амплитуду светового уравнения $\Delta(O-C) < 0^d.0002 = 17$ сек. Попробуем сделать оценку параметров третьего тела, считая период 561 день реальным. Тогда при данной амплитуде O–C, считая плоскость орбиты третьего тела совпадающей с плоскостью орбиты двойной, определим из третьего закона Кеплера (см. Халиуллина, 1987) массу спутника $M_3 = 0.12M_\odot$. Если взять период 1020 суток, то $M_3 = 0.07_\odot$. Ускорение вращения линии апсид под влиянием

такого тела не существенно: $\dot{\omega}_3 < 0.001$ град/год. Другое дело, если орбита третьего тела составляет существенный угол с плоскостью орбиты двойной системы. Теоретически возможно подобрать такую орбиту третьего тела, что вызванные им пертурбации орбиты двойной системы на данном отрезке времени совпадут с наблюдаемой картиной. Подробные вычисления для системы DI Her были опубликованы Халиуллиным и др. (1991).

Далее мы провели испытания на присутствие в системе третьего света. За основу были взяты наблюдения в фильтре V , как наиболее многочисленные и точные. Кривая блеска решалась с заданными коэффициентами потемнения к краю, приводимыми в пятом столбце таблицы 4.2 и при свободном варьировании оставшихся семи параметров. При каждом поиске решения принималось, что в системе присутствует фиксированная доля третьего света. Всего получено около 30 решений при разных долях третьего света. Результат исследования показан на рис. 4.4 в виде графика зависимости среднеквадратичного уклонения, σ_{O-C} , от доли третьего света в блеске системы, L_3 . Условие нормировки оставалось обычным: $L_1 + L_2 + L_3 = 1$. Из графика видно, что до значения $L_3 = 0.03$ величина σ_{O-C} практически не меняется. То есть, так же как и в исследовании Мартынова и Халиуллина (1980), можно было бы считать, что вклад третьего света, если такой вообще имеется, составляет менее 3% от общего блеска системы. Но если мы проследим за поведением отношения i_2/i_1 , то увидим, что эта величина монотонно растет с увеличением доли третьего света в системе. При этом главный компонент продолжает оставаться главным, отношение поверхностных яркостей остается практически постоянным, близким к $J_2/J_1 = 0.810$, поэтому растет относительная светимость вторичной компоненты. Глубины же минимумов обеспечиваются уменьшением наклона орбиты к лучу зрения. В этой ситуации картина остается внешне непротиворечивой, постоянно сохраняется разность $(B-V)$, близкая к наблюдаемой (0.023^m). С эволюционной точки зрения трудно объяснить, почему более массивная, более яркая и, соответственно, имеющая более высокую температуру звезда оказывается меньшей по размерам. Принимая в учет это обстоятельство, примем за верхнюю допустимую границу третьего света в системе момент равенства размеров звезд. Это наступит при $L_3 = 0.011$. На графике, представленном на рис. 4.4 это положение отмечено стрелкой.

Наше исследование существенно сужает область допустимых орбит, переводя гипотетическое третье тело почти в картинную плоскость. Лишь в этом случае можно подобрать массу третьего тела, достаточную для объяснения аномалий в наблюдаемой

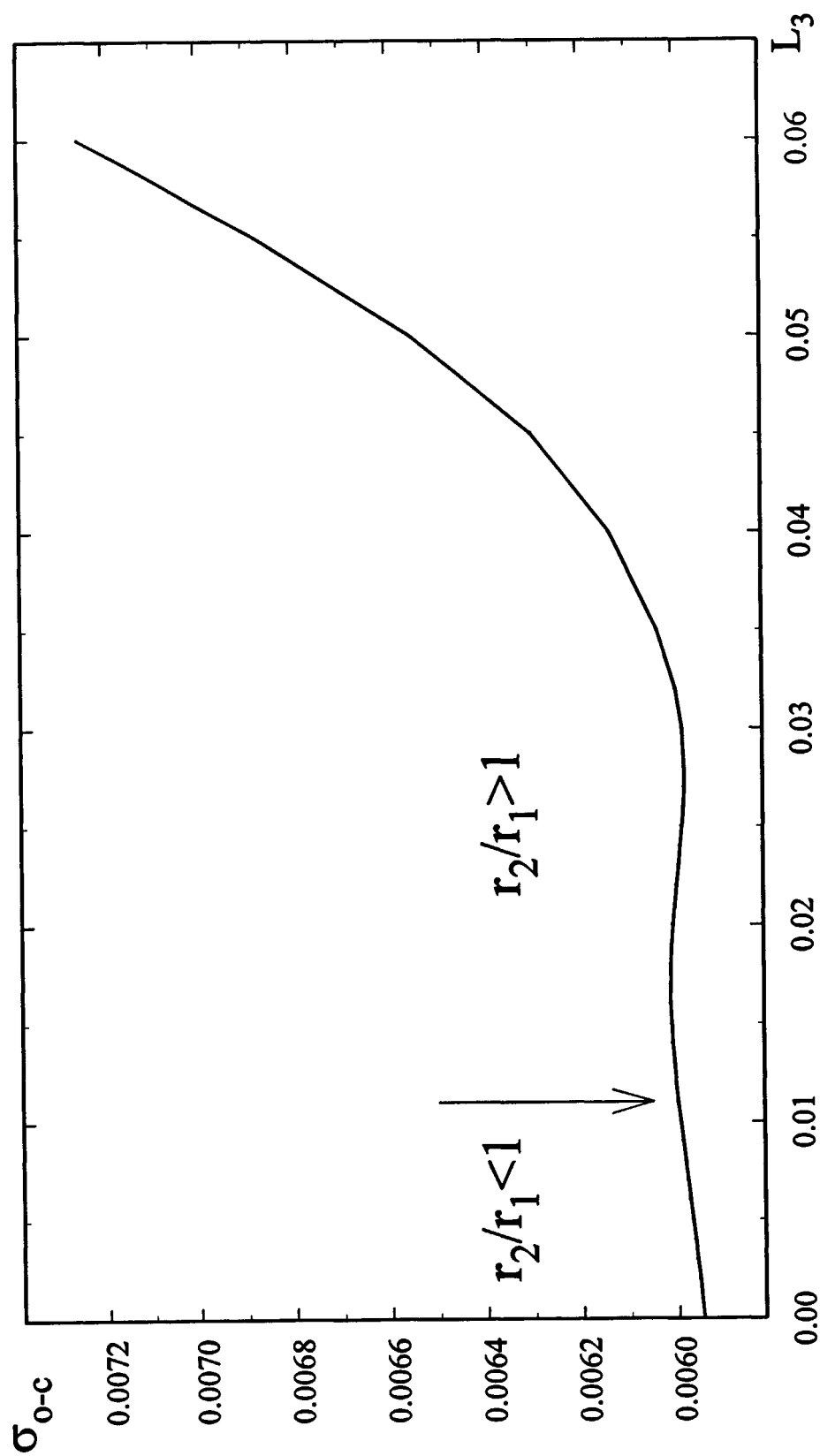


Рис.4.3 Зависимость среднеквадратичного уклонения в решении кривой блеска от доли третьего света в системе

DI Нег в полосе V при свободном поиске всех параметров, кроме коэффициентов потемнения к краю, заданных априори. Стрелкой обозначена граница на которой компоненты становятся равными по размерам.

скорости движения линии апсид.

Таким образом, проблема остается нерешенной, третье тело не обнаружено. Если невидимый спутник все-таки существует, то его орбита должна лежать близко к картинной плоскости, что маловероятно. В то же самое время пока остается и возможность для объяснения аномалий апсидального движения в системе DI Her с помощью гипотезы Шакуры (1985) о наклоне осей вращения компонент к орбитальному моменту. Наблюдаемое осевое вращение компонент и молодость системы допускают отсутствие синхронизма во вращении компонент двойной системы. В пользу этой гипотезы приводят аргументы Райзенбергер и Гайнэн (1989). Но наблюдения осевого вращения компонент данной звезды пока не проводились в достаточном объеме. Очень обещающими были бы наблюдения профилей спектральных линий в момент прохождения спутника по диску главной звезды. Пока мы лишь можем попытаться оценить возможную прецессию орбиты двойной системы под влиянием осевого вращения компонент. Для этого мы подробно исследовали глубины минимумов. Только наши наблюдения и данные Мартынова и Халиуллина (1980) предоставляют подобную возможность. Семенюк (1968) практически не приводит наблюдений вне затмений, остальные авторы тоже не открывают свои наблюдения. В результате, распределив имеющиеся наблюдения по годам, мы получили график зависимости глубины минимумов от времени, представленный на рис.4.5. На график нанесены также наблюдения Дарьюша и др. (2001) в лучах *B*; авторы приводят глубины минимумов, полученные ими из собственных наблюдений. К сожалению, вероятная ошибка определения глубины минимумов Дарьюшем и др. (2001) чрезмерно велика, хотя общая тенденция уменьшения глубины минимумов сохранена. Из решений кривых блеска методом дифференциальных поправок получим, что для объяснения подобного изменения в глубинах минимумов необходимо принять скорость изменения угла наклона орбиты двойной системы к лучу зрения $\frac{di}{dt} \sim 0.01 \text{ град/год}$. Эта величина выше той, что приводится в работе Райзенбергера и Гайнэна (1989), хотя и совпадает с предсказываемой ими общей тенденцией к уменьшению *i*. В своей работе Райзенбергер и Гайнэн (1989) переоценивают, на наш взгляд, точность определения *i* из фотоэлектрических кривых блеска. Следует, все-таки, переопределять одинаковым способом параметры фотометрической орбиты, а затем варьировать тот параметр, изменение которого мы ожидаем. Именно так мы и поступаем при поиске апсидального движения. Ошибки получаемых на сегодняшний день кривых блеска не позволяют нам

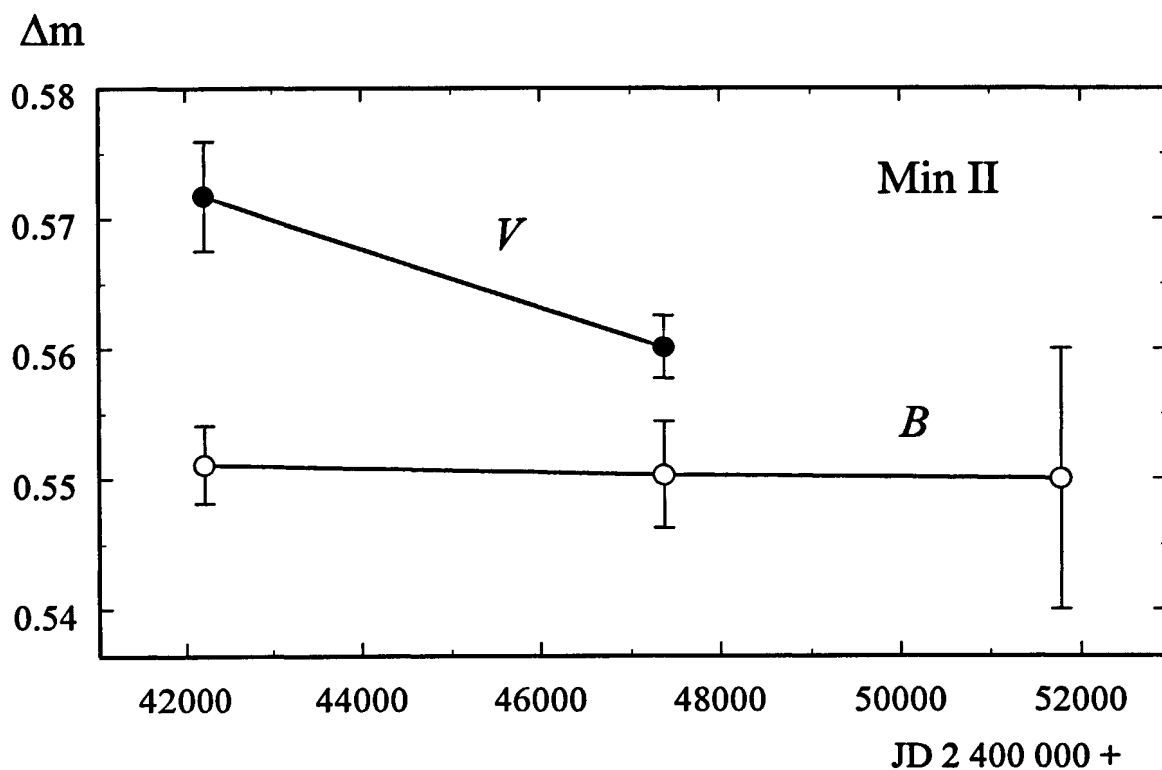
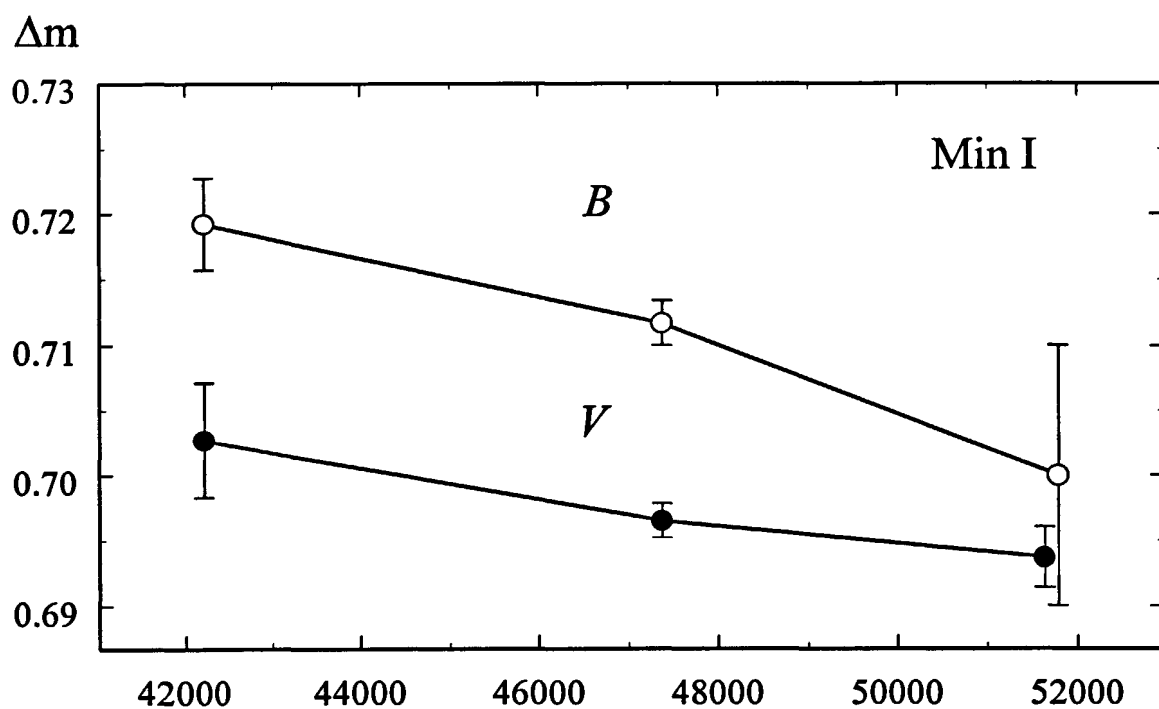


