

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 49

АВГУСТ, 2006

ВЫПУСК 3

БЮРАКАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
60 ЛЕТ

Д.М.Седракян, Г.А.Арутюнян, А.Т.Каллоглян 329

ОБЗОР ГАЛАКТИК МЕСТНОГО ОБЪЕМА В ЛИНИИ Н α :
СЛАБЫЕ СПУТНИКИ M31

С.С.Кайсин, И.Д.Караченцев 337

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С
УФ-ИЗБЫТКОМ

Э.Л.Карапетян 351

АНИЗОТРОПНЫЕ И НЕОДНОРОДНЫЕ S-ЭЛЛИПСОИДЫ
РИМАНА ВНУТРИ СФЕРОИДАЛЬНОГО ГАЛО. II

М.Г.Абрамян 359

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
ИЗВЕСТНОЙ Т АССОЦИАЦИИ В ОБЛАСТИ CYG OB7

Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян 375

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ
ОБЪЕКТОВ FBS. ПОЛОСА $\delta = +43^\circ$

П.К.Синамян, А.М.Микаелян 391

ИЗУЧЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ
ПУЧКАХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛН В ПЛАЗМЕ
ПУЛЬСАРОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ОРИЕНТАЦИЯМИ МАГ-
НИТНЫХ ПОЛЕЙ

А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян 409

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Ղ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալլոցյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Վոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրիցին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաբեյնցև (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Нижкогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24^Г
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e-mail: astrofiz @ sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2006

БЮРАКАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ 60 ЛЕТ

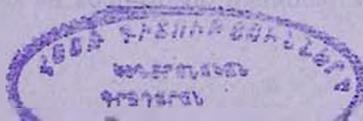
Бюраканская астрофизическая обсерватория (БАО) Национальной академии наук Армении была основана в 1946г. по инициативе академика Виктора Амазасповича Амбарцумяна. Она расположена на южном склоне горы Арагац к северо-западу от столицы Армении на высоте 1400м.

В научном плане Бюраканская обсерватория заявила о себе уже в 1947 году, когда В.А.Амбарцумян опубликовал работу "Эволюция звезд и астрофизика". В этой работе он впервые представил результаты анализа динамики звездных систем нового типа - звездных ассоциаций, а также космогонические следствия этого анализа. Было показано, что звездные ассоциации являются нестационарными системами, а их возраст оценивался порядка 10^7 лет. Тем самым, в этой работе впервые было установлено существование молодых звезд и звездных систем. Это означало также, что процесс звездообразования в Галактике продолжается в наше время. Другим немаловажным результатом исследований звездных ассоциаций может считаться вывод о том, что звезды образуются группами.

После этого открытия звездные ассоциации стали предметом детальных исследований во многих обсерваториях мира и было сформировано новое направление исследований - исследование молодых звездных объектов и очагов звездообразования.

В дальнейшем в БАО была проведена большая работа по исследованию наиболее молодых звездных объектов в различных очагах звездообразования. Эти работы, которые интенсивно ведутся по сей день, могут быть условно разделены на две части - обнаружение, каталогизация и классификация указанных объектов и их детальное исследование, включая изучение спектральных и морфологических особенностей, изменения этих особенностей и др.

Основным научным направлением Бюраканской обсерватории с самого начала стало и по сей день остается изучение активных объектов и нестационарных явлений во Вселенной, а также их роли в эволюционных процессах. По сути дела в Бюракане была сформирована



концепция о том, что именно эти сравнительно скоротечные нестационарные явления, которые носят в себе закодированную информацию о направлении эволюционных процессов, могут стать наиболее достоверным источником для космогонических выводов.

Поворотным пунктом в исследованиях галактик стало выдвинутое В.А.Амбарцумяном в 1958 году на Солвейской конференции новое представление о роли ядер в формировании и развитии галактик. Согласно этой концепции, галактики, как космические объекты, включая их звездные населенные, морфологию и остальные особенности, формируются благодаря деятельности их ядер. В результате этой концепции возникло новое направление во внегалактической астрономии: "Активные ядра галактик". Уже на заре становления этого направления была выдвинута идея о том, что из ядер галактик могут быть выброшены огромные количества вещества как в виде отдельных сгустков, так и непрерывного истечения, и что в особенно активных ядрах могут происходить взрывы. Первым наблюдательным подтверждением послужила галактика М82, в ядре которой около 1.5 миллионов лет назад произошел мощный взрыв. В Бюракане были открыты голубые выбросы из активных ядер некоторых галактик. Не случайно, что первый симпозиум Международного Астрономического Союза (МАС), посвященный результатам исследований активных явлений в галактиках (№29), ровно 40 лет назад был организован в Бюракане, где собрались наиболее известные специалисты в этой области.

В настоящее время исследования в области активных ядер галактик ведутся во всех крупных обсерваториях мира, а данное направление считается одним из наиболее быстро развивающихся направлений в современной внегалактической астрофизике.

Тем не менее, следует отметить существенное различие между понятиями активности ядер галактик, определенного Амбарцумяном первоначально, а также трансформированного впоследствии и широко используемого в настоящее время большинством исследователей. Согласно бюраканской концепции активность объекта является его внутренним свойством. Между тем в современном представлении об активности большинством исследователей пренебрегается или не принимается этот важный аспект, и поэтому в качестве стандартных механизмов активного энерговыделения рассматриваются такие экзотические объекты, какими являются массивные черные дыры, которые, согласно теории, излучают за счет кинетической энергии вещества, падающего на центр.

Логическим продолжением концепции об активности ядер галактик стал спектральный обзор неба на метровом телескопе системы



Участники Симпозиума МАС №29 "Нестационарные явления в галактиках". Бюраканская обсерватория, 1966г.

Шмидта БАО с целью обнаружения галактик с ультрафиолетовым избытком излучения. В результате было обнаружено около 1500 галактик, которые в астрономической литературе называются галактиками Маркаряна. В числе этих объектов примерно 10 процентов составляют сейфертовские галактики, достаточно высок процент квазаров и родственных объектов. В дальнейшем был предпринят также второй, более глубокий обзор на избранных областях неба, что позволило существенно увеличить количество этих галактик. Детальные исследования галактик данного класса во многих обсерваториях мира позволили лучше понимать роль ядер в жизни галактик. В Бюракане среди галактик Маркаряна было обнаружено большое количество объектов, обладающих двойными ядрами.

Интерес к галактикам с ультрафиолетовым избытком излучения, обнаруженным в Бюракане, не прекращается уже почти 40 лет. Статьи по детальному исследованию этих объектов печатаются во всех наиболее авторитетных журналах по астрофизике.

Бюраканские спектральные обзоры, которые первоначально были предприняты для обнаружения галактик с ультрафиолетовым избытком, дали редкую возможность поиска также других объектов. На фотопластинах данного обзора было открыто множество белых карликов, углеродных звезд и др. В настоящее время на основе стеклотеки БАО, в том числе и спектральных обзоров неба, создается Армянская виртуальная обсерватория, оцифрованная информационная база которой позволит провести исследования этой базы на новом уровне.

В БАО открыты также компактные группы компактных галактик (КГКГ), существование которых следовало из космогонической концепции, развиваемой в Бюракане. В результате целенаправленных поисков было обнаружено несколько сот таких групп. Галактики, входящие в КГКГ имеют красный цвет. Эти группы отличаются также исключительно большой пространственной плотностью, которая доходит до 10^5 галактик в кубическом мегапарсеке.

Изучение КГКГ и их космогонической роли в настоящее время продолжается в Бюракане и в нескольких астрономических центрах мира.

Исследование звездных ассоциаций привело к новым представлениям о природе дозвездной материи. В 1950-х годах В.А.Амбарцумян выдвинул гипотезу о существовании сверхплотных протозвезд. В дальнейшем эта гипотеза была распространена на мир галактик. Для объяснения активности ядер галактик допускалось существование в них сверхплотного вещества. Эта идея привела В.А.Амбарцумяна к систематическому теоретическому исследованию сверхплотных образований с целью выяснения возможности наличия больших масс в сравнительно малых

объемах. Существование подобных ядер дало бы возможность обосновать активные явления в ядрах галактик как следствие физических свойств вещества при сверхядерных плотностях. Однако, в результате исследований В.А.Амбарцумяна, Г.С.Саакяна и их учеников было показано, что масса сверхплотных образований при плотностях порядка и свыше ядерной не превышает несколько солнечных масс. *По всей вероятности, наши знания об особенностях сверхплотного вещества и сверхсильных гравитационных полей очень скудны и нуждаются в корректировке.*

Исследования сверхплотных конфигураций, начатых В.А.Амбарцумяном и Г.С.Саакяном в Бюраканской обсерватории в конце 50-х годов прошлого века, были продолжены в Ереванском государственном университете. За последние 40 лет было развито новое направление теоретической астрофизики: исследование внутренней структуры и расчеты интегральных параметров плотных звезд - белых карликов и нейтронных звезд. Это направление завоевало широкую популярность после открытия в 1968 году пульсаров - вращающихся магнитных нейтронных звезд. Многие результаты изучения нейтронных звезд и пульсаров опубликованы и продолжают публиковаться в журнале "Астрофизика".

Во многих обсерваториях мира изучаются свойства пульсаров и предлагаются модели, объясняющие эти свойства, что является одним из примеров сливания теоретической физики и астрофизики. Эти исследования были инициированы пионерскими работами В.А.Амбарцумяна и Г.С.Саакяна, выполненными в 60-х годах XX века в БАО.