Рис. 4.5. Глубины минимумов затменной системы DI Нег в полосах B и V в зависимости от эпохи наблюдений. Данные Дарьюша и др. (2001) для фильтра V имеют чрезмерную ошибку и не показаны.

определять наклонение i с требуемой для анализа точностью. Мы можем лишь говорить о тенденциях в изменениях того или иного параметра, считая его ответственным за наблюдаемые изменения в кривой блеска. К сожалению, на глубины минимумов влияет заметным образом и изменение эксцентриситета орбиты, и выбор коэффициента потемнения к краю. Отделить эффекты друг от друга сложно, если вообще возможно. Итак, полученные нами данные не позволяют окончательно решить проблему замедленного апсидального вращения в DI Her. Но, все же, они сужают область орбит гипотетического третьего тела (Халиуллин и др., 1991), не накладывая дополнительных ограничений на модель, предложенную Шакурой (1985). Обнаруженные небольшие изменения блеска вне затмений поднимают важный и до сих пор детально не разработанный вопрос о возможности диссипации углового момента системы вследствие индуцированных колебаний звезд, движущихся по сильно вытянутым орбитам (Папалоизоу и Прингл, 1980; Савонийи и Папалоизоу, 1983). В частности, необходимы подробные расчеты изменений блеска звезд под влиянием таких колебаний. Для решения проблемы необходимы всесторонние дальнейшие наблюдения.

Глава V. Электрофотометрия уникальной затменной звезды V541 Лебедя с целью уточнения параметров апсидального движения

§5.1. История исследования системы.

Затменная двойная звезда V541 Cyg (= BD +30°3704; B9.5 V + B9.5 V, $V = 10.35^m$, $B-V = 0.035^m$) является разделенной двойной со значительным эксцентриситетом ($e = 0.479$) и большим орбитальным периодом $P = 15.34^d$. Ее уникальность заключается в том, что две идентичные звезды обращаются вокруг общего центра масс по сильно вытянутой орбите с углом наклона к лучу зрения, практически равным 90° .

Переменность звезды обнаружил Куликовский (1948), он также первым показал, что орбита звезды должна быть эксцентричной (Куликовский, 1953). Фотографические наблюдения системы были получены Карповичем (1961) и Вахманном (1961). МакКаски и Сейферт (1950) определили спектральный тип звезды вне затмений как A0. Халиуллин (1985) первым получил фотоэлектрическую кривую блеска звезды и решил ее. На основании своих собственных наблюдений и фотографических наблюдений Карповича (1961), Халиуллин (1985) оценил скорость апсидального вращения в системе $\dot{\omega}_{obs} = 0.90 \pm 0.13$ град/100лет; это значение близко к теоретически ожидаемой скорости вращения $\dot{\omega}_{theor} = 0.89$ град/100лет (Лэси, 1998). При этом основная доля в апсидальном вращении (83%) принадлежит релятивистскому эффекту ($\dot{\omega}_{rel}/\dot{\omega}_{class} = 5.7$). В последующие годы были получены дополнительные фотоэлектрические наблюдения моментов минимумов (Лайнс и др., 1989; Дительм, 1992, 1995, 1996; Агерер, 1994; Лэси и Фокс, 1994; Вольф, 1995; Гайнэн и др., 1996). Неожиданно авторы последних наблюдений (Вольф, 1995; Гайнэн и др., 1996) стали определять из своих наблюдений и более ранних наблюдений Халиуллина (1985) все меньшие значения скорости вращения линии апсид, вплоть до $\dot{\omega}_{obs} = 0.52$ град/100лет. Создалось впечатление, что наряду с двумя хорошо исследованными системами, такими как AS Cam (Халиуллин и Козырева, 1983) и DI Her (Мартынов и Халиуллин, 1980), демонстрирующими замедленное апсидальное вращение, найдена еще одна подобная система. Лэси (1998) опубликовал кривую лучевых скоростей, решение которой подтвердило абсолютные элементы, найденные Халиуллиным (1985) полуэмпирическим методом. Было измерено и осевое вращение в системе, в результате

чего стало ясно, что система практически синхронизована в периастре. Так как интервал фотоэлектрических наблюдений составлял лишь около 15 лет, и не все наблюдения были хорошего качества, нами были предприняты фотоэлектрические наблюдения для выяснения причин обнаружившегося противоречия.

§5.2. Новые фотоэлектрические наблюдения и построение сводной кривой блеска.

Новые наблюдения были предприняты в 1998 году на 70-см рефлекторе Московской обсерватории ГАИШ и 60-см рефлекторе в Крымской лаборатории ГАИШ. Мы использовали *UBV* фотометр конструкции автора, фотоумножитель ЕМІ 9789. Запись данных в компьютер осуществлялась по программам, разработанным В.Г.Корниловым. Наблюдения проводились в полосе *V*. Всего за 5 наблюдательных ночей было получено 589 индивидуальных измерений звезды с экспозицией 30 секунд. Основной звездой сравнения служила GSC 2656.4241 ($V=10.0^m$, A2 V), контрольной звездой была GSC 2656.1627 ($V=9.6^m$, F0 V), величины которых были определены привязкой к стандартной звезде HD 173880. Вторичный минимум ввиду его относительно небольшой продолжительности ($DP = 0^p.0165 = 6$ часов 5 минут), удалось прописать непрерывно, а главный минимум ($DI = 0^p.0480 = 17$ часов 40 минут) получен реконструкцией по наблюдениям в три разные ночи. Наши наблюдения в Крыму имеют значительно лучшую точность, чем в Москве: $\sigma_{\text{Крым}} = 0.006^m < \sigma_{\text{Москва}} = 0.015^m$. Точность наблюдений Халиуллина (1985) составляла $\sigma = 0.009^m$. Поэтому наши наблюдения в Москве были усреднены по 2–3 точки с тем, чтобы в результате все наблюдательные точки обладали бы примерно одинаковым весом. Кривая блеска по наблюдениям автора приведена на рис.5.1.

§5.3. Определение фотометрических элементов и физических характеристик V541 Лебедя.

Мы воспользовались опубликованными данными Халиуллина (1985) для получения средней кривой блеска в полосе *V*. Наблюдения других авторов, во-первых, малочисленны, а во-вторых, недоступны. Устранив небольшое различие во внезатменном блеске звезды, проистекающем из-за небольшого различия фотометрических систем, мы получили сводную кривую блеска, представленную на рис.5.2. В таблице 5.1 представлены результаты решений наблюдений Халиуллина (1985) и автора.

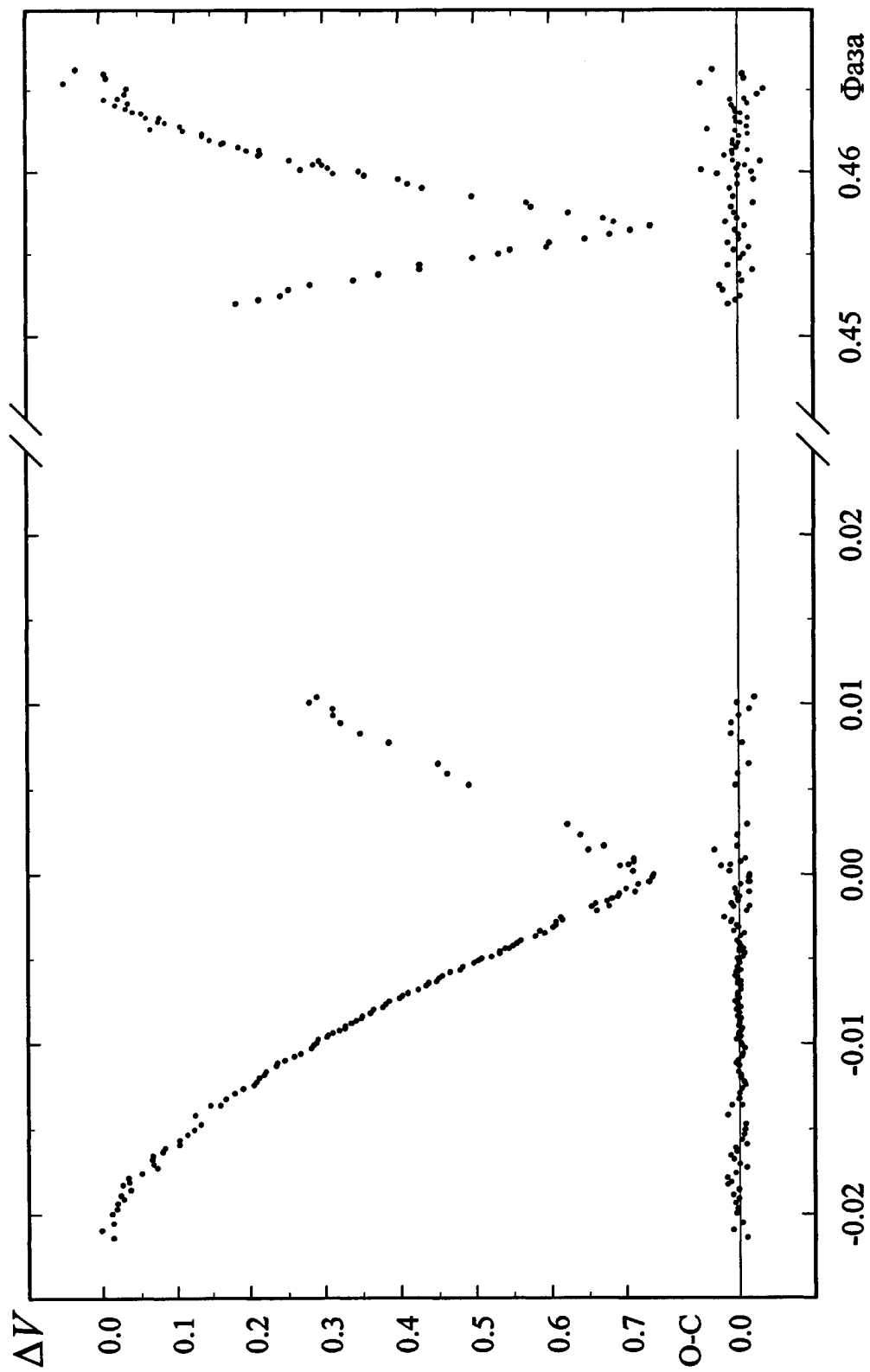


Рис.5.1. Кривая блеска затменной системы V541 Cyg в полосе V, по наблюдениям автора, нормированная к нулю в квадратурах. Внизу приведены уклонения (O—C) наблюдаемых точек (O) от теоретической кривой блеска (C).