Одним из наиболее фундаментальных научных направлений БАО является исследование нестационарных звезд. Еще в начале 50-х годов прошлого века было обращено внимание на то, что звезды типа Т Тельца входят в состав звездных ассоциаций (Т-ассоциации). Тот факт, что нестационарные звезды входят в нестационарную систему, уже сам собой представляет большой интерес и тогда послужил основанием для систематических исследований нестационарных звезд других типов (Р Лебедя, типа Вольфа-Райе и др.).

Особое внимание уделялось изучению вспыхивающих звезд. Было обращено внимание на тот факт, что вспыхивающие звезды по некоторым своим физическим характеристикам примыкают к звездам типа Т Тельца. Большая группа бюраканских астрономов занималась поиском вспыхивающих звезд, используя при этом метровый и полуметровый телескопы системы Шмидта. Было обнаружено и исследовано большое количество вспыхивающих звезд в таких звездных агрегатах, как, например, в сравнительно молодом скоплении Плеяды. Было показано, что все звезды малой массы этого скопления обладают вспышечной активностью.

С целью координации наблюдений вспыхивающих звезд, по инициативе БАО, было организовано международное сотрудничество, в котором совместно с БАО участвовали обсерватории в Абастумани (Грузия), Азиаго (Италия), Конколи (Венгрия) и Тонанцинтла (Мексика).

В результате этих исследований было доказано, что вспышечная активность свойственна всем звездам малой массы и низкой светимости в ранних стадиях их эволюции, тем самым показывая необходимость теоретической интерпретации данного вида звездной активности.

С начала 60-х годов в Бюракане были начаты активные теоретические исследования в области теории переноса излучения. Было получено много новых результатов в теории нелинейного переноса и был предложен, так называемый, метод самосогласованных оптических толщин. Далее был осуществлен большой проект по исследованию задач теории образования спектральных линий при общих законах перераспределения излучения по частотам. При этом принцип инвариантности Амбарцумяна был обобщен для данного случая, используя для этой цели билинейное разложение различных выражений функции перераспределения. Получены новые результаты, которые позволяют найти решения для достаточно обширного класса задач, если известна функция Амбарцумяна. Теоретические исследования позволили также найти новые аналитические решения для задач многократного рассеяния, более основательно интерпретировать ряд известных соотношений. В дальнейшем методы, разработанные в теории переноса излучения, были успешно применены с целью интерпретации особенностей излучения Солнца, а также предложены и применены новые методы для решения этих задач.

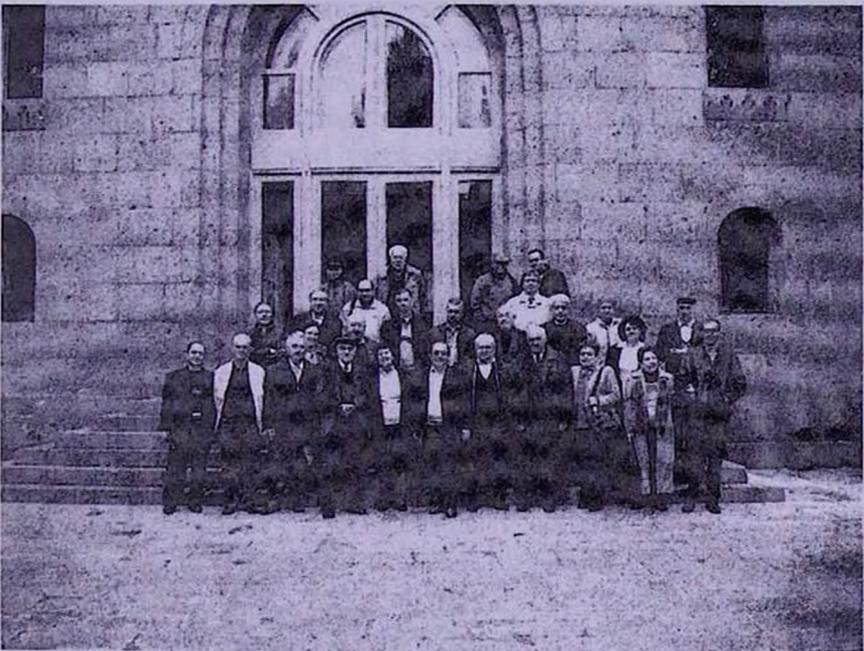
Принцип инвариантности Амбарцумяна остается достаточно мощным инструментом для решения разнообразных задач, и продолжается его применение для исследования в новых областях и в решениях новых, более сложных задач.

Параллельно с исследованиями, которые так или иначе были связаны с применением принципа инвариантности, в Бюракане проводились теоретические работы, связанные с другими направлениями научной деятельности обсерватории. Достаточно подробно был исследован физический механизм рассеяния излучения свободными электронами, часто используемый многими авторами для интерпретации спектральных особенностей различных космических объектов. В частности, было показано, что этот механизм не может применяться для объяснения звездных вспышек. Для интерпретации звездных и солнечных вспышек был испробован пинч-эффект. Развивается новое направление по изучению связи ускоряющегося расширения Вселенной с активными

процессами космических объектов, что имеет целью обоснования бюраканской концепции активности на основе современных наблюдательных данных.

За 60 лет Бюраканская обсерватория имела тесные научные связи со многими астрономическими центрами мира. Было опубликовано большое количество совместных работ с американскими, болгарскими, венгерскими, грузинскими, итальянскими, мексиканскими, немецкими, русскими, французскими астрофизиками. В течение шести десятилетий в Бюракане был организован ряд международных симпозиумов и конференций, в которых обсуждались, главным образом, те научные направления, которые связаны с научной деятельностью бюраканской школы. Так, еще в 1951г. состоялась всесоюзная конференция по звездным ассоциациям в тогда еще недостроенном административном корпусе обсерватории.

Официальное открытие обсерватории в 1956г. было приурочено к 10-летию ее основания. Тогда была организована международная конференция по нестационарным звездам и были приглашены известные ученые из многих обсерваторий мира. В 1966г. был организован первый для Бюракана симпозиум МАС (№29) по теме "Нестационарные явления в галактиках". Следует отметить, что после этого в Бюракане было организовано еще три симпозиума и один коллоквиум МАС.



Участники мероприятия, посвященного 40-летию основания журнала "Астрофизика". Бюраканская обсерватория, 2005г.

В 1968г. состоялась конференция "Перенос излучения, нестационарные звезды и активные явления в галактиках", в 1976г. и 1979г. - по проблемам молодых звездных объектов, в 1981г. - "Принцип инвариантности и его приложения". В Бюракане состоялись также всесоюзное (1964г.) и международное (1971г.) совещания по проблемам связи с внеземными цивилизациями.

Первый коллоквиум в Бюракане после распада Советского союза состоялся в 1995г., который был организован совместно с французскими астрономами, с которыми и по сей день продолжается тесное сотрудничество. В 1998г. состоялся симпозиум МАС (№194). Он был приурочен к 90-летию со дня рождения В.А.Амбарцумяна.

Начиная с 1998г. Бюраканская астрофизическая обсерватория носит имя своего основателя, академика Виктора Амбарцумяна.

Поздравляем коллектив Бюраканской обсерватории со знаменательной датой и желаем плодотворного труда и дальнейшего процветания.

Главный редактор ж. "Астрофизика" Д.М.Седракян
Директор Бюраканской обсерватории Г.А.Арутюнян
Ответсекретарь ж. "Астрофизика" А.Т.Каллоглян

УДК: 524.74

ОБЗОР ГАЛАКТИК МЕСТНОГО ОБЪЕМА В ЛИНИИ $H\alpha$: СЛАБЫЕ СПУТНИКИ M31

С.С.КАЙСИН, И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ

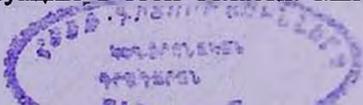
Поступила 15 апреля 2006

Представлены результаты наблюдения на 6-м телескопе в линии $H\alpha$ и в континууме 10 карликовых спутников галактики M31: And I, And II, And III, And V, And IX, And X, Cass dSph, Peg dSph, NGC 147, NGC221 и одной иррегулярной карликовой галактики фона And IV. Все наблюдавшиеся спутники M31, имеют современные темпы звездообразования (SFR) порядка или менее $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$. На диаграмме "скорость звездообразования - масса нейтрального водорода" для галактик Местного Объем, карликовые сфероидальные спутники Андромеды располагаются в области экстремально малых значений указанных параметров.

1. *Введение.* Для понимания эволюции звездной и газовой подсистем галактик во всем диапазоне их размеров и светимостей, важно иметь систематические данные о потоках, излучаемых галактиками в эмиссионной линии $H\alpha$. Такие потоки прямым образом характеризуют нынешние темпы звездообразования в галактиках. Измерение $H\alpha$ потоков для всех без исключения галактик в фиксированном близком объеме позволяет сравнить между собой темпы звездообразования у галактик различных типов и оценить относительные вклады карликовых и гигантских галактик, избегая при этом сложного учета эффектов селекции.

Для осуществления этой программы наиболее подходит каталог ближайших галактик Караченцева и др. [1], который содержит 450 галактик внутри объема 10 Мпк вокруг Млечного Пути. За последние 2 года в этот каталог были добавлены еще около 30 новых объектов. Для большинства галактик Местного Объем индивидуальные расстояния измерены с точностью лучше 10% на основе светимости ветви красных гигантов. Почти 75% галактик Местного Объем были детектированы в линии нейтрального водорода 21 см. В пределах этого расстояния массы нейтрального водорода в галактиках могут быть измерены вплоть до значений 10^4 - $10^6 M_{\odot}$, что позволяет сопоставлять текущий темп звездообразования с наличным запасом газа даже для самых карликовых галактик.