Таблица 5.1 Результаты фотометрических решений наблюдений разных авторов.

Параметр	Наблюдения и решение Халиуллина (1985)	Наблюдения Халиуллина, решение Лэси (1998)	Наблюдения и решение автора	Сводная кривая блеска, решение автора, $L_3=0.0$	Сводная кривая блеска, решение автора, $L_3=0.0115$
1	2	3	4	5	6
r_1	0.0441(4)	0.0440(4)	0.0428(12)	0.0437(2)	0.0436(2)
r_2	0.0425(4)	0.0419(4)	0.0439(11)	0.0421(2)	0.0426(2)
i , градусы	89.86(4)	89.88(3)	89.881(2)	89.880(1)	89.921(1)
e	0.474(4)	0.479(4)	0.449(7)	0.469(3)	0.467(2)
ω_1 , градусы	262.71(10)	262.82(11)	262.182(3)	262.610(1)	262.585(1)
L_1	0.518(3)	0.520(22)	0.494(24)	0.518(3)	0.5045(29)
L_2	0.482	0.480	0.506	0.482	0.4840
u_1	0.31(10)	0.32(7)	0.51(9)	0.33(7)	0.41
u_2	0.38(13)	0.32(7)	0.40(13)	0.33(9)	0.41
J_2/J_1	1.002(16)	1.018(15)	0.974(20)	1.003(12)	1.004(9)
$r_1 + r_2$	0.0866(6)	0.0859(6)	0.0867(16)	0.0858(3)	0.0862(3)
σ_{0-c}	0.0082 ^m	0.01186 ^m	0.01128 ^m	0.01506 ^m	0.01499 ^m

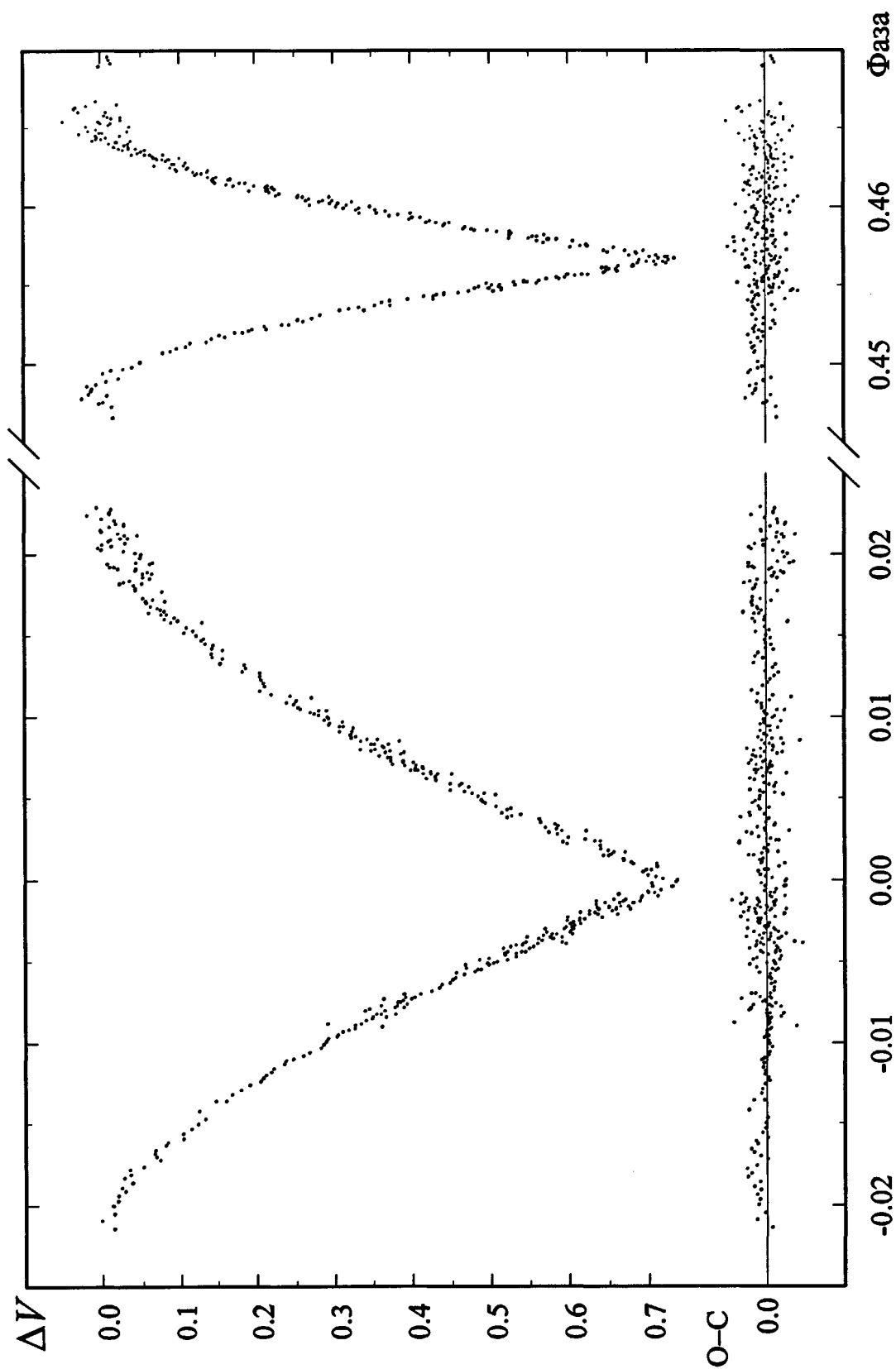


Рис.5.2. Сводная кривая блеска затменной системы V541 Cyg в полосе V, нормированная к нулю в квадратурах.
Внизу приведены отклонения (O-C) наблюдаемых точек (O) от теоретической кривой блеска (C).

Видно, что все решения очень близки друг к другу. Разве что из наблюдений, полученных в данной работе, получается решение с обратным соотношением радиусов компонент. Получается, что в главном минимуме затмевается более слабый и меньший по размерам компонент. Ошибки параметров данного решения выше и коэффициенты потемнения к краю отличаются больше, чем это следует из различия спектральных классов и температур компонент (они почти идентичны). Возможно, в наших наблюдениях не совсем точно определен внезатменный уровень блеска системы. Одна из звезд сравнения, похоже, переменна с амплитудой менее 0.015^m . Поэтому объединение наблюдений Халиуллина (1985) и наших оправдано с точки зрения уменьшения влияния микропеременности звезд сравнения. Интересно, что коэффициенты потемнения к краю определяются из двух кривых блеска вполне уверенно, причем коэффициенты потемнения из решения нашей кривой блеска ближе к теоретическим значениям: $u_1 = u_2 = 0.41$ по данным Рубашевского (1989), Уэйда и Ручинского (1985), см. 4-й столбец таблицы 5.1. Тем не менее, следует отдать предпочтение данным, полученным из решения сводной кривой блеска. В этом смысле данные по коэффициентам потемнения к краю весьма интересны, хотя для проверки следовало бы получить еще одну фотоэлектрическую кривую блеска.

Сводная кривая блеска свидетельствует о значимом вкладе третьего тела – порядка 1%. При поиске всех параметров системы оптимальным оказывалось значение $L_3 = 0.007$ при $u_1 = 0.415$ и $u_2 = 0.353$. Остальные параметры системы оставались близкими к значениям из 5 столбца таблицы 5.1. Эти коэффициенты потемнения к краю гораздо ближе теоретическим значениям. Поэтому мы приняли их равными теоретическим ($u_1 = u_2 = 0.41$) и повторно определили вклад третьего света. Было получено решение, приведенное в 6 столбце таблицы 5.1. Значимый вклад третьего света в общий блеск системы вовсе не свидетельствует о наличии третьего тела в системе. Просмотр каталога GSC не выявил присутствия звезды поля ярче 16^m на расстоянии менее 20 угловых секунд от переменной (размер диафрагмы в наших наблюдениях и в наблюдениях Халиуллина, 1985 не превышал 40 секунд). Но, возможно, в поле присутствуют несколько более слабых звезд, все-таки звезда находится в плоскости Млечного Пути и в ее направлении наблюдается, судя по данным фотометрии Лэси (1992), окно прозрачности. Третий свет мог также возникнуть от неправильного учета блеска вне затмений, например вследствие малоамплитудной переменности звезды сравнения. Наиболее обусловленным нам представляется решение сводной кривой блеска с теоретически заданными

коэффициентами потемнения к краю и ненулевым третьим светом. Это решение приведено в 6-м столбце таблицы 5.1.

Для определения абсолютных параметров системы мы можем воспользоваться *UBV* фотометрией Халиуллина (1985) и Лэси (1992), кривой лучевых скоростей Лэси (1998). Данные *UBV* фотометрии приведены в таблице 5.2.

Таблица 5.2. *UBV* измерения звезды V541 Cyg по данным разных авторов.
HD 173880 – стандарт.

Звезда	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>U-B</i>	<i>B-V</i>	$(B-V)_0$	Сп.	E_{B-V}
HD173880	4.56(2)	4.48(1)	4.35(1)	0.08(2)	0.13(1)	0.13	A5 III	0.0
V541 Cyg, Халиуллин (1985)	10.26(3)	10.40(2)	10.32(2)	-0.14(4)	0.08(3)	-0.088	B8.4 V	0.17(10)
V541 Cyg, Лэси (1992)	10.370(8)	10.385(7)	10.350(8)	-0.015(4)	0.035(7)	-0.033	B9.5 V	0.068(9)
Min I, Халиуллин (1985), Лэси (1992)	1.090(13)	11.095(12)	11.064(9)	-0.005(6)	0.031(8)	-0.027	B9.8 V	0.058(9)
Min II, Халиуллин (1985), Лэси (1992)	1.070(13)	11.085(12)	11.063(9)	-0.015(6)	0.022(8)	-0.030	B9.8 V	0.052(9)
Цвета потери света Min I	11.156	11.182	11.143	-0.026	0.039	-0.037	B9.4 V	0.076
Цвета потери света Min II	11.178	11.193	11.144	-0.015	0.049	-0.036	B9.4 V	0.085

Данные многоцветной фотометрии разных авторов, мы видим, противоречивы. Приведем некоторые аргументы pro и contra. Результаты Халиуллина в фильтре *U* на 0.1^m ярче, чем данные Лэси (1992), в том же направлении уклоняются и данные Халиуллина для DI Her, полученные на том же самом фотометре конструкции Лютого (1971). В то же самое время данные нашей четырехцветной *WBVR* фотометрии для DI Her говорят о больших ошибках в определении *U* величин, получаемых с указанным прибором при наблюдении звезд ранних спектральных классов. Наблюдения Лэси проведены в условиях высокогорья – Сьерро-Тололо (Чили) и Маунт Лагуна (Калифорния), а наблюдения Халиуллина практически на равнине, высота Крымской обсерватории над уровнем моря

равна 600 м. При наблюдениях в ультрафиолете небольшая высота места наблюдения в значительной степени затрудняет правильную редукцию за атмосферу. Далее, спектральные данные Лэси (1998) говорят о том, что спектральный класс V541 Cyg позднее B9 V. Спектрофотометрические наблюдения спутника IUE в ультрафиолете (1150–3200 Å) указывают на температуру компонент: $T_1 = T_2 = 9900 \pm 400$ К (Гайнэн и др., 1996). Эта температура также соответствует спектральным классам B9.5 V – A0 V. Спектральный класс B8.5 V, приводимый Халиуллиным (1985), соответствует температуре на 1000 К выше. В то же время, если рассмотреть межзвездное поглощение, получающееся из наблюдений Халиуллина (0.68^m на килопарсек), то оно окажется ближе к нижней границе поглощения в направлении Лебеда (0.8^m на килопарсек), чем значение из данных Лэси, равное 0.25^m на килопарсек. Данные Лэси говорят об аномально высокой прозрачности в направлении V541 Cyg. Учитывая все вышесказанное, мы склоняемся к тому, чтобы все же принять величины звезды согласно наблюдениям Лэси (1992), а данные Халиуллина (1985) о глубинах минимумов в разных полосах, которые, естественно, свободны от ошибок абсолютных привязок, использовать для оценки показателей цвета компонент. Соответствующие величины в минимумах по комбинированным данным приводятся в двух последних строках таблицы 5.2. Мы видим, что цвета потери света в минимумах свидетельствуют в пределах ошибок о практическом равенстве показателей цвета компонент, что, в свою очередь, свидетельствует о равенстве яркостных температур компонент V541 Cyg. Вероятно, можно принять и равенство эффективных температур.