К сожалению, до 2000г. только малая часть галактик Местного Объем была изучена в линии $H\alpha$. Последние обзоры, сделанные в [2-6], существенно улучшили ситуацию в этой области. Мы поставили



себе задачу получить $H\alpha$ изображения для всех галактик Местного Объем, которые не наблюдались ранее, чтобы иметь полный набор данных об $H\alpha$ потоках членов Местного Объем.

В первой статье из этой серии [7] мы привели $H\alpha$ потоки, измеренные для всех галактик близкой группы вокруг гигантской спирали NGC 6946. В этой статье мы приводим результаты $H\alpha$ наблюдений 10 карликовых галактик, расположенных в самой близкой соседней группе вокруг галактики M31.

2. *Наблюдения и обработка данных.* Согласно Караченцеву [8], в группу M31 входит 19 галактик, к которым за последний год добавилась еще одна карликовая система, And X [25]. Половина наиболее ярких спутников Андромеды уже наблюдалась в линии $H\alpha$. Мы получили CCD изображения в линии $H\alpha$ и в континууме для остальных 10 галактик низкой поверхностной яркости в ноябре 2004г. и в октябре, ноябре 2005г. Все наблюдения были выполнены на 6-м телескопе САО РАН на приборе SCORPIO [9] с матрицей 2048 x 2048 пикселей с масштабом 0.18"/пиксель, что дает полное поле изображения 6'.1 x 6'.1. Изображения в $H\alpha + [NII]$ и в континууме со средним качеством изображения 1".9 - 2".0 были получены путем наблюдения каждой галактики через узкополосный интерференционный фильтр, $H\alpha$ ($\Delta\lambda = 75\text{\AA}$) с эффективной длиной волны $\lambda = 6567\text{\AA}$ и среднеполосный фильтр для континуума SED607 с $\Delta\lambda = 167\text{\AA}$ и $\lambda = 6063\text{\AA}$. Типичные времена экспозиции были 2 x 300 с в континууме и 2 x 600 с в $H\alpha$. Так как диапазон лучевых скоростей в нашей выборке небольшой, то мы использовали один и тот же $H\alpha$ фильтр для всех наблюдавшихся объектов.

Процедура обработки данных была стандартная для прямых снимков, полученных с CCD. Для всех данных вначале были вычтены bias, а затем все изображения были поделены на плоское поле flat, после этого были удалены космические частицы и вычтен фон неба для всех изображений. Затем все изображения в континууме были нормированы к $H\alpha$ изображениям с использованием 5-15 звезд поля и вычтены. На рис.1 (в конце статьи) приведены (слева направо) изображения $H\alpha$ плюс континуум и $H\alpha$ минус континуум для 10 наблюдавшихся галактик. Из $H\alpha$ изображений с вычтенным континуумом были получены $H\alpha$ потоки, с использованием спектрофотометрических изображений стандартных звезд, наблюдавшихся в те же ночи, что и объекты.

Далее, полученные $H\alpha$ потоки были исправлены за галактическое поглощение, величина которого принималась равной $A(H\alpha) = 2.32E(B - V)$, где $E(B - V)$ - избыток цвета по данным работы [10]. Исследование

ошибок измерения потоков показало, что они имеют типичные значения ~15%.

3. *Результаты.* Некоторые основные параметры 10 галактик, которые наблюдались нами, представлены в табл.1. В столбцах 1 и 2 приведены имя и координаты объекта; в столбцах 3 и 4 - расстояние до галактики

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ НАБЛЮДАВШИХСЯ ГАЛАКТИК

Галактика	RA (2000.0) Dec		D , Мпк	$\log(L_{\text{H}})$, L_{\odot}	$\log(M_{\text{H}})$, M_{\odot}	$\log(F_{\text{H}\alpha})$, эрг/с см ²	$\log[\text{SFR}]$, $M_{\odot}/\text{год}$
NGC147	00 ^h 33 ^m 11 ^s .6	+48°30'28"	0.76	8.08	<3.5	-14.93	-6.07
And III	00 35 33.8	+36 29 52	0.76	5.88	<4.5	-14.92	-6.06
And IV	00 42 30.1	+40 34 33	6.11	7.20	8.29	-13.83	-3.15
NGC221	00 42 42.1	+40 51 59	0.77	8.54	<4.0	-14.66	-5.79
And I	00 45 40.0	+38 02 14	0.81	6.51	<4.5	<-15.32	<-6.40
And IX	00 52 52.8	+43 12 00	0.79	5.01	<4.5	<-15.70	<-6.80
And X	01 06 33.7	+44 48 16	0.70	5.04	<4.5	-14.06	-5.27
And V	01 10 17.1	+47 37 41	0.81	5.52	<4.5	<-15.52	<-6.60
And II	01 16 29.8	+33 25 09	0.68	5.89	<4.5	<-15.30	<-6.53
Cass dSph	23 26 31.8	+50 40 32	0.79	6.83	<4.8	<-15.10	<-6.20
Peg dSph	23 51 46.4	+24 35 10	0.82	6.48	<4.8	<-15.30	<-6.44

и ее светимость; в 5 - оценки массы нейтрального водорода HI согласно наблюдательным данным работ [11,12]; в столбце 6 указан полный наблюдаемый поток в линии H α + [NII] после исправления за галактическое поглощение, и в последнем столбце приводится темп звездообразования

$$\text{SFR}(M_{\odot}/\text{год}) = 1.27 \times 10^9 F(\text{H}\alpha) D^2,$$

где D - расстояние в Мпк, $F(\text{H}\alpha)$ - поток в единицах эрг/с см².

Ниже мы кратко описываем некоторые индивидуальные свойства галактик.

NGC 147. Эта галактика, как и соседняя с ней, NGC 185, занимает по своей светимости и поверхностной яркости промежуточное положение между карликовыми эллиптическими (dE) и карликовыми сфероидальными (dSph) галактиками. Согласно [13], NGC 147 не показывает эмиссии в линии нейтрального водорода HI, и верхняя оценка ее водородной массы составляет $3 \times 10^3 M_{\odot}$. Наши наблюдения NGC 147 обнаруживают к северу от ее центра слабый эмиссионный компактный объект с уровнем звездообразования $\text{SFR} \sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Для установления его природы (компактная HI область или планетарная туманность) необходимы дополнительные спектральные наблюдения.

And III. Эта слабая галактика с очень низкой поверхностной яркостью

(LSB), так же, как и три других галактики: And I, And II и And IV, была открыта ван ден Бергом [14]. Звездное население And III было изучено в [15] и [16], галактика была классифицирована как карликовый сфероидальный спутник M31, в котором отсутствуют молодые звезды. Неожиданностью нашего глубокого $H\alpha$ снимка явилось наличие 4-х эмиссионных узлов, которые лежат внутри оптических границ галактики (показаны кружками на рис.1). Мы надеемся, что спектральные наблюдения этих объектов позволят выяснить их принадлежность к And III.

And IV. Этот LSB объект, расположенный на южной окраине M31, является фоновой иррегулярной галактикой. Согласно Фергюсону и др. [17], And IV имеет гелиоцентрическую скорость $+256 \pm 9$ км/с и располагается на расстоянии 6.11 Мпк. Эти же авторы получили изображение And IV в $H\alpha$ и обнаружили несколько компактных эмиссионных источников с суммарным потоком $F(H\alpha) = 0.17 \times 10^{-13}$ эрг/с см², исправленным за галактическое поглощение. Суммарный поток в $H\alpha$, полученный нами для 5 сгущений (отмечены на рис.1 кружками), согласуется с данными [17] в пределах ошибок измерений ~15%. Наблюдения And IV в линии H I были проведены на 100-м радиотелескопе В. Хухтмейером. По его измерениям галактика имеет лучевую скорость $V_h = +234 \pm 2$ км/с, ширину линии $W_{50} = 78$ км/с и поток $F(HI) = 22.2$ Ян/см² с.

NGC 221=M32. Первое изображение M32 в линии $H\alpha$ было получено Фордом и Зеннером [18], которые обнаружили на западной стороне кольцообразную эмиссионную область размером ~30" и несколько других компактных областей. Судя по лучевым скоростям этих эмиссионных деталей, только часть из них (отмечены на нашем снимке кружками) относится к самой галактике M32, а остальные проецируются на M32 из диска M31. Измеренный нами $H\alpha$ поток отмеченных сгущений представлен в табл.1. Согласно [19] масса нейтрального водорода в M32 не превышает $10^4 M_\odot$.

And I. Диаграмма цвет-светимость для этой карликовой LSB-галактики была исследована в [20] и [21], в которых авторы определили расстояние до нее и оценили возраст основного звездного населения ~10 млрд. лет. Наши $H\alpha$ наблюдения не обнаружили каких-либо компактных или диффузных эмиссионных источников в этой dSph галактике с верхним пределом чувствительности 0.5×10^{-15} эрг/с см².

And IX. Эта экстремальная LSB-галактика была открыта Цукером и др. [22] и классифицирована как карликовый сфероидальный спутник M31 с низкой (-2dex) металличностью [23]. Авторы [24] измерили ее лучевую скорость $V_h = -216$ км/с, а также дисперсию скоростей звезд

~ 5 км/с, найдя для галактики очень высокое отношение массы к светимости $M/L_V \sim 90 M_\odot/L_\odot$. Наши наблюдения не обнаружили ни диффузных, ни компактных $H\alpha$ источников с потоком, больше чем 0.2×10^{-15} эрг/с см². Заметим, что вычитание звездных изображений на снимках And IX, And I и And V, было выполнено нами не вполне успешно. При этом остаточные изображения красноватых звезд не ассоциируются с самими галактиками.