Оценим разность нормальных показателей цвета $(B-V)_0$ компонент из отношения поверхностных яркостей компонент в полосе V (Поппер, 1980). Значение J_2/J_1 из решения сводной кривой блеска (таблица 5.1) приводит к разности нормальных показателей $(B-V)_0$ в 0.001^m , вторичная компонента голубее на эту величину. Из цветов потери света в минимумах уже главная компонента на 0.001^m голубее, см. таблицу 5.2. Окончательно принимаем нормальные показатели цвета компонент одинаковыми и равными $(B-V)_0 = -0.036^m \pm 0.007^m$. Итак, из калибровки Поппера (1980), температуры компонент: $T_1 = T_2 = 9980 \text{ К} \pm 110 \text{ К}$. С учетом температур, полученных из ультрафиолетовых наблюдений Гайнэна и др. (1996), окончательно: $T_1 = T_2 = 9960 \text{ К} \pm 100 \text{ К}$.

Таблица 5.3 Абсолютные элементы V541 Cyg.

Параметр	Главная компонента	Вторичная компонента
Массы, M	$2.295 \pm 0.080 M_{\odot}$	$2.292 \pm 0.075 M_{\odot}$
Радиусы, R	$1.879 \pm 0.025 R_{\odot}$	$1.837 \pm 0.031 R_{\odot}$
Светимости, $\lg L/L_{\odot}$	1.495 ± 0.019	1.462 ± 0.020
Эффективные температуры, T_e	$9960 \pm 100 \text{ K}$	$9960 \pm 100 \text{ K}$
Сп. классы из UBV фотометрии, Sp	B9.4 V	B9.4 V
Гравитационное ускорение, $\lg g$	4.250 ± 0.010	4.269 ± 0.010
V	$11.06^m(1)$	$11.14^m(1)$
Абс. болометрические величины, M_{bol}	$0.95^m \pm 0.05$	$1.04^m \pm 0.05$
Болометрическая поправка, В.С.	-0.24^m	-0.24^m
Абс. визуальные величины, M_v	$1.19^m \pm 0.05$	$1.28^m \pm 0.05$
Большая полуось орбиты	$43.1 \pm 0.1 R_{\odot}$	
Межзвездное поглощение, A_v	$0.224^m \pm 0.05$	
Модуль расстояния, $(m_v - M_v - A_v)$	$9.642^m \pm 0.05$	
Расстояние до системы, d	$850 \pm 40 \text{ пк}$	
Фотометрический параллакс, π''_{ph}	0.00118 ± 0.00006	

§5.4. Результаты исследования апсидального движения.

Все известные на сегодняшний день моменты минимумов V541 Cyg были собраны нами из литературных источников. Мы не использовали при анализе визуальные и фотографические моменты, так как точность их невелика и даже относительно большой интервал времени, прошедший со времени первых фотографических наблюдений, не дает выигрыша в точности при определении периодов следования главных и вторичных минимумов. Мы не использовали фотоэлектрический момент Дительма (1995), включающий 11 CCD-измерений во вторичном минимуме и главный минимум, определенный Дительмом (1996) по 24 CCD-измерениям. Незначительное покрытие этих

минимумов наблюдательными точками обусловило невысокую точность этих моментов. Остальные моменты составили таблицу 5.4.

Таблица 5.4. Моменты минимумов V541 Cyg, полученные фотоэлектрическим способом.

JD 2 400 000 +	Минимум	O–C	Источник
44882.2148	1	–0.00044	Халиуллин (1985)
44889.2196	2	+0.00021	Халиуллин (1985)
46998.8424	1	+0.00054	Лайнс и др. (1989)
49168.4951	2	–0.00040	Агерер (1994)
48839.3870	1	+0.00025	Дительм (1992)
49560.2668	1	–0.00003	Лэси и др. (1995)
49889.3770	2	–0.00015	Вольф (1995)
49904.7145	2	–0.00055	Гайнэн и др. (1996)
49935.3911	2	+0.00023	Лэси и др. (1998)
51070.3967	2	+0.00065	Волков и Халиуллин (1999)
51109.3918	1	–0.00032	Волков и Халиуллин (1999)

Гелиоцентрические моменты приведены в первом столбце этой таблицы, во втором столбце обозначен тип минимума – главный (1) или вторичный (2). Решение этой таблицы методом наименьших квадратов приводит к следующим линейным формулам:

$$\begin{aligned} \text{Min I} &= \text{JD}_{\text{hel}}2444882.2152(2) + 15^{\text{d}}.3378740(10) \cdot E, \\ \text{Min II} &= \text{JD}_{\text{hel}}2444889.2194(2) + 15^{\text{d}}.3379072(11) \cdot E. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Различие периодов P_1 и P_2 наглядно проиллюстрировано графиком на рис.5.3, где по оси абсцисс отложена Юлианская дата минимума, а по оси ординат – отклонение, O–C, момента наблюдавшегося минимума от предвычисленного момента с использованием среднего значения из периодов, приводимых в формуле (5.1). Периоды следования главных и вторичных минимумов отличаются на $\Delta P = P_2 - P_1 = 0^{\text{d}}.0000332(20) = 2^{\text{s}}.87(17)$. Такая разница в периодах соответствует, с учетом приведенных в таблице 5.3 абсолютных элементов системы, следующему значению скорости вращения линии апсид:

$$\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.86(5)\text{град}/100\text{лет}.$$

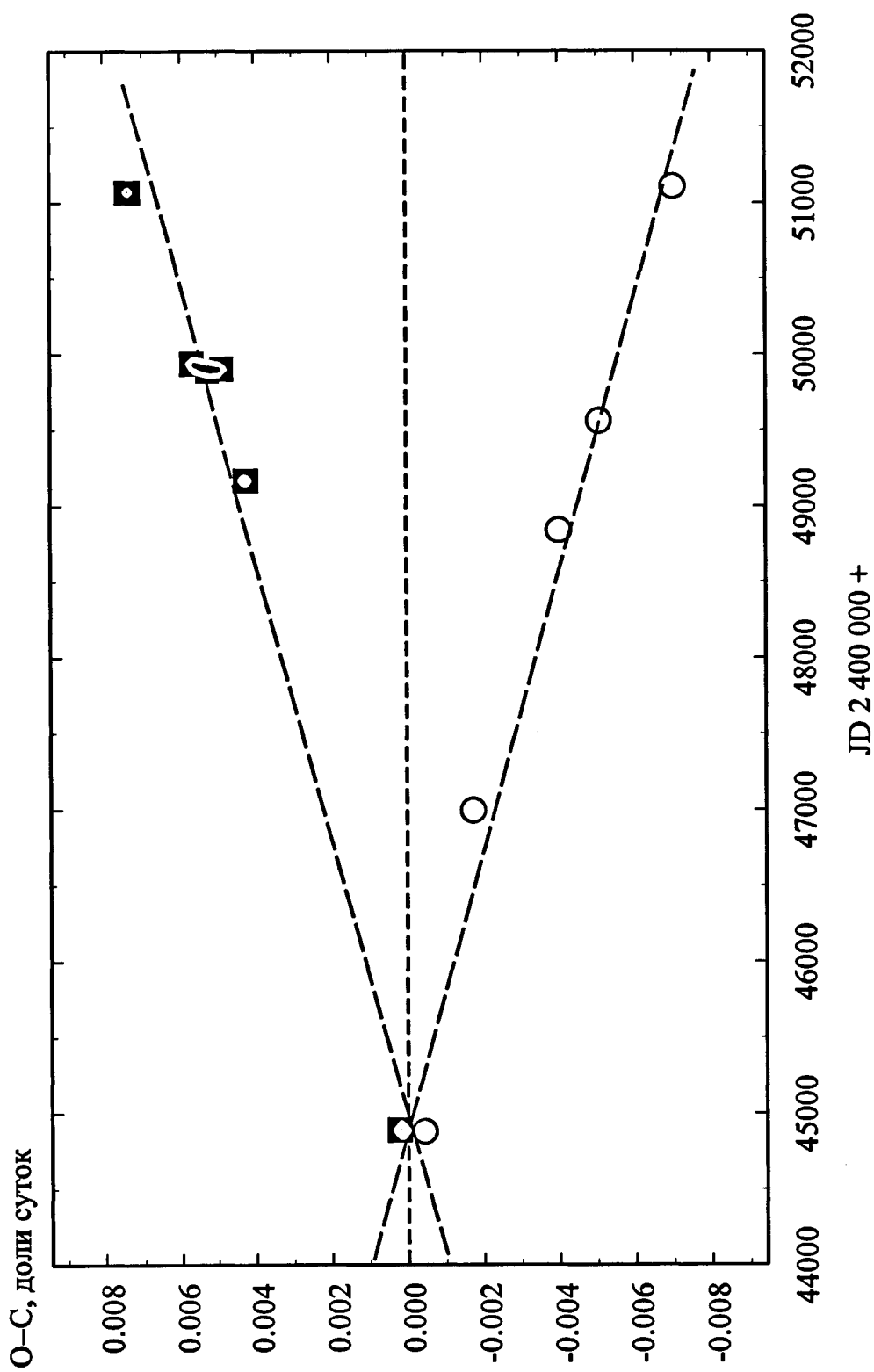


Рис.5.3. Отклонения O-C наблюдавшихся главных (пустые кружки) и вторичных (заполненные квадратики) минимумов от линейной формулы. Видно, что периоды следования главных и вторичных минимумов отличаются. Точность определения всех моментов минимумов приблизительно одинакова.

Сравним это значение с величиной, предсказываемой теорией. С учетом данных таблицы 5.3, определим значение релятивистской составляющей апсидального движения:

$$\dot{\omega}_{rel} = 0.74(2) \text{ град/100лет.}$$

Из наблюдений Лэси (1998) следует, что скорость осевого вращения компонент равна $v_1 \sin i_1 = v_2 \sin i_2 = 24(2) \text{ км/сек}$, а оценка Гайнэна и др. (1996) соответствует $v_1 \sin i_1 = v_2 \sin i_2 = 20(5) \text{ км/сек}$. Скорость вращения компонент при синхронизации в периастре должна быть равной: $v_1 = 20.1 \text{ км/сек}$, $v_2 = 19.1 \text{ км/сек}$. Из этого можно заключить, что компоненты системы синхронизованы и оси их вращения, скорее всего, коллинеарны орбитальному моменту. Поэтому получаем:

$$\dot{\omega}_{class} = 0.12(2) \text{ град/100лет.}$$

В совокупности мы вправе ожидать: $\dot{\omega}_{theor} = 0.86(3) \text{ град/100лет}$, совпадение теоретически ожидаемого и реально наблюдаемого эффекта очень хорошее. Данный результат, несомненно, переводит систему V541 Cyg в разряд хорошо исследованных систем, пригодных для определения констант концентрации к центру с достаточной точностью, несмотря на то, что основной вклад во вращение линии апсид вносит эффект, связанный с общей теорией относительности. Особенно важно то, что компоненты V541 Cyg практически идентичны по своим параметрам, что позволяет считать одинаковыми и константы k_{21} и k_{22} . На практике разделить эти константы невозможно, находится средневзвешенное значение для обеих компонент, см. формулу (8).

Глава VI. Первые фотоэлектрические исследования затменной системы V577 Змееносца с эллиптической орбитой

§6.1. Обнаружение и детальное исследование физической переменности блеска главной компоненты системы в полосах *WBVR*.

Звезда V577 Oph (= BD +6°3679, F0–1 V + F1 V, $V = 10.99^m$, $P = 6^d.08$) является затменной переменной с эксцентричной орбитой (Шугаров, 1984). Звезда в 1987г. была включена в нашу программу по исследованию звезд с возможным апсидальным движением. Наблюдения проводились на одноканальном *WBVR* фотометре в ТШВЭ. Полученная нами фотоэлектрическая кривая блеска V577 Oph оказалась для этой звезды первой. Данные о звездах сравнения и переменной приводятся в таблице 6.1. Практически сразу стало ясно, что звезда испытывает физические колебания блеска вне минимумов. Поэтому были предприняты патрульные наблюдения объекта на плато кривой блеска, иногда запись велась на протяжении нескольких часов. Звездами сравнения служили BD +6°3678 (основной стандарт) и BD +6°3680 (контрольная звезда). Звезды сравнения не обнаружили переменности блеска, превышающей $\pm 0.008^m$. Данные о блеске звезд сравнения и стандартных звезд Каталога ГАИШ, к которым осуществлялась привязка, приведены в таблице 6.1. Спектры и межзвездное поглощение были определены на основании двухцветной диаграммы *W–B, B–V*.

Таблица 6.1. Звездные величины звезд сравнения и V577 Oph на плато в фотометрической системе Каталога ГАИШ.

Звезда	<i>V</i>	<i>W–B</i>	<i>B–V</i>	<i>V–R</i>	Sp	<i>E_{B–V}</i>
HD165401	6.805(2)	-0.145(4)	0.615(3)	0.508(3)	G0 V	0.0
HD163772	6.335(2)	0.138(4)	0.130(3)	0.101(3)	A1 V	0.105
BD +6°3678	9.433(3)	0.112(6)	0.565(4)	0.478(4)	F1 V	0.225(20)
BD +6°3680	9.726(3)	0.103(7)	0.176(6)	0.150(6)	A0 V	0.188(20)
V577 Oph, плато	11.004(19)	0.077(23)	0.490(13)	0.422(14)	F1 V	0.154(7)

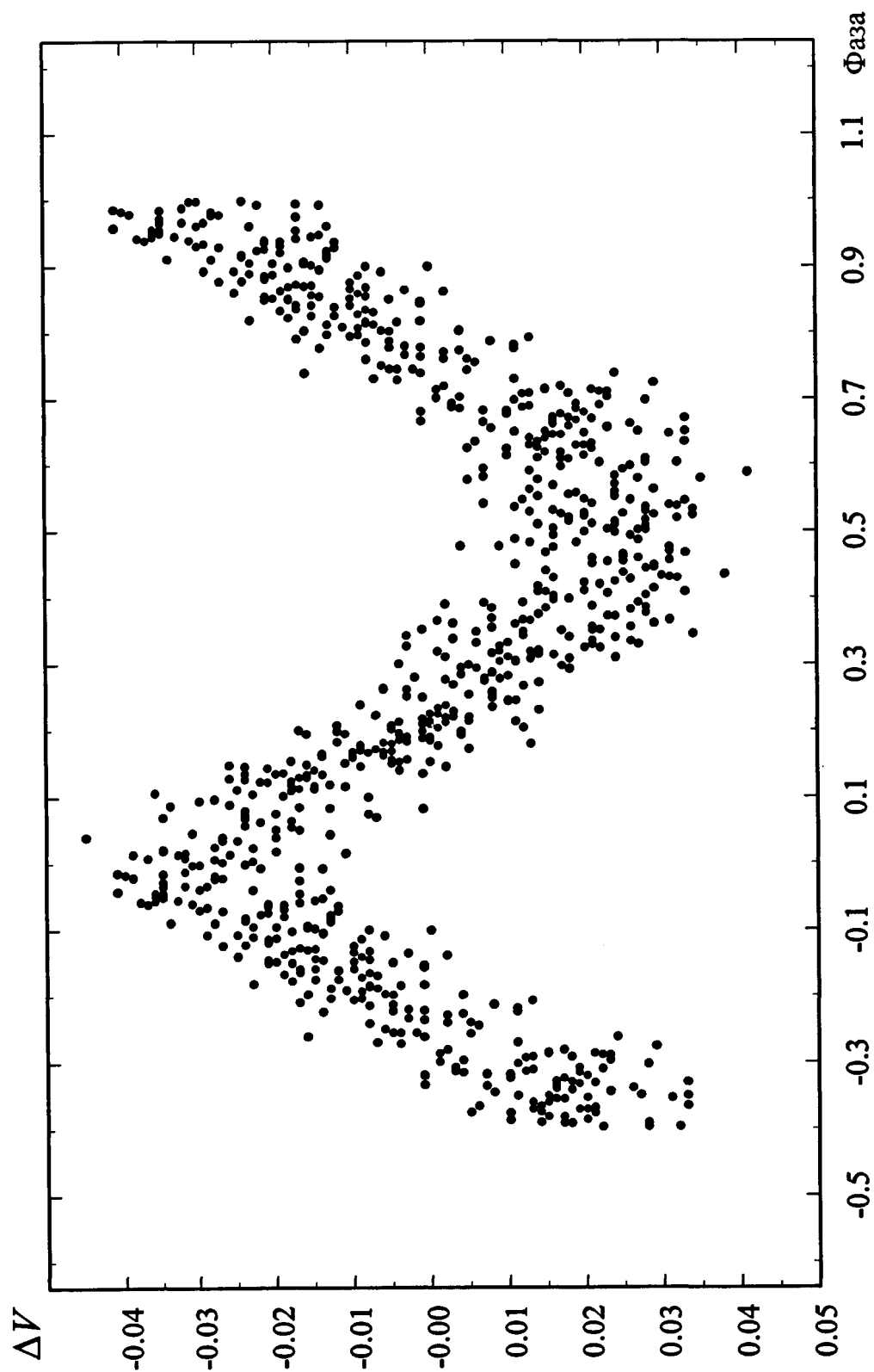


Рис.6.1 Наблюдения V577 Ori на плато в фильтре V в течение 2.5 лет, свернутые с периодом $P = 0.0694909$ суток.

Так как амплитуда пульсаций во вторичном минимуме возрастала, а в главном они почти исчезали, то переменной является главная компонента V577 Oph. С помощью программы, реализующей алгоритм скользящего среднего, нами был найден период этих пульсаций и получена следующая эфемерида для максимумов блеска:

$$JD_{hel_{max}} = 2447620.379(1) + 0^d.0694909(3) \cdot E. \quad (6.1)$$

График изменений блеска звезды между минимумами в фильтре V , свернутый с этим периодом, приведен на рис.6.1. Период оставался практически постоянным на протяжении всего интервала наблюдений, около 2.5 лет. Впоследствии Дительм (1993) независимо определил наличие пульсаций, хотя точного периода вывести из своих наблюдений не смог. Недавние наблюдения Жоу (2001) говорят о стабильности периода пульсаций уже на протяжении 12 лет. Наблюдения в других фильтрах также хорошо свертываются с указанным периодом. За вычетом света вторичной компоненты, амплитуда колебаний главной звезды составляет в разных спектральных диапазонах следующие величины:

$$\Delta W = 0.110^m, \Delta B = 0.140^m, \Delta V = 0.104, \Delta R = 0.080^m.$$

Итак, все указывает на то, что главная компонента V577 Oph является переменной звездой типа δ Sct.

§6.2. Построение кривых блеска и определение фотометрических и абсолютных элементов системы.

Поскольку у нас имеется достаточное количество измерений звезды в минимумах в фильтре V , то мы попытались решить кривую блеска модифицированным методом дифференциальных поправок без предварительного усреднения данных. Результаты решений приведены в таблице 6.2. На рис.6.2 представлена кривая блеска V577 Oph в минимумах и ход остатков (O-C) от полученного фотометрического решения из третьего столбца таблицы 6.2. Так же, как и в большинстве предыдущих исследований, за исключением звезды V541 Cyg, коэффициенты потемнения к краю из нашей кривой блеска не определяются. Их пришлось зафиксировать на теоретическом уровне, см. Рубашевский (1985). Предположение о наличии в системе третьего света несколько уменьшило ошибку (O-C), см. рис.6.3. Полученные нами моменты главных и вторичных минимумов, с учетом данных Шугарова (1984), удовлетворяют следующей эфемериде:

$$JD_{hel} = 2447406.1966(3) + 6.079125(5) \cdot E, \phi\Pi = 0.57750.$$

Таблица 6.2 Результаты фотометрического решения кривой блеска звезды V577 Ori в фотометрической системе V .

Параметр	Свободный поиск всех параметров, $L_3 = 0$.	Коэффициенты потемнения к краю зафиксированы, $L_3 = 0$.	Коэффициенты потемнения к краю зафиксиро- ваны, $L_3 = 0.047$.
1	2	3	4
r_1	0.0840(35)	0.0934(38)	0.0942(30)
r_2	0.1013(35)	0.0926(36)	0.0933(28)
i , градусы	88.4127(34)	88.1378(5)	88.5383(5)
e	0.204(13)	0.1828(50)	0.1813(48)
ω_1 , градусы	53.768(49)	48.601(25)	48.166(24)
L_1	0.446(24)	0.516(38)	0.497(27)
L_2	0.554	0.484	0.456
u_1	0.00(37)	0.584	0.584
u_2	0.78(23)	0.586	0.586
J_2/J_1	0.854(65)	0.954(71)	0.935(56)
$r_1 + r_2$	0.1853(49)	0.1860(50)	0.1875(41)
$\sigma_{\text{о-с}}$	0.02236 ^m	0.02241 ^m	0.02229 ^m

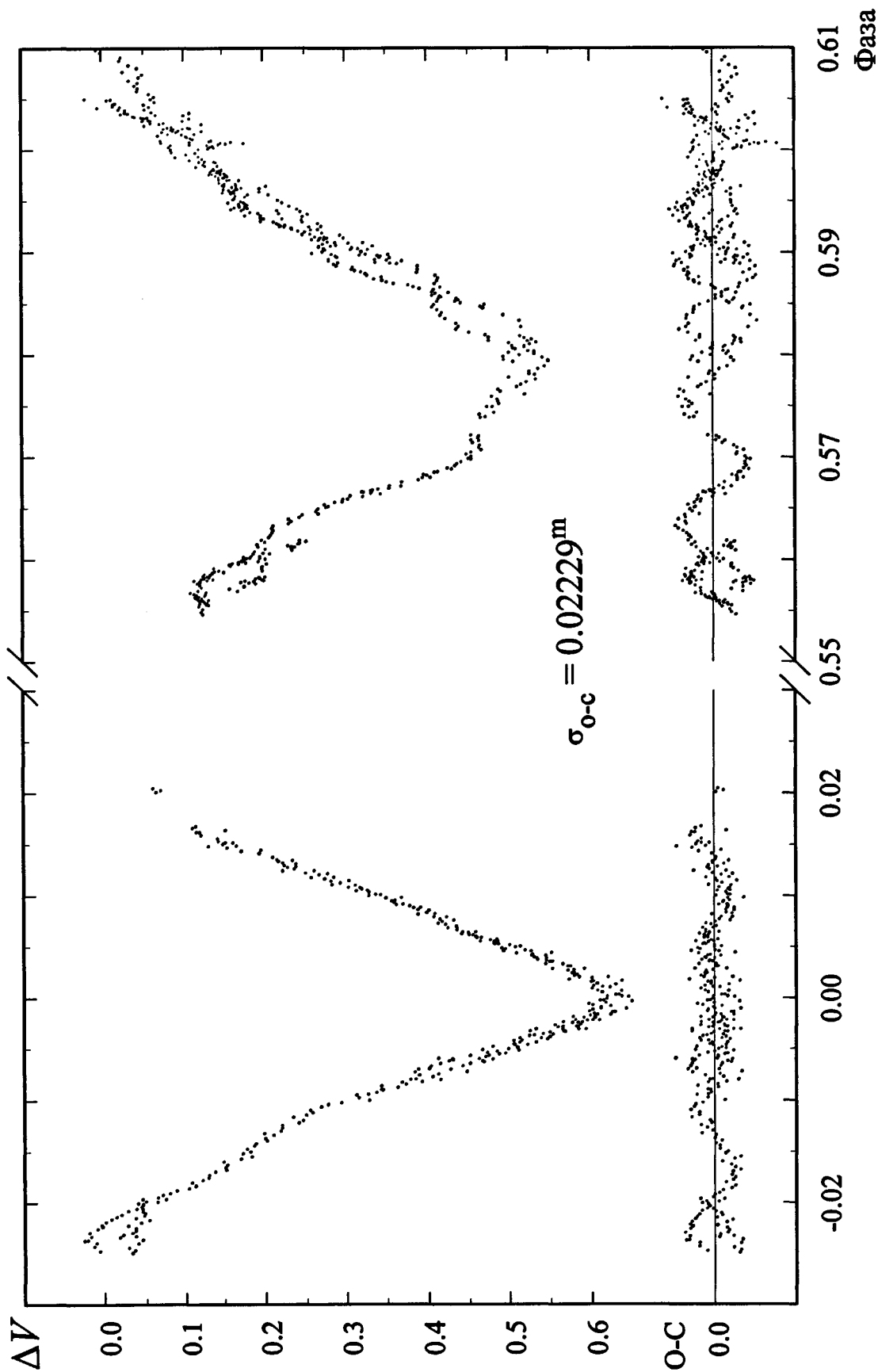


Рис.6.2. Кривая блеска затменной системы V577 Ori в полосе V, по наблюдениям автора, нормированная к нулю в квадратурах. Внизу приведены отклонения (O—C) наблюдаемых точек (O) от теоретической кривой блеска (C). Третий свет равен 0.047.