And X. Эта карликовая сфероидальная галактика экстремально низкой светимости и поверхностной яркости была недавно открыта Цукером и др. [25] как сгущение красных (RGB) звезд при фотометрии данных Sloan Digital Sky Survey. Снимок этой галактики в $H\alpha$ был получен нами при изображении $2''.9$. В оптических границах And X видно одно эмиссионное сгущение (или планетарная туманность?), которая отмечена на снимке кружком. $H\alpha$ поток для этой детали указан в табл.1.

And V. Этот новый карликовый спутник M31 был открыт Армандрофом и др. [26]. Согласно этим авторам, And V не имеет молодых звезд и не показывает какой-либо диффузной эмиссии в $H\alpha$ или наличия компактных HII-областей. Мы оценили, что суммарный $H\alpha$ поток галактики не превышает 0.3×10^{-15} эрг/с см².

And II. Звездное население этого dSph спутника M31 было изучено в [27] и [28]. Авторы [29] измерили дисперсию скоростей RGB звезд в And II (~ 9 км/с) и оценили отношение массы к светимости $M/L_V \sim 20 M_\odot/L_\odot$. По результатам наших наблюдений, мы не обнаружили HII-областей, а также какой-либо диффузной эмиссии в And II.

Cass dSph. Этот далекий карликовый спутник M31 был обнаружен Караченцевым и Караченцевой [30]. Его звездное население было изучено в [31] и другими авторами. По результатам наших $H\alpha$ наблюдений Cass dSph, мы не обнаружили каких-либо HII-областей или диффузных источников, что подтверждает классификацию этой галактики как dSph.

Peg dSph = And VI. Эта карликовая сфероидальная галактика была независимо открыта Караченцевым и Караченцевой [30] и Армандрофом и др. [32]. Последние авторы получили $H\alpha$ изображение этой галактики, но не обнаружили какой-либо эмиссии, что согласуется с нашими наблюдениями.

4. *Обсуждение.* Карликовые сфероидальные и эллиптические галактики с очень мелкой потенциальной ямой и внутренними движениями ~ 10 км/с легко расстанутся со своей газовой компонентой под влиянием внешних воздействий. Это считают основной причиной более высокого обилия dSphs спутников в непосредственных окраинах гигантских

галактик по сравнению с dIrs. Согласно сводке [33], $H\alpha$ потоки от всех 9 dSph спутников Млечного Пути находятся ниже порога детектирования, а заметная масса нейтрального водорода ($2.6 \times 10^4 M_{\odot}$) была обнаружена только у одного из них (Sculptor). Однако авторы работ [34] и [35] полагают, что около половины dSphs галактик в Местной группе ассоциируются с HI-облаками, расположенными близко, но вне оптических контуров галактик. В [13] выполнены детальные наблюдения dE галактик NGC 147, NGC 185 и NGC 205, и показано, что эти объекты существенно различаются по содержанию нейтрального и ионизированного водорода. Джонсон и др. [42] обнаружили компактную HII-область в галактике KDG 61, ранее считавшуюся сфероидальной. Недавно авторы работы [36] измерили HI потоки у нескольких карликов в группе Sculptor, классифицированных ранее как dSphs. Эти случаи показывают, что наблюдения в линиях HI и $H\alpha$ весьма желательны для надежной классификации карликовой галактики как dSph или dSph/Irr.

Как хорошо известно, более массивные иррегулярные и спиральные галактики демонстрируют довольно четкую корреляцию между $H\alpha$ светимостью (или SFR) и водородной массой. Согласно [37,38] и [39], HII-области в галактиках, так же, как сами галактики в целом следуют зависимости

$$\log[\text{SFR}] \propto 1.4 \log(M_{\text{HI}}).$$

Мы собрали из литературы наблюдательные данные о массе водорода и SFR для 154 галактик Местного Объем, редуцировав их к наиболее точным оценкам расстояния галактик, которые содержатся в каталоге [1]. Сводка этих данных для M31 и ее ярких спутников представлена в табл.2.

Распределение галактик Местного Объем на диаграмме $\log[\text{SFR}] \propto$

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ДРУГИХ ГАЛАКТИК В ГРУППЕ M31

Галактика	D , Мпк	$\log(L_{\text{H}})$, L_{\odot}	$\log(M_{\text{HI}})$, M_{\odot}	$\log[\text{SFR}]$, $M_{\odot}/\text{год}$	Литература
WLM	0.92	7.74	7.60	-2.98	[40]
IC10	0.66	8.39	7.99	-1.15	[33]
N185	0.62	8.06	5.18	-4.67	[13]
N205	0.83	8.62	5.55	<-7.60	[13]
M31	0.77	10.79	9.67	-0.26	[41]
LGS-3	0.62	5.34	5.39	<-7.22	[33]
IC1613	0.73	7.96	7.81	-2.52	[33]
M33	0.85	9.71	9.32	-0.44	[41]
DDO210	0.94	6.60	6.46	-5.42	[33]
Pegasus	0.76	6.75	6.41	-5.08	[4]

$\propto \log(M_{HI})$ показано на рис.2. Здесь мы приводим только верхние пределы на SFR и M_{HI} для And I и некоторых других объектов. Три прямые линии соответствуют времени в единицах Хаббловского $T_0 = H_0^{-1}$, за которое исчерпываются наличные запасы газа в галактике при наблюдаемом темпе звездообразования. Как видно из этой диаграммы, гигантские спиральные

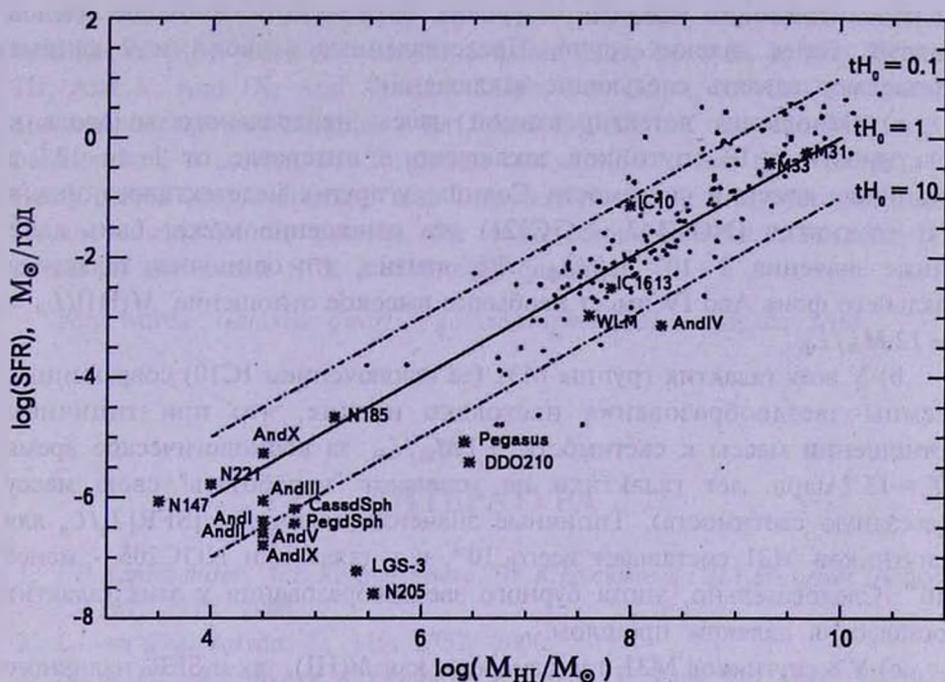


Рис.2. Соотношение скорость звездообразования SFR - масса нейтрального водорода HI для 154 галактик Местного Объем радиусом 10 Мпк. Члены группы M31 отмечены их именами. Три прямые линии соответствуют временам исчерпания содержащегося в галактиках газа: $tH_0 = 0.1, 1$ и 10 при современном темпе звездообразования в них.

галактики имеют в среднем более короткую шкалу исчерпания запасов газа ($\langle tH_0 \rangle \sim 0.5$), чем карликовые галактики с массами Магеллановых облаков ($\langle tH_0 \rangle \sim 1.0$). Дисперсия времени исчерпания tH_0 заметно возрастает при переходе к объектам самой низкой светимости. Эти особенности уже отмечались в [6]. Однако для определенности этого вывода необходимо иметь измерения $H\alpha$ потоков у всех галактик Местного Объем, чтобы свести к минимуму эффект наблюдательной селекции.

Измеренные нами сфероидальные спутники Андромеды, совместно с самой M31 и ее другими спутниками, показаны на рис.2 и отмечены их именами. Как и следовало ожидать, dSph и dE спутники M31 занимают область самых экстремальных значений в левом нижнем углу диаграммы. Две спиральные галактики группы M31 (сама M31 и

М33) и три иррегулярных ее члена (IC10, IC1613, WLM) выглядят как типичные объекты Местного Объема согласно их темпам звездообразования и массам нейтрального водорода HI.

Из-за своей близости к нам, система спутников М31 является уникальной лабораторией для определения содержания в них нейтрального и ионизированного водорода на уровне, пока недостижимом для членов других, более далеких групп. Представленные в табл.1 и 2 данные позволяют сделать следующие заключения:

а) Отношение детектированной массы нейтрального водорода к светимости у 10 спутников заключено в интервале от 1 до 10^{-1} в единицах массы и светимости Солнца; у других недетектированных в HI спутников (NGC147, NGC221) это отношение может быть даже ниже значения $3 \times 10^{-5} M_{\odot}/L_{\odot}$. Любопытно, что одиночная галактика дальнего фона And IV имеет необычно высокое отношение $M(\text{HI})/L_B = 12 M_{\odot}/L_{\odot}$.