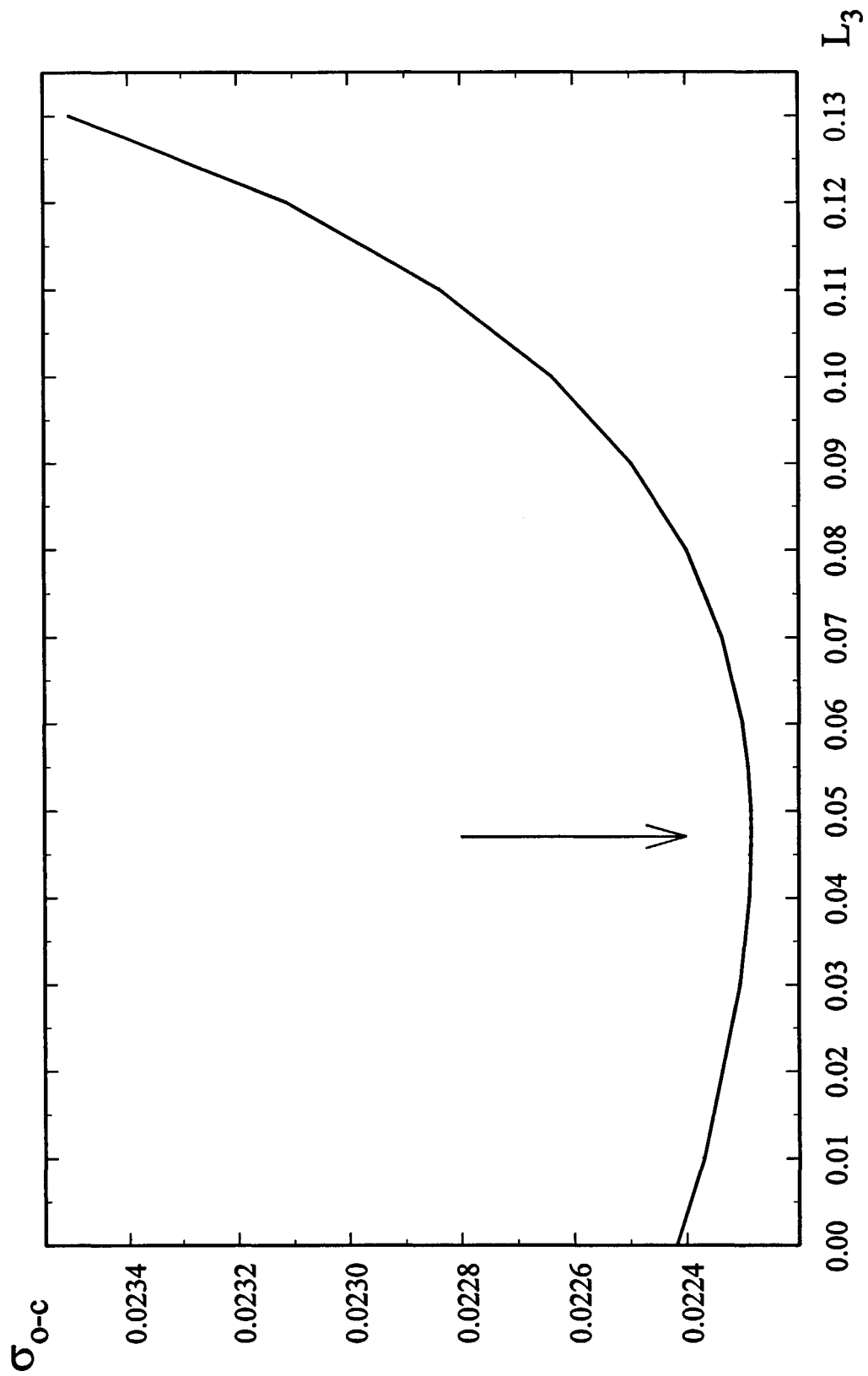


Рис.6.3. V577 Орн – зависимость точности решения от доли третьего света в системе при свободном поиске всех параметров, кроме коэффициентов потемнения к краю.

Для системы V577 Ori пока не получено кривой лучевых скоростей, поэтому для оценки абсолютных параметров звезд, входящих в систему, можно воспользоваться полуэмпирическим методом, описанным Халиуллиным (1985). Но сначала мы определим температуру компонент. Пользуясь определенными ранее нормальными показателями цвета (см. таблицу 6.1) и отношением интенсивностей компонент из третьего столбца таблицы 6.2, мы с помощью калибровочных таблиц Поппера (1980) определяем разность нормальных показателей цвета: $\Delta(B-V)_0 = 0.019^m$. Затем, с учетом вклада каждой компоненты в общую светимость, получаем:

для главной компоненты: $(B-V)_0 = 0.327^m$, $T_1 = 6885(60)K$, F1 V,

для вторичной: $(B-V)_0 = 0.346^m$, $T_2 = 6780(60)K$, F1 V.

Наблюдения в четырех полосах непосредственно в минимумах малочисленны и не позволяют определить показатели цвета компонент с точностью, получаемой непрямым способом с помощью калибровок Поппера (1980), см. выше.

Воспользуемся соотношением масса-светимость (Поппер, 1980; Смит, 1983):

$$\lg\left(\frac{L_1}{L_\odot}\right) = 3.99 \lg\left(\frac{M_1}{M_\odot}\right), \quad (6.1)$$

Используем также следующее очевидное выражение:

$$\lg\left(\frac{L_1}{L_\odot}\right) = 2 \lg\left(\frac{R_1}{R_\odot}\right) + 4 \lg\left(\frac{T_1}{T_\odot}\right), \quad (6.2)$$

Абсолютный радиус выражаем через относительный радиус и массы компонент с помощью третьего закона Кеплера:

$$\frac{a^3}{P^2 (M_1 + M_2)} = 2.5038 \cdot 10^{19}. \quad (6.3)$$

Здесь числовой коэффициент получен для случая, когда период P выражен в сутках, большая полуось орбиты a в километрах, а массы компонент – в массах Солнца. Так как $a = R_1/r_1$, то подставляя в (6.2) это отношение вместо a , получим:

$$\frac{R_1^3}{R_\odot^3} = \frac{2.5038 \cdot 10^{19}}{R_\odot^3} P^2 r_1^3 M_1 (1+q). \quad (6.4)$$

Логарифмируя и подставляя в (6.2), получим:

$$\lg\left(\frac{L_1}{L_\odot}\right) = 1.2472 + \frac{4}{3} \lg P + 2 \lg r_1 + 4 \lg\left(\frac{T_1}{T_\odot}\right) + \frac{2}{3} \lg\left(\frac{M_1}{M_\odot}\right) + \frac{2}{3} \lg(1+q). \quad (6.5)$$

Отношение масс q можно оценить из того же соотношения масса-светимость, выражая светимости через эффективные температуры и радиусы компонент:

$$q = \frac{M_2}{M_1} = \left[\left(\frac{T_2}{T_1} \right)^4 \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 \right]^{1/3.99}. \quad (6.6)$$

Используя найденные нами значения температур и относительных радиусов, получим:

$$q = 0.98.$$

Подставляя известные значения параметров в формулу (6.5), получим следующую систему уравнений для определения абсолютных характеристик главной компоненты V577 Oph:

$$\begin{aligned} \lg \left(\frac{L_1}{L_\odot} \right) &= 0.74 + \frac{2}{3} \lg \frac{M_1}{M_\odot} \\ \lg \left(\frac{L_1}{L_\odot} \right) &= 3.99 \lg \frac{M_1}{M_\odot} \end{aligned} \quad (6.7)$$

Решая ее, получаем массы и светимости компонент, они приведены в таблице 6.3. Из третьего закона Кеплера определим большую полуось относительной орбиты двойной системы:

$$a = 6.8522 \cdot 10^6 \sqrt[3]{\frac{M_1 + M_2}{M_\odot}} \text{ км.} \quad (6.10)$$

Получаем отсюда:

$$a = 10.17 \cdot 10^6 \text{ км} = 0.068 \text{ а.е} = 14.69 R_\odot.$$

Зная относительные радиусы компонент (в четвертом столбце таблицы 5.2), найдем их абсолютные радиусы, они приведены в таблице 6.3.

Таблица 6.3 Абсолютные элементы V577 Oph.

Параметр	Главная компонента	Вторичная компонента
Массы, M	$1.65 \pm 0.2 M_{\odot}$	$1.62 \pm 0.2 M_{\odot}$
Радиусы, R	$1.38 \pm 0.08 R_{\odot}$	$1.37 \pm 0.08 R_{\odot}$
Светимости, $\lg L/L_{\odot}$	0.87 ± 0.02	0.83 ± 0.02
Эффективные температуры, T_e	$6885 \pm 60 \text{ K}$	$6780 \pm 60 \text{ K}$
Сп. классы из $WBVR$ фотометрии, Sp	F0–1 V	F1 V
Гравитационное ускорение, $\lg g$	4.375 ± 0.009	4.374 ± 0.010
Абс. болометрические величины, M_{bol}	$2.52^m \pm 0.06$	$2.61^m \pm 0.06$
Болометрическая поправка, В.С.	-0.01^m	-0.02^m
Абс. визуальные величины, M_v	$2.53^m \pm 0.05$	$2.63^m \pm 0.05$
Большая полуось орбиты	$14.7 \pm 0.2 R_{\odot}$	
Межзвездное поглощение, A_v	$0.51^m \pm 0.05$	
Модуль расстояния, $(m_v - M_v - A_v)$	$8.72^m \pm 0.10$	
Расстояние до системы, d	$560 \pm 60 \text{ пк}$	
Фотометрический параллакс, π''_{ph}	0.00180 ± 0.00019	

§6.3. Прогнозы возможности исследования апсидального движения в системе V577 Змееносца.

Пользуясь данными из таблицы 6.3, оценим ожидаемую скорость вращения линии апсид. Релятивистский эффект в соответствии с формулой (10) составит:

$$\dot{\omega}_{rel} = 0.022 \text{ град/год.}$$

Параметры компонент близки к модели звезды, находящейся на начальной главной последовательности с меньшим, чем у Солнца, содержанием тяжелых элементов: $X=0.72$, $Z=0.01$ (Кларет и Гименес, 1992). Из этих таблиц получим $k_{22} = k_{21} = 0.0045$, что с использованием формул (3) – (7), при условии синхронизма системы в периастре, даст

$$\dot{\omega}_{class} = 0.029 \text{ град/год.}$$

Тогда совокупное влияние классического и релятивистского эффектов приведет к значению

$$\dot{\omega}_{theor} = 0.051 \text{ град/год.}$$

За 14 лет, прошедших со времени наших первых наблюдений, большая полуось орбиты системы должна была повернуться на 0.7° . Воспользовавшись формулой для сдвига моментов вторичных минимумов относительно главных:

$$T_2 - T_1 = \frac{P}{2} + \frac{2P}{\pi} e \cos \omega - \frac{2P}{3\pi} e^3 \frac{1 + 3\sqrt{1-e^2}}{(1 + \sqrt{1-e^2})^3} \cos 3\omega \quad (6.11)$$

(см. Мартынов, 1948), получим, что фаза вторичного минимума должна была за это время уменьшиться на:

$$\Delta\phi = -0^d.00634.$$

Сопоставив это значение с точностью определения фазы момента вторичного минимума, полученной из нашей кривой блеска ($0^d.0007$), получим, что если удастся повторить наблюдения V577 Ori в современную эпоху с такой же точностью, то $\dot{\omega}_{obs}$ может быть измерена с точностью 16%.

Заключение

Основные результаты этой диссертации, посвященной фотометрическому исследованию затменных двойных звездных систем со значительным эксцентриситетом, следующие:

1. В четырехцветной фотометрической системе *WBVR* получены фотоэлектрические кривые блеска четырех затменных систем: GG Ori, DI Her, V541 Cyg, V577 Oph. Для двух из них, GG Ori и V577 Oph, фотоэлектрические наблюдения выполнены впервые.
2. Для α CrB получены фотоэлектрические наблюдения с использованием узкополосных интерференционных фильтров, центрированных на 7510 Å и 4600 Å.
3. Для вышеперечисленных систем из решения фотоэлектрических кривых блеска итерационным методом дифференциальных поправок определены фотометрические и абсолютные элементы. Для систем GG Ori и V577 Oph это сделано впервые.
4. Для затменных систем GG Ori, DI Her, V541 Cyg, α CrB измерены скорости вращения линии апсид. Для систем α CrB и GG Ori их удалось определить впервые. Для систем DI Her и V541 Cyg скорость апсидального вращения существенно уточнена.
5. Впервые обнаружена и исследована физическая переменность ряда объектов – V577 Oph, GG Ori, α CrB. Возможно, мы подходим к тому значению точности фотоэлектрических наблюдений ($< 0.01^m$), когда практически все звезды можно считать физически переменными.

Выражаю свою глубокую благодарность моему учителю и руководителю Х.Ф. Халиуллину, без постоянного внимания и участия которого данная работа никогда бы не была выполнена.

Глубоко благодарен Н.Н. Самусю, никогда не отказывавшему в просьбе просмотреть и отредактировать английские рукописи моих статей и который своим неустанным вниманием и советами помог в создании данной работы.

Глубоко признателен В.Г. Корнилову, который привил мне интерес к работе с приборами и помог преодолеть многие технические трудности при разработке и изготовлении наблюдательной аппаратуры.

Я очень признателен В.Г. Мошкалеву, А.В. Миронову и С.Ю. Шугарову которые познакомили меня с основными принципами и методами обработки фотоэлектрических наблюдений.

Приношу огромную благодарность Н.С. Волковой за помощь в наблюдениях.

Неоценимую помощь в оформлении диссертации оказал В.Н.Семенцов, за что я ему бесконечно признателен.

Список литературы

1. Агерер 1994 – Agerer F., Bedeckungsveränderliche. BAV Mitteilungen, 1994, № 68, p. 5.
2. Баттистини и др. 1974 – Battistini P., Bonifazi A., and Guarnieri A., Minima of Eclipsing Variables. IBVS, 1974, №951, p. 1.
3. Биро и Борковиц 2000 – Biró I.B., and Borkovits T., CCD times of minima of eclipsing binary systems. IBVS, 2000, № 4967, p. 1–4.
4. Борковиц и Биро 1998 – Borkovits T., and Biró I.B., Photoelectric and CCD times of minima of several eclipsing binary systems. IBVS, 1998, № 4633, p. 1–4.
5. Ванденберг 1983 – VandenBerg D.A., Star clusters and stellar evolution. I – Improved synthetic color-magnitude diagrams for the oldest clusters. Astrophys. J. Suppl., 51, p. 29–66.
6. Ванденберг 1985 – VandenBerg D.A., Evolution of 0.7–3.0 solar masses stars having [Fe/H] between –1.0 and 0.0. Astrophys. J. Suppl., 58, p. 711–769.
7. Ванденберг и Бриджес 1984 – VandenBerg D.A., and Bridges T.J., Theoretical zero-age main sequences applied to the Pleiades, Praesepe, and Hyades star clusters. Astrophys. J., 278, p. 679–688.
8. Вахманн 1961 – Wachmann A.A., Die Veränderlichen im Südteil der Cygnus-wolke. Teil I. Astr. Abh. Sternw. Hamburg–Bergedorf, 6, p. 1–96.
9. Волков 1990 – Volkov I.M., V577 Oph – an eclipsing binary with a delta Sct type primary component. IBVS, 1990, № 3493, p. 1–4.
10. Волков 1993 – Volkov I.M., The discovery of apsidal motion in the binary system α CrB. IBVS, 1993, № 3876, p. 1–2.
11. Волков и Халиуллин 1999 – Volkov I.M., and Khaliullin Kh.F., The revision of apsidal motion in V541 Cyg: no discrepancy with theory. IBVS, 1999, № 4680, p. 1–4.
12. Волков И.М. и Халиуллин Х.Ф., Вращение линии апсид в затменной двойной системе GG Ориона. Астрон. ж., 2002, 79, с.1–14.
13. Вольф 1995 – Wolf M., Slow apsidal motion in V541 Cygni. IBVS, 1995, № 4217, p. 1 – 3.

14. Гайнэн и Малони 1985 – Guinan E.F., and Maloney F.P., The apsidal motion of the eccentric eclipsing binary DI Herculis – an apparent discrepancy with general relativity. *Astron. J.*, 1985, **90**, p. 1519–1528.
15. Гайнэн и Сайя 1985 – Guinan E.F., and Siah M.J., private communication.
16. Гайнэн и др. 1994 – Guinan E.F., Marshall J.J., and Maloney F.P., A new apsidal motion determination for DI Herculis. *IBVS*, 1994, № 4101, p. 1–4.
17. Гайнэн и др. 1996 – Guinan E.F., Maley J.A., and Marshall J.J., Eccentric eclipsing binary stars as test of general relativity: the case of V541 Cygni. *IBVS*, 1996, № 4362, p. 1–4.
18. Гименес 1985 – Gimenez A., General-relativistic periastron advances in eclipsing binary systems. *Astrophys. J.*, 1985, **297**, p. 405–412.
19. Гончарский А.В., Черепашук А.М., Ягола А.Г., Некорректные задачи астрофизики. Москва: “Наука”, 1985, с. 95.
20. Грей 1980 – Gray, J. *PASP*, **92**, p. 771.
21. Дарьюш и др. 2001 – Dariush A., Afroozeh A., and Riazi N., Times of minima of eclipsing binaries DI Herculis and V1143 Cygni. *IBVS*, 2001, № 5136, p. 1–4.
22. Дженкинс 1963 – Jenkins L.F., General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes. 1963, Yale University Observatory, New Haven.
23. Джордан 1909 – Jordan F.C., The orbit of α Coronae Borealis. *Publ. Allegheny Obs.*, 1909, **1**, p. 85–91.
24. Дительм 1986 – Diethelm R., 114th list of minima of eclipsing binaries. *BBSAG Bull.*, 1986, № 81, p. 3.
25. Дительм 1992 – Diethelm R., 135th list of minima of eclipsing binaries. *BBSAG Bull.*, 1992, № 102, p. 4.
26. Дительм 1993 – Diethelm R., V577 Ophiuchi: an eclipsing binary with a non-circular orbit and a pulsating component. *IBVS*, 1993, № 3894, p. 1–2.
27. Дительм 1995 – Diethelm R., 143th list of minima of eclipsing binaries. *BBSAG Bull.*, 1995, № 110, p. 4.
28. Дительм 1996 – Diethelm R., 145th list of minima of eclipsing binaries. *BBSAG Bull.*, 1996, № 112, p. 4.
29. Жюу 2001 – Zhou A.-Y., Stability of pulsation of V577 Ophiuchi. *IBVS*, 2001, № 5087, p. 1–3.
30. Закиров М.М., []. Письма в Астрон. ж., 1997, **23**, с. 626–632.

31. Карпович 1961 – Karpowicz M., New photographic observations of the eclipsing binary V541 Cygni. *Acta Astron.*, 11, p. 51–56.
32. Катон и Бернс 1993 – Caton D.B., and Burnes W.C., Times of minimum light for 35 eclipses of 21 apsidal motion binaries. *IBVS*, 1993, № 3900, p.1–4.
33. Кларет и Гименес 1992 – Claret A., and Gimenez A., Evolutionary stellar models using Rogers & Iglesias opacities, with particular attention to internal structure constants. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1992, 96, p. 255–267.
34. Кларет и Гименес 1993 – Claret A., and Gimenez A., The apsidal motion test of the internal stellar structure: comparison between theory and observations. *Astron. Astrophys.*, 277, p. 487–502.
35. Кларет и Виллемс 2002 – Claret A., and Willems B., New results on the apsidal-motion test to stellar structure and evolution including the effects of dynamic tides. *Astron. Astrophys.*, 388, p. 518–530.
36. Козырева и др. 1999 – Kozyreva V.S., Zakharov A.I., and Khaliullin Kh.F., The third body in eclipsing binary AS Cam. *IBVS*, 1999, № 4690, p. 1–4.
37. Копал 1978 – Kopal Z., *Dynamics of Close Binary Systems*, Dordrecht: Reidel.
38. Кордылевский К. 1951 – Kordylewski K., []. *Acta Astron. Ser.*, 1951, С. 4, p.134.
39. Корнилов В.Г. и Крылов А.В., Четырехканальный звездный электрофотометр для измерения ярких звезд. *Астрон. ж.*, 1990, 67, с. 173–181.
40. Корнилов В.Г., Волков И.М., Захаров А.И. и др., *WBVR Каталог ярких северных звезд*. Москва: МГУ, 1991.
41. Корнилова Л.Н., 2001, частное сообщение.
42. Коуд и Мид 1979 – Code A.D., and Meade M.R., Ultraviolet photometry from the Orbiting Astronomical Observatory. XXXII – an atlas of ultraviolet stellar spectra. *Astrophys. J. Suppl.*, 1979, 39, p.195–289.
43. Коулинг 1938 – Cowling T.G., On the motion of the apsidal line in close binary systems. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc*, 1938, 98, p. 734–744.
44. Кох 1973 – Koch R.H., On general-relativistic periastron advances. *Astrophys. J.*, 1973, 183, p. 275–277.
45. Кох 1977 – Koch R.H., On general-relativistic periastron advances. II. *Astron. J.*, 1977, 82, p. 653–655.
46. Крон и Гордон 1953 – Kron G.E., and Gordon K.C., The system Alpha Coronae Borealis. *Astrophys. J.*, 1953, 118, p. 55–76.

47. Куликовский П.Г., Новая переменная звезда SVS 1034 Cygni. Переменные звезды, 1948, 6, с.101–102.
48. Куликовский П.Г., Затменная двойная звезда V541 Лебедя. Переменные звезды, 1953, 9, с.169–174.
49. Кэмп и др. 2002 – Kamp I., Hempel M., and Holweger H., Do dusty A stars exhibit accretion signatures in their photospheres? *Astron. and Astrophys.*, 2002, 388, p. 978–984.
50. Кэннон 1909 – Cannon J.B., The spectroscopic binary, α Coronae Borealis. *J. R. Astron. Soc. Can.*, 1909, 3, p. 419–424.
51. Лавров М.И., []. Труды Казан. гор. астроном. обсерв., 1993, 53, с.34.
52. Лайнс и др. 1989 – Lines R.D., Lines H., Guinan E.F., and Carrol S.M., Times of minimum determination of the eclipsing binary V541 Cygni. *IBVS*, 1989, №3286, p.1–3.
53. Левато и Абт 1978 – Levato H., and Abt H.A., Spectral types in the Ursa Major stream. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 1978, 90, p.429–433.
54. Леви-Чивита 1937 – Levi-Civita T., Astronomical consequences of the relativistic two-body problem. *Amer. J. Math.*, 1937, 59, p. 225–234.
55. Лэси 1992 – Lacy C.H., *UBV photometry of selected eclipsing binary stars. Astron. J.* 104, p. 801–809.
56. Лэси 1998 – Lacy C.H.S., Absolute dimensions and masses of V541 Cyg and the general theory of relativity. *Astron. J.*, 1998, 115, p. 801–808.
57. Лэси и Фокс 1994 – Lacy C.H.S., and Fox G.W., Times of minima of nine eclipsing binaries. *IBVS*, 1994, № 4009, p. 1.
58. Лэси и др. 2001 – Lacy C.H.S., Hood B., and Straughn A., Times of minima of eclipsing binaries. *IBVS*, 2001, № 5067, p. 1–3.
59. Лютый В.М., Автоматический электрофотометр со счетом фотонов. *Сообщения ГАИШ*, 1971, № 172, с. 30–41.
60. МакКаски и Сейферт 1950 – McCuskey S.W., and Seyfert C.K., Stellar spectra in Milky Way regions. II. A region in Cygnus. *Astrophys. J.*, 1950, 112, p. 90–119.
61. Мак-Келлар 1950 – McKellar A., Spectrographic observations of the eclipsing binaries DI Her and RY Gem. *Publ. Dominion Astrophys. Obs.*, 1951, 8, p. 235.
62. Мак-Лафлин 1933 – McLaughlin D.B., The orbit and rotation effect of Alpha Coronae Borealis. *Publ. Michigan Obs.*, 1933, 5, p. 91–102.
63. Мартынов Д.Я. 1948, Исследование периодических неравенств в эпохах минимумов затменных переменных звезд. *Известия АОЭ*, 25, с. 5–207.