б) У всех галактик группы М31 (за исключением IC10) современные темпы звездообразования настолько низкие, что при типичном отношении массы к светимости $\sim 1 M_{\odot}/L_{\odot}$ за космологическое время $T_0 = 13.7$ млрд. лет галактики не успевают "наработать" свою массу (звездную светимость). Типичные значения величины $[\text{SFR}] T_0/L_B$ для спутников М31 составляет всего 10^{-2} , а у галактики NGC205 - менее 10^{-6} . Следовательно, эпоха бурного звездообразования у этих галактик осталась в далеком прошлом.

с) У 8 спутников М31, где измерены как $M(\text{HI})$, так и SFR, наличного запаса газа хватает на обеспечение наблюдаемого темпа звездообразования в течение от 10^{-1} (IC10) до ~ 50 (DDO210) хаббловских времен. У спутников LGS-3 и NGC205 это время, $M(\text{HI})/[\text{SFR}]$, превышает даже величину $10^2 T_0$. Полученные оценки содержания HI и HII, наряду со все более детальными данными о металличности спутников Андромеды, дадут возможность прояснить особенности их эволюции.

Выражаем благодарность А.Моисееву за участие в наблюдениях на 6-м телескопе БТА, а также В.Хухтмейеру за наблюдения на 100-м радиотелескопе в Эффельсберге галактики AndIV. Эта работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 04-02-16115.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: skai@sao.ru ikar@sao.ru

SURVEY OF THE LOCAL VOLUME GALAXIES IN $H\alpha$: FAINT COMPANIONS TO M31

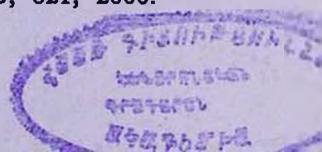
S.S.KAISIN, I.D.KARACHENTSEV

We report $H\alpha$ imaging of 10 dwarf spheroidal and dwarf elliptical satellites of M31 observed with the 6-meter telescope: And I, And II, And III, And V, And IX, And X, Cass DSph, Peg DSph, NGC147, NGC221 and one background irregular dwarf, And IV. All the observed M31 companions have a current star formation rate around or less than $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$. Being placed onto a diagram "star formation rate vs neutral hydrogen mass" for the Local Volume galaxies, the dSph companions to M31 occupy a corner of the lowest SFR and $M(\text{HI})$ quantities.

Key words: *Galaxies: dwarf - galaxies: spheroidal - galaxies: ISM*

ЛИТЕРАТУРА

1. I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Huchtmeier, D.I.Makarov, *Astron. J.*, **127**, 2031, 2004.
2. L. van Zee, *Astron. J.*, **119**, 2757, 2000.
3. Gil de Paz, B.F.Madore, O.Pevunova, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **147**, 29, 2003.
4. P.A.James, N.S.Shane, J.E.Beckman et al., *Astron. Astrophys.*, **414**, 23, 2004.
5. J.F.Helmboldt, R.A.Walterbos, G.Bothun et al., *Astrophys. J.*, **613**, 914, 2004.
6. D.A.Hunter, B.G.Elmeegreen, *Astron. J.*, **128**, 2170, 2004.
7. I.D.Karachentsev, S.S.Kajsin, Z.Tsvetanov, H.Ford, *Astron. Astrophys.*, **434**, 935, 2005.
8. I.D.Karachentsev, *Astron. J.*, **129**, 178, 2005.
9. V.L.Afanasiev, E.B.Gazhur, S.R.Zhelenkov, A.V.Moiseev, *Bull. SAO*, **58**, 90, 2005.
10. D.J.Schlegel, D.P.Finkleiner, M.Davis, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.
11. W.K.Huchtmeier, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, M.Ehle, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **141**, 469, 2000.
12. W.K.Huchtmeier, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **147**, 187, 2000.
13. L.M.Young, K.Y.Lo, *Astrophys. J.*, **476**, 127, 1997.
14. S. van den Bergh, *Astrophys. J.*, **171**, L31, 1972.
15. T.E.Armandroff, G.S. Da Costa, N.Caldwell, P.Seitzer, *Astron. J.*, **106**, 986, 1993.
16. G.S.Da Costa, T.E.Armandroff, N.Caldwell, *Astron. J.*, **124**, 332, 2002.
17. A.M.Ferguson, J.S.Gallagher, R.F.Wyse, *Astron. J.*, **120**, 821, 2000.
18. H.Ford, D.Zenner, *Astrophys. J.*, **202**, 365, 1975.



19. *G.A.Welch, L.J.Sage*, *Astrophys. J.*, 557, 671, 2001.
20. *J.Mould, J.Kristian*, *Astrophys. J.*, 354, 438, 1990.
21. *G.S.Da Costa, T.E.Armandroff, N.Caldwell, P.Seitzer*, *Astron. J.*, 112, 2576, 1996.
22. *D.B.Zucker, A.Y.Kniazev, E.F.Bell et al.*, *Astrophys. J.*, 612L, 121, 2004.
23. *D.Harbeck, J.S.Gallagher, E.K.Grebel et al.*, *astro-ph/0501439*, 2005.
24. *S.C.Chapman, R.Ibata, G.F.Lewis et al.*, *astro-ph/0506103*, 2005.
25. *D.B.Zucker, A.Y.Kniazev et al.*, *astro-ph/0601599*, 2006.
26. *T.E.Armandroff, J.E.Davies, G.H.Jacoby*, *Astron. J.*, 116, 2287, 1998.
27. *C.H.Konig, J.M.Nemec, J.R.Mould, G.G.Fahlman*, *Astron. J.*, 106, 1819, 1993.
28. *G.S. Da Costa, T.E.Armandroff, N.Caldwell, P.Seitzer*, *Astron. J.*, 119, 705, 2000.
29. *P.Cote, M.Mateo, E.W.Olszewski, K.H.Cook*, *Astrophys. J.*, 526, 147, 1999.
30. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva*, *Dwarf Tales*, 3, 1, 1998.
31. *E.K.Grebel, P.Guhathakurta*, *Astrophys. J.*, 511L, 101, 1999.
32. *T.E.Armandroff, G.H.Jacoby, J.E.Davies*, *Astron. J.*, 118, 1220, 1999.
33. *M.Mateo*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 36, 43, 1998.
34. *L.Blitz, T.Robishaw*, *Astrophys. J.*, 541, 675, 2000.
35. *A.Bouchard, C.Carignan, L.Staveley-Smith*, *astro-ph/0602571*, 2006.
36. *A.Bouchard, G. Da Costa, J.Ott*, in *Proc. IAU Coll.198*, eds. B.Binggeli & H.Jerjen, 2005.
37. *R.C.Kennicutt*, *Astrophys. J.*, 344, 685, 1989.
38. *R.C.Kennicutt*, *Astrophys. J.*, 498, 541, 1998.
39. *E.N.Taylor, R.L.Webster*, *astro-ph/0501514*, 2005.
40. *P.Hodge, B.W.Miller*, *Astrophys. J.*, 451, 176, 1995.
41. *R.C.Kennicutt, B.K.Edgar, P.W.Hodge*, *Apstrophys. J.*, 337, 761, 1989.
42. *R.A.Johnson, A.Lawrence, R.Terlevich, D.Carter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 287, 333, 1997.