64. Мартынов Д.Я. и Лавров М.И., Ревизия элементов фотометрической орбиты и скорости вращения линии апсид у затменной двойной системы DI Геркулеса. Письма в АЖ, 1987, 13, с. 218–222.
65. Мартынов и Халиуллин 1980 – Martynov D.Ya., and Khaliullin Kh.F., On the relativistic motion of the periastron in the eclipsing binary system DI Her. Astrophys. and Space Sci., 1980, 71, p. 147–170.
66. Маршалл и др. 1995 – Marshall J.J., Guinan E.F., and McCook G.P., Possible low amplitude light variations of DI Her. IBVS, 1995, № 4161, p. 1–6.
67. Матис 1967 – Mathis J.S., The apsidal constants of stellar models. Astrophys. J., 1967, 102, p. 256–261.
68. Мошкалев В.Г., Халиуллин Х.Ф., Итерационный метод учета атмосферной экстинкции при фундаментальной гетерохромной астрофотометрии. Астрон. ж., 1985, 62, с. 393–403.
69. Моффат 1984 – Moffat J.W., The orbital motion of DI Herculis as a test of a theory of gravitation. Astrophys. J., 1984, 287, p. L77–L80.
70. Моффат 1989 – Moffat J.W., Cosmions in the non symmetric gravitational theory. Phys. Rev., 39, 474–484.
71. Мун и Дворецкий 1985 – Moon T.T., and Dworetzky M.M., Grids for determination of effective temperature and surface gravity of B,A and F stars using *uvby- β* photometry. Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 1985, 217, p.305–315.
72. Оглоза 1995 – Ogloza W., Photoelectric minima of eclipsing binaries. IBVS, 1995, № 4263, p. 1–2.
73. ОКПЗ 2002 – Общий каталог переменных звезд,
<http://www.sai.msu.su/groups/cluster/gcvs/gcvs/>
74. Палла и Шталер 2001 – Palla F., and Stahler S.W., Binary masses as a test for pre-main-sequence tracks. Astrophys. J., 2001, 553, p. 299–306.
75. Папалоизоу и Прингл 1980 – Papaloizou J., and Pringle J.E., On the motion of the apsidal line in interacting binary systems. Mon. Not. R. astr. Soc., 1980, 193, p. 603–615.
76. Пол и Гулмен 1981 – Pohl E., and Gulmen O., Photoelectric minima of eclipsing binaries. IBVS, 1981, № 1924, p. 1–3.
77. Поппер 1980 – Popper D.M., Stellar masses. Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1980, 18, p. 118.
78. Поппер 1982 – Popper D.M., Rediscussion of eclipsing binaries. XIII. DI Herculis, a B-type system with an eccentric orbit. Astrophys. J., 1982, 254, p. 203–213.

79. Райзенбергер и Гайнэн 1989 – Reisenberger M.P., and Guinan E.F., A possible rescue of general relativity in DI Herculis. *Astron. J.*, 1989, 97, p. 216–221.
80. Рассел 1928 – Russell H.N., On the advance of periastron in eclipsing binaries. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1928, 88, p. 641–643.
81. Роджерс и Иглесиас 1992 – Rogers R.I., and Iglesias C.A., Radiative atomic Rosseland mean opacity tables. *Astrophys. J. Suppl.*, 1992, 79, p. 507–568.
82. Ройер и др. 2002 – Royer F., Grenier S., Baylac M.-O., Gómez A.E., and Zorec J., Rotational velocities of A-type stars II. Measurement of $v \sin i$ in the northern hemisphere. *Astron. and Astrophys.*, 2002, 393, p. 897–911.
83. Роман 1949 – Roman N.G., The Ursa Major group. *Astrophys. J.*, 110, p. 205–241.
84. Рубашевский А.А., []. Бюл. Абастум. астрофиз. обсерв., 1985, 58, с. 389.
85. Рудкьобинг 1959 – Rudkjøbing M., The relativistic periastron motion of DI Her. *Ann. Astrophys.*, 1959, 22, p. 111–117.
86. Савониджи и Папалоизоу 1983 – Savonije G.J. and Papaloizou J.C.B., On the tidal spin up and orbital circularization rate for the massive X-ray binary systems. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1983, 203, p. 581–593.
87. Свидерскене З., 1980, Распределение энергии в спектрах звезд различных спектральных классов и светимостей. III. Бюлл. Вильнюсской астрон. обсерв., № 55, p. 27–46.
88. Свингс 1936 – Swings P.Z., Note sur la rotation axiale dans les etoiles doubles spectroscopiques, *Z. Astrophys.*, 12, p. 40–46.
89. Семенюк 1968 – Semeniuk I., Apsidal motion in binary systems. II. Photoelectric observations of six eclipsing variables with apsidal motion. *Acta Astron.*, 1968, 18, p. 1–32.
90. Семенюк и Пачиньский 1968 – Semeniuk I., and Paczynski B., Apsidal motion in the binary systems. III. Model computations. *Acta Astron.*, 1968, 18, p. 33–47.
91. Слеттебак и др. 1975 – Slettebak A., Collins G.W., Boyce P.B., White N.M., and Parkinson T.D., A system of standard stars for rotational velocity determinations. *Astrophys. J. Suppl.*, 1975, 29, p. 137–159.
92. Смит 1983 – Smith R.C., An empirical stellar mass-luminosity relationship. *Observatory*, 1983, 103, № 1052, p. 29–31.
93. Соловьев А., Заметки о некоторых неисследованных переменных звездах. *Астрон. цирк.*, 1945, № 41, с. 8.
94. Стеббинс 1928 – Stebbins J., []. *Washburn Obs. Publ.*, 1928, 15, p. 41.

95. Стерн 1939 – Sterne T.E., Apsidal motion in binary stars. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1939, **99**, p. 451–462.
96. Страйжис В., Многоцветная фотометрия звезд (Мокслас, Вильнюс, 1977).
97. Страйжис В., Звезды с дефицитом металлов (Мокслас, Вильнюс, 1982), с.298.
98. Струве и Элви 1930 – Struve O., and Elvey C.T., [*J.*]. *Astrophys. J.*, 1930, **71**, p.221.
99. Струве и др. 1951 – Struve O., Horak H.G., Canavaggia R., Kourganoff V., and Colacevich A., Occasional spectrographic observations of eclipsing binaries. *Astrophys. J.*, 1950, **111**, p.658–662.
100. Томкин и Поппер 1986 – Tomkin J., and Popper D.M., Rediscovery of eclipsing binaries. XV. Alfa Coronae Borealis, a main-sequence system with components of types A and G. *Astron. J.*, 1986, **91**, p. 1428–1437.
101. Торрес и др. 2000 – Torres G., Lacy C. H. S., Claret A., and Sabby J.A., Absolute dimensions of the unevolved B-type eclipsing binary GG Orionis. *Astron. J.*, 2000, **120**, p. 3226–3243.
102. Уолкенс 1991 – Waelkens C., Slowly pulsating B stars. *Ast. and Astrophys.*, 1991, **246**, p. 453–468.
103. Уолкенс и Руфенер 1985 – Waelkens C. and Rufener F., Photometric variability of mid-B stars. *Ast. and Astrophys.*, 1985, **152**, p. 6–14.
104. Уоррен и др. 1977 – Warren W.H., and Hesser J. E., A photometric study of the Orion OB 1 association. I. Observational data. *Astrophys. J. Suppl.*, 1977, **34**, p.115–206.
105. Уэйд и Ручинский 1985 – Wade R.A., and Rucinski S.M., Linear and quadratic limb-darkening coefficients for a large grid of LTE model atmospheres. *Ast. And Astrophys. Suppl.*, 1985, **60**, p. 471–484.
106. Халз и Тейлор 1975 – Hulse R.A., and Taylor J.H., Discovery of a pulsar in a binary system. *Astrophys. J. Letters*, 1975, **195**, p. L51–L53.
107. Халиуллин 1985 – Khaliullin Kh.F., The unique eclipsing binary system V541 Cygni with relativistic apsidal motion. *Astrophys. J.*, 1985, **299**, p. 668–673.
108. Халиуллин Х.Ф., Вращение линии апсид в тесных двойных системах. В сб. под ред. Масевич А.Г., Двойные звезды, Москва: “Космосинформ”, 1997, с.139–161.
109. Халиуллин Х.Ф. и Халиуллина А.И., Фотометрическое исследование затменно-двойной системы с релятивистским вращением орбиты V889 Aql. *Астрон. ж.*, 1989, **66**, с. 76–83.

110. Халиуллин и Козырева 1983 – Khaliullin Kh.F., and Kozyreva V.S., Apsidal motion in the eclipsing binary AS Cam. *Astrophys. and Space Sci.*, 1983, **94**, p. 115–122.
111. Халиуллин и др. 1991 – Khaliullin Kh.F., Khodykin S.A., and Zakharov A.I., On the nature of the anomalously slow apsidal motion of DI Herculis. *Astrophys. J.*, 1991, **375**, p. 314–320.
112. Халиуллин и др. 1985 – Khaliullin Kh.F., Mironov A.V., and Moshkalev V.G., A new photometric WBVR system. *Astrophys. and Space Sci.*, 1985, **111**, p. 291–323.
113. Халиуллина 1987 – Khaliullina A.I., DR Vulpeculae: the quadruple system. *Monthly Not. Roy. Astr. Soc.*, 1987, **225**, p. 425–436.
114. Халиуллина А.И. и Халиуллин Х.Ф., Итерационный метод дифференциальных поправок для анализа кривых блеска затменных двойных звезд. *Астрон. ж.*, 1984, **61**, с. 393–402.
115. Халиуллина и др. 1985 – Khaliullina A.I., Khaliullin Kh.F., and Martynov D.Ya., Apsidal motion and the third body in the system RU Monocerotis. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 1985, **216**, p. 909–922.
116. Хартман Дж. 1903 – Hartmann J., α Coronae Bor. ein spektroskopischer Doppelstern. *Astronomische Nachrichten*, 1903, **163**, p. 31.
117. Хейлезен 1987 – Hejlesen P.M., Studies in stellar evolution. III. The internal structure constants. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1987, **69**, p. 251–262.
118. Херцег и др. 1977 – Herczeg T.J., Kondo Y., and van der Hucht K.A., The ultraviolet spectra of four binaries observed with the S59 spectrometer. *Astrophys. Space Sci.*, 1977, **46**, p. 379–387.
119. Хилдич и Хилл 1975 – Hilditch R.W., and Hill G., Stromgren four-color observations of northern hemisphere binary systems. *Mon. memoires R. astr. Soc.*, 1975, **79**, p.101–129.
120. Ходыкин и Волков 1989 – Khodykin S.A., and Volkov I.M., WBVR photometry of DI Herculis. *IBVS*, 1989, № 3293, p. 1–3.
121. Хоук и Мермиллиод 1980 – Hauck B., and Mermilliod M., *uvby- β* photoelectric photometric catalogue. *Astron.Astrophys.Suppl.*, 1980, **40**, p.1–32.
122. Хоффмейстер 1930 – Hoffmeister C., 93 neue Veränderliche. *Astron. Nachr.*, 1930, **240**, p.195.
123. Хоффмейстер 1934 – Hoffmeister C., 132 neue Veränderliche. *Astron. Nachr.*, 1934, **253**, p.195.

124. Хэйес 1978 – Hayes D.S., The absolute calibration of the HR diagram: fundamental effective temperatures and bolometric corrections. IAU Simp. № 80, 1978, eds. Davies Philip A.G., and Hayes, D.S., Reidel, Dordrecht, p. 65–76.
125. Хэйес 1979 – Hayes D.S., [J. Dudley Obs. Rep., 1979, 14, p. 297.
126. Хэйес и Латам 1975 – Hayes D.S., and Latham D.W., A rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral energy distribution of Vega. *Astrophys. J.*, 1975, 197, p. 593–601.
127. Чандрасекар 1933 – Chandrasekhar S., The equilibrium of distorted politropes. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, 93, p. 449–461.
128. Шакура Н.И., О некоторых особенностях апсидального движения в двойных звездных системах. *Письма в А. Ж.*, 1985, 11, с. 536–541.
129. Шварцшильд 1958 – Schwarzschild M., Structure and evolution of the stars, New York: Dover Publ.
130. Шмитт 1998 – Schmitt J.H.M.M., Discovery of apsidal motion in α Coronae Borealis by means of ROSAT X-ray eclipse timing. *Astron. Astrophys.*, 1998, 333, p. 199–204.
131. Шугаров С.Ю., V577 Змееносца – затменная система с большим эксцентриситетом. *Астрономический циркуляр*, 1984, № 1359, с. 4–7.
132. Эббигхаузен 1976 – Ebbighausen E.G., The spectroscopic orbit of α Coronae Borealis. *Publ. Dom. Astrophys. Obs., Victoria, B. C.*, 1976, 14, p. 411–422.
133. Эберсбергер и др. 1978 – Ebersberger J., Pohl E., and Kizilirmak A., Photoelectric minima of eclipsing binaries. *IBVS*, 1978, № 1449, p. 1–3.
134. Эгген 1982 – Eggen O.J., The Hyades main sequence. *Astrophys. J. Suppl.*, 1982, 50, p. 221–240.
135. Эгген 1984 – Eggen O.J., The astrometric and kinematic parameters of the Sirius and Hyades superclusters.. *Astron. J.*, 1984, 89, p. 1350–1357.
136. Яккья 1940 – Jacchia L., [J. Bull. Harv. Obs., № 912, p. 18.