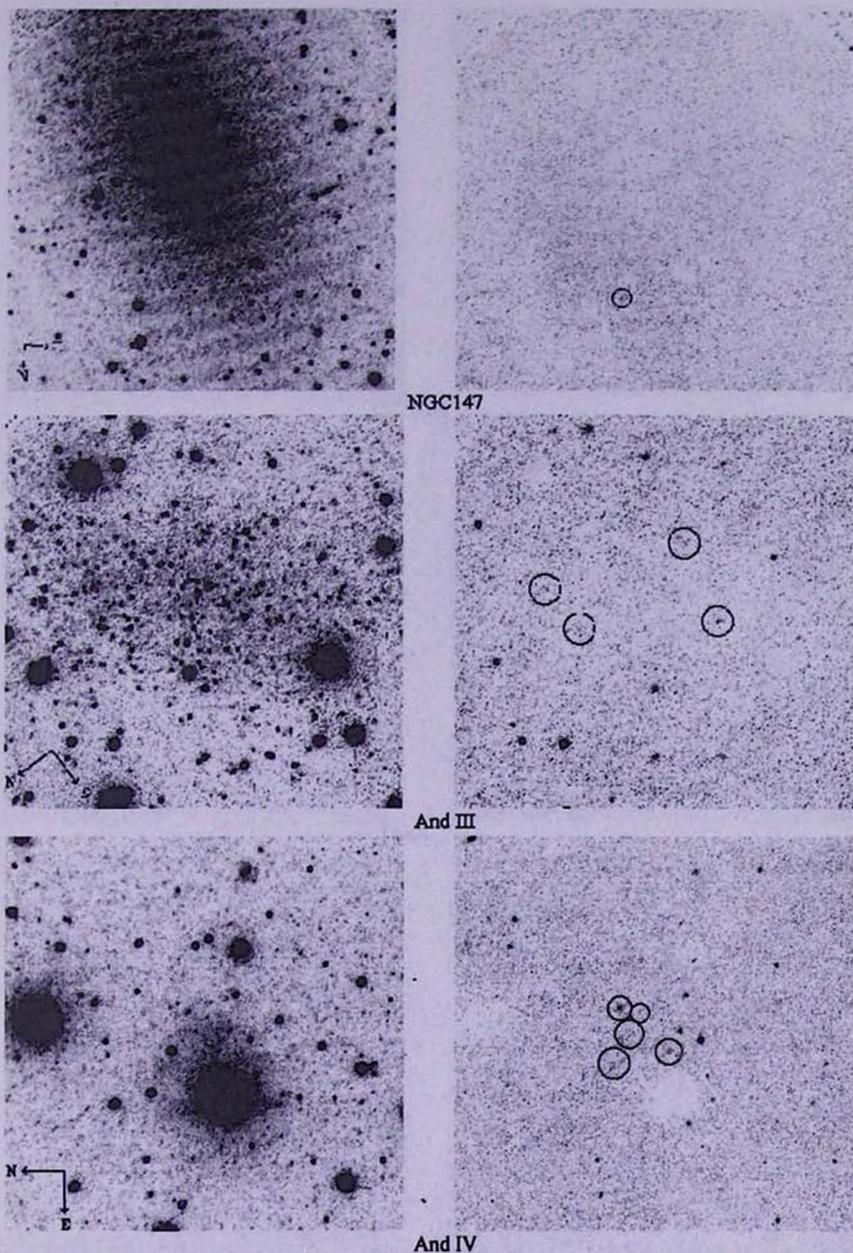


Рис.1. Изображения наблюдавшихся галактик в окрестности M31: $H\alpha$ плюс континуум (слева) и $H\alpha$ минус континуум (справа). Направление север - восток указано стрелками. Размеры всех приведенных снимков $4' \times 4'$, за исключением NGC147 и NGC221, размер которых $5' \times 5'$.

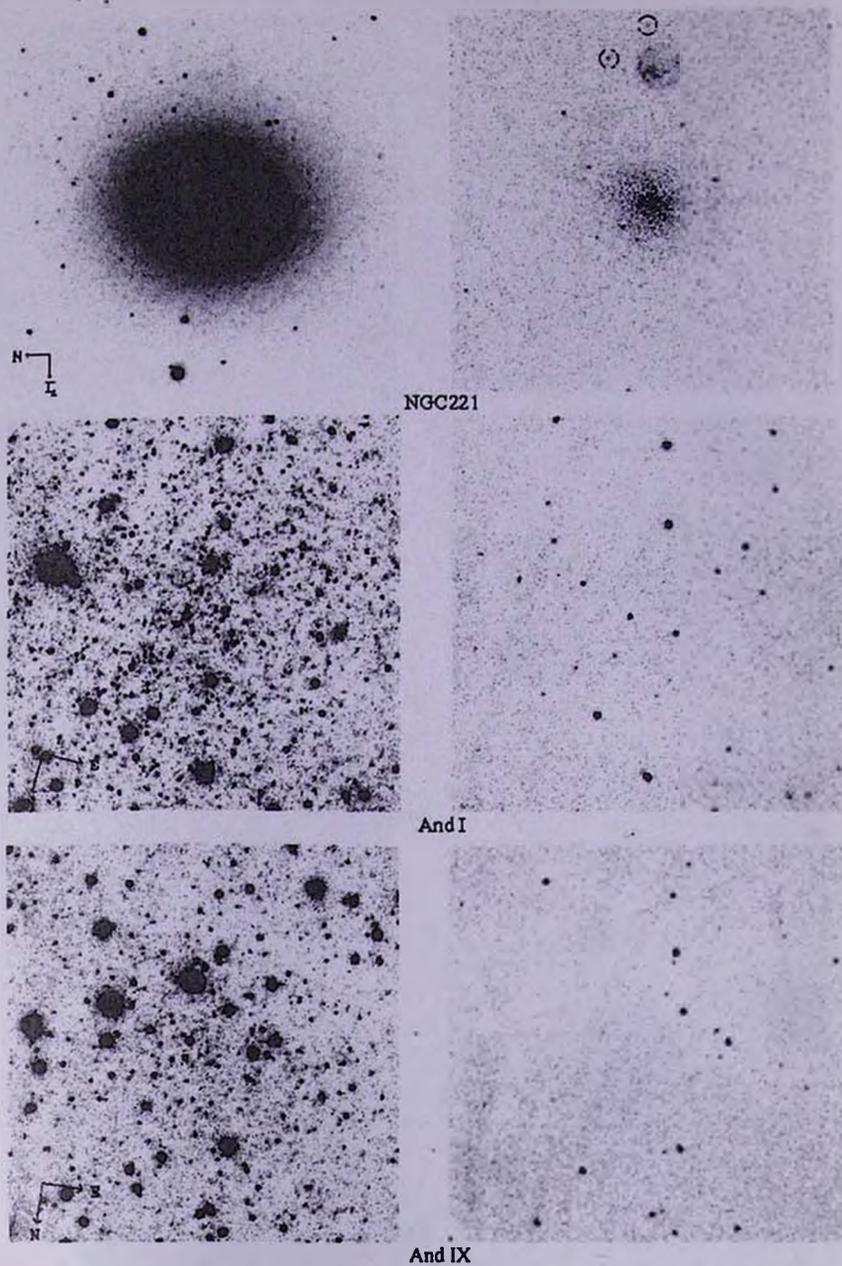
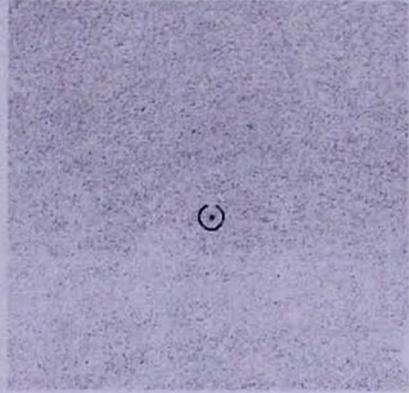
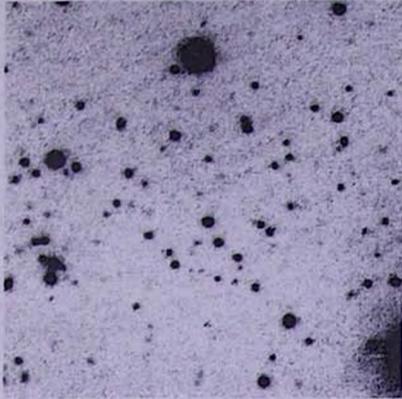
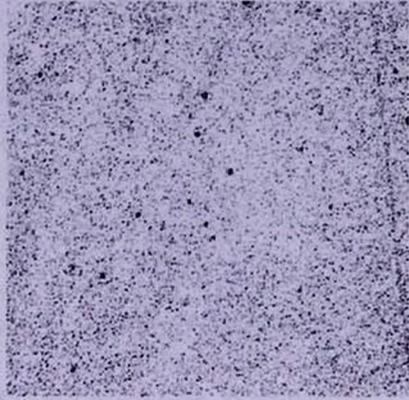
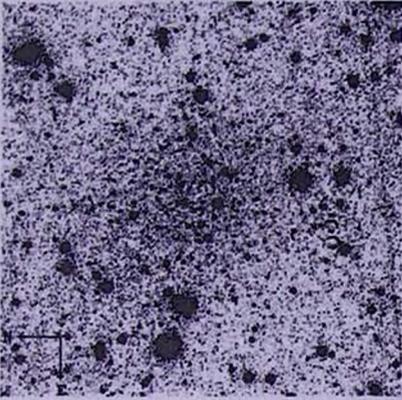


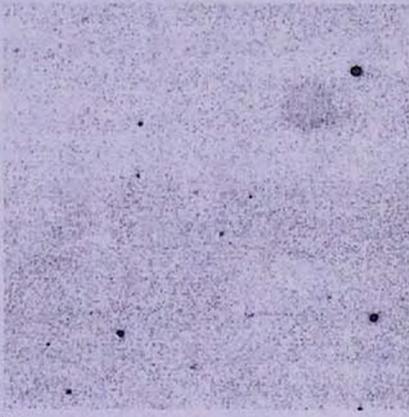
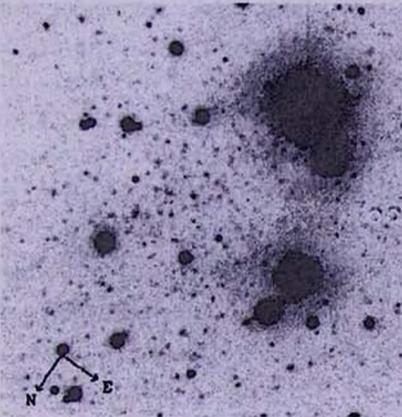
Рис. 1. Продолжение.



And X

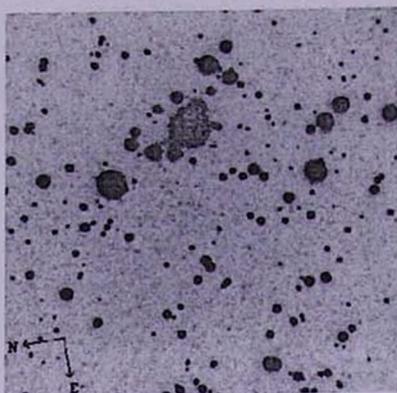


And V

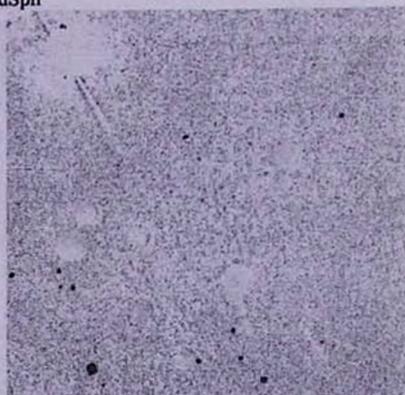
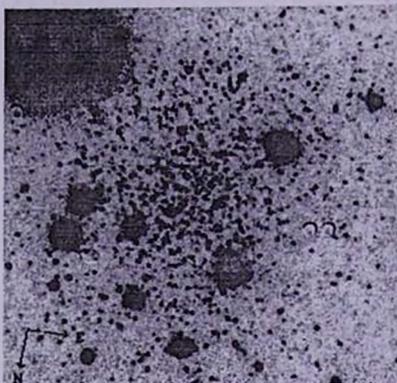


And II

Рис.1. Продолжение.



Cass dSph



Peg dSph

Рис.1. Окончание.

УДК: 524.74

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗЫТКОМ

Э.Л.КАРАПЕТЯН

Поступила 22 марта 2006

Принята к печати 9 июня 2006

Приводятся результаты спектрального наблюдения 19 галактик с УФ-избытком из списков Казаряна. Спектры получены на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории со спектральной камерой SCORPIO. Была использована гризма, которая позволяет получить спектры в интервале $\lambda\lambda 7420 - 3920\text{\AA}$. Для 19 галактик получены 43 спектра, в которых, кроме спектров Kaz 21, Kaz 178, Kaz 183, Kaz 184, в основном наблюдаются эмиссионные линии. Спектры Kaz 17, Kaz 151, Kaz 153 и Kaz 357 имеют особенности галактик типа Sy2. В спектрах галактик Kaz 17, Kaz 151, Kaz 153 наблюдаются не только эмиссионные линии высокого возбуждения, как HeI $\lambda 5876$ и HeII $\lambda 4686$, но и линии поглощения. В спектрах галактик Kaz 183 и Kaz 184 в диапазоне $\lambda\lambda 7420 - 3920\text{\AA}$ линии не обнаружены.

1. *Введение.* Настоящая работа является продолжением цикла работ начатым Казаряном, в результате чего получены спектры примерно 350 галактик.

Как известно, эмиссионные линии в галактиках образуются в их газовых областях. Эмиссионные спектры галактик по своим структурам довольно сильно отличаются друг от друга. В одних из них наблюдаются линии HeI5876 и HeII4686, которые свидетельствуют о высоком возбуждении газовой составляющей галактик, в других - наблюдаются не только эмиссионные, но и линии поглощения. В спектрах лацертидов в широком диапазоне вообще линии не наблюдаются. Вышеотмеченные галактики отличаются своей активностью, у них наблюдаются интересные физические и кинематические особенности.

2. *Наблюдательный материал.* Наблюдательный материал получен на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории со спектральной камерой "SCORPIO". Прибор оснащен ПЗС Loral 2068-2058 с размером пикселя 15 мкм^2 . Спектры получены при помощи гризмы с 600 штрих/мм с центральной длиной волны $\lambda 5200\text{\AA}$. Регистрируемый диапазон длин волн с учетом чувствительности ПЗС составляет $3920-7420\text{\AA}$ с дисперсией $1.7\text{\AA}/\text{pix}$. Щель спектральной камеры имеет высоту 5', а ее ширина составляет 2". При всех наблюдениях щель была ориентирована в направлении восток-запад. Спектры получены с 29 ноября 2002г. по 24 ноября 2005г.

В табл.1 приведены сведения о наблюдениях.

Таблица 1

СВЕДЕНИЯ О НАБЛЮДЕНИЯХ

Галактика	Дата наблюдения	Продолжительность экс в мин	Количество спектров
Kaz 17	25.09.03	40	2
Kaz 21	23.11.05	40	1
Kaz 58	8.07.05	40	1
Kaz 81	07.09.04	40	2
Kaz 112	08.08.05	40	2
Kaz 151	25.09.03	30	2
Kaz 152	08.09.04	50	2
Kaz 153	24.09.04	30	2
Kaz 178	18.03.05	40	2
"_"	06.07.05	30	2
Kaz 181	06.07.05	40	2
Kaz 183	07.09.04	30	2
"_"	07.07.05	40	2
Kaz 184	07.07.05	30	2
Kaz 252	24.11.05	40	2
Kaz 292	01.12.02	40	2
Kaz 356	29.11.02	30	2
"_"	24.09.03	20	2
Kaz 357	29.11.02	40	2
"_"	24.09.03	20	1
Kaz 384	18.03.05	40	2
Kaz 386	18.03.05	40	2
Kaz 412	23.11.05	40	2

3. *Описание спектров.* Спектры обрабатывались по программам "MIDAS" и "FORTS". Определены красные смещения (z) и абсолютные звездные величины (M_v), которые приведены в табл.2. Там же даны их угловые размеры, фотографические звездные величины (m_{ph}) и СМ характеристики, взятые из работ [1-4].

Kaz 17. В списке [1] галактика описана как линзообразная. Большая ось галактики ориентирована в направлении север-юг, т.е перпендикулярна направлению щели. Галактика имеет необычный спектр.

В спектре наблюдаются эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731,671, [NII] $\lambda\lambda$ 6584,6548, H α , HeII λ 5876, [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, [FeII] $\lambda\lambda$ 4959, 4938, HeII λ 4686, [NeIII] λ 3868 и линии поглощения. Спектральные линии широкие, полуширина линии H α примерно 20 Å. Линия H β наблюдается как в эмиссии, так и в поглощении. Галактика имеет особенности галактик типа Sy2.

Kaz 21. На прямом снимке, полученном на 2.6-м телескопе, галактика имеет эллиптическую форму с яркой центральной областью,

размеры которой 12 x 14 рих. Для этой галактики получен всего один спектр, в котором наблюдается слабый континуум. На нем линии трудно обнаружить.

Таблица 2

ДАННЫЕ О ГАЛАКТИКАХ С УФ-ИЗБЫТКОМ

Галактика	Угловые размеры	m_n	СМ-характеристики	z	M_n
Kaz 17	4 x 40"	15 ^m .5	d2	0.0211	-19 ^m .1
Kaz 21	12 x 20	16.5	d3	-	-
Kaz 58	13 x 46	16.0	d3	0.0211	-18.6
Kaz 81	8 x 15	16.2	d3	0.0336	-19.4
Kaz 112	20 x 24	16.5	d2	0.0278	-18.7
Kaz 151	5 x 24	16.5	sd2	0.0398	-19.5
Kaz 152	20	16.4	d2	0.0233	-18.4
Kaz 153	30 x 32	15.5	d3	0.0263	-19.6
Kaz 178	8 x 15	15.9	d3	0.0472	-20.5
Kaz 181	13 x 30	15.2	d2	0.0268	-20.0
Kaz 183	20 x 30	16.0	d3	-	-
Kaz 184	12 x 60	16.2	d2	-	-
Kaz 252	8 x 14	16.5	d2	0.0454	-19.8
Kaz 292	13	16.0	d3	0.0478	-20.4
Kaz 356	12	16.4	d2	0.0182	-17.9
Kaz 357	15	16.3	d3	0.0179	-18.0
Kaz 384	10 x 40	17.0	d2	0.0296	-18.4
Kaz 386	12 x 42	17.5	d2	0.0229	-17.3
Kaz 412	20 x 26	16.8-	d3	0.0412	-19.3

Kaz 58. Большая ось галактики ориентирована в направлении север-юг, т.е. перпендикулярна направлению щели. На слабом непрерывном спектре наблюдается довольно слабая линия $H\alpha$ в эмиссии.

Kaz 81. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548; $H\alpha$, а также линия поглощения NaI λ 5893Å. Линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717 сливаются с линиями неба. Большая ось галактики с направлением щели составляет около 45°. Высота линии $H\alpha$ составляет 12 рих, а полуширина - 12 Å. По интенсивности линия [NII] λ 6584 мало уступает интенсивности $H\alpha$. Они имеют одинаковую полуширину.

Kaz 112. В спектре галактики наблюдаются эмиссионные линии [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548; $H\alpha$. Высота линии $H\alpha$ почти в два раза больше, чем непрерывный спектр галактики.

Kaz 151. На прямом снимке, полученном на 2.6-м телескопе, галактика имеет линзообразную форму с ярким ядром. Большая ось галактики почти перпендикулярна направлению щели. В спектре наблюдаются эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717; [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548; $H\alpha$, [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959; HeI λ 4471 и линии поглощения FeI

и TiI. В спектре четко выделяется G полоса. Линии H α и H β в длинноволновых частях имеют довольно широкие компоненты поглощения. Линия H α очень широкая, по всей вероятности, [NII] λ 6584 сливается с ее компонентом поглощения, а [NII] λ 6548 сливается с эмиссионным компонентом. Галактика имеет особенности типа Sy2. Спектр галактики приведен на рис.1.

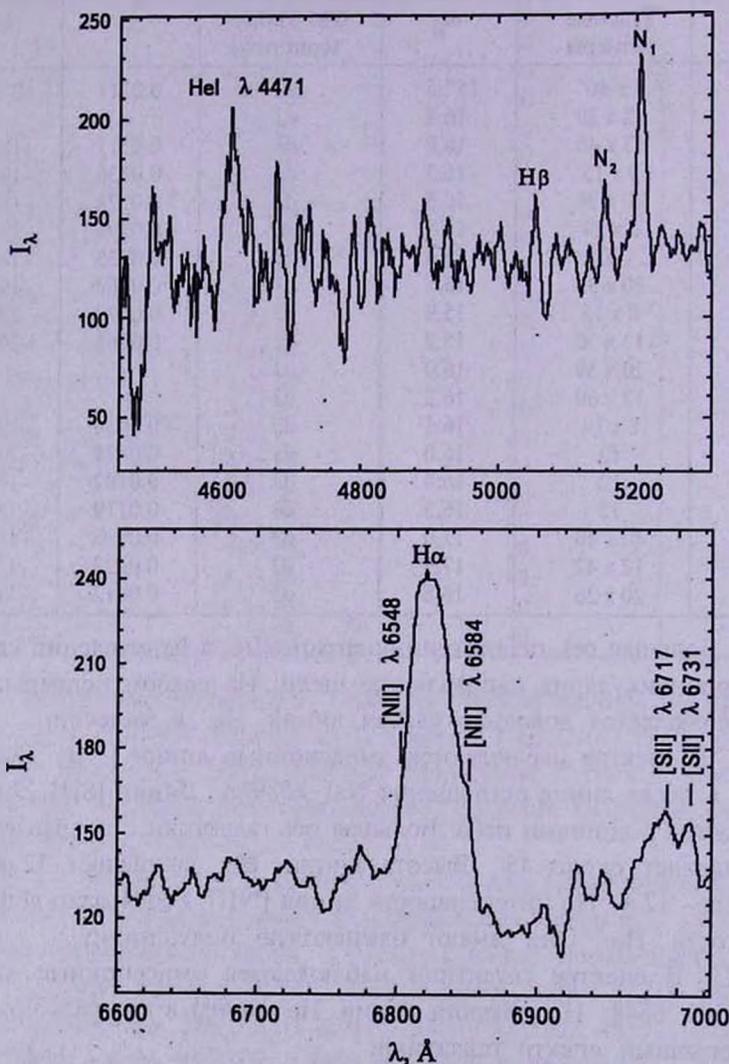


Рис.1. Области спектра галактики Kaz 151.

Kaz 152. В спектре эмиссионные линии [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H α [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H β довольно сильные. Полуширина линии H α равна 12 Å, а линии [NII] λ 6584 - 8 Å. Высота линии H α равна 40 рix,

которая совпадает с размером галактики. Это означает, что газовая составляющая охватывает всю галактику.

Каз 153. Спектр богат не только эмиссионными линиями. На нем получены эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, $H\alpha$, [OIII] 5007, 4959, $H\beta$ и линии поглощения FeI, NaI λ 5893. Эмиссионные линии [FeII] $\lambda\lambda$ 4959, 4956 сливаются с линией [OIII] λ 4959, но разделяются пиками. Галактика имеет особенности типа Sy2. Спектр галактики приведен на рис.2.

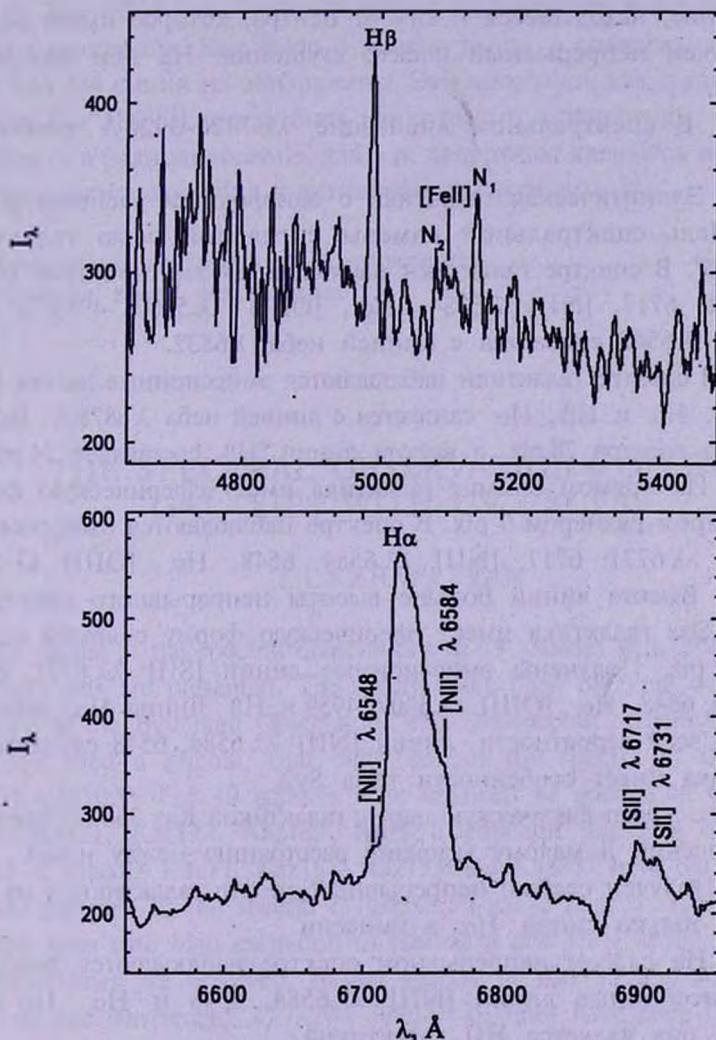


Рис.2. Области спектра галактики Каз 153.

Каз 178. Спектры, полученные 18.03.05г., были очень слабые и их трудно было обрабатывать. Повторные наблюдения этой галактики проводились 06.07.05г. В спектре наблюдалась только линия поглощения

NaI λ 5893.

Каз 181. Щель спектральной камеры проходила через яркое ядро и с направлением главной оси галактики составляла 45° . В спектре наблюдаются довольно сильные эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H α , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H β . Линия [SII] λ 6731 сливается с линией N.S. λ 6920. Эта галактика входит в каталог [5].

Каз 183. Галактика по описанию Казаряна [2] иррегулярная со многими сгущениями. Щель спектральной камеры проходила через яркое сгущение, находящееся к югу от центра, которое имеет размер 12 p μ . Получен непрерывный спектр сгущения. На нем линии не обнаружены.

Каз 184. В спектральном диапазоне $\lambda\lambda$ 7420-3920 \AA линии не обнаружены.

Каз 252. Эллиптическая галактика с однородным распределением яркости. Щель спектральной камеры с главной осью галактики составляет 45° . В спектре галактики наблюдаются эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [NII] λ 6584, H α , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H β . Линия [NII] λ 6548 сливается с линией неба λ 6832.

Каз 292. В спектре галактики наблюдаются эмиссионные линии [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H α и H β . H α сливается с линией неба λ 6878 \AA . Высота непрерывного спектра 28 p μ , а высота линии H β составляет 24 p μ .

Каз 356. На прямом снимке галактика имеет сферическую форму со слабым ядром размером 9 p μ . В спектре наблюдаются эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H α , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H β . Высота линий больше высоты непрерывного спектра.

Каз 357. Эта галактика имеет сферическую форму с ярким ядром, размером 12 p μ . Получены эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548, H α , [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H β . Линия H α довольно широкая, по всей вероятности, линии [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 сливаются с ней. Галактика имеет особенности типа Sy2.

Каз 357 составляет физическую пару с галактикой *Каз 356* по близости красных смещений и малому угловому расстоянию между ними.

Каз 384. Получен слабый непрерывный спектр галактики и на нем наблюдается только линия H α в эмиссии.

Каз 386. На слабом непрерывном спектре наблюдаются довольно сильные эмиссионные линии [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H α . По всей вероятности, она является NII галактикой.

Каз 412. Эллиптическая галактика с ярким ядром, размер которого 14 x 18 p μ . Щель спектральной камеры проходила через ядро. В спектре наблюдаются эмиссионные линии H α и [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548. Линии H α и [NII] λ 6584 сливаются с линиями неба $\lambda\lambda$ 6832, 6856.

4. *Результаты.* Изученные галактики, кроме Kaz 151, имеют спектрально-морфологическую характеристику "d". Спектры галактик очень разнообразны как по интенсивностям и внешнему виду отдельных линий, так и по составу линий. Спектры получены в таких диапазонах длин волн, в который попадают линии [OIII] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959. Эти линии наблюдались в спектрах галактик Kaz 17, Kaz 151, Kaz 153, Kaz 181, Kaz 252, Kaz 356 и Kaz 357, т.е. в этих галактиках газовая составляющая имеет высокую возбужденность. Довольно интересные спектры имеют галактики Kaz 17, Kaz 151, Kaz 153. Кроме линий высокого возбуждения, в них наблюдаются линии поглощения. Как было отмечено выше, в спектрах галактик Kaz 183 и Kaz 184 линии не обнаружены. Эти галактики, как и галактики Kaz 38 [6] и Kaz 188 [7], могут быть кандидатами в лацертиды. Желательно их изучить в радиодиапазоне, так как лацертиды являются источниками мощного радиоизлучения и активными галактиками [8].

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: asrto@ysu.am

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS

E.L.KARAPETYAN

The results of the spectral observations of 19 galaxies with UV-excess from Kazarian's lists are presented. The spectra have been obtained with the 2.6-m telescope of the Byurakan Observatory with the spectral camera SCORPIO. It has been used a grizma, that allow to get the spectra in the region of $\lambda\lambda$ 7420 – 3920 Å. For 19 galaxies were obtained 43 spectra in which, except spectra Kaz21, Kaz178, Kaz183, Kaz184, emission lines are observed. The spectra of galaxies Kaz17, Kaz151, Kaz153 and Kaz357 have the properties of the Sy2 galaxies. In the spectra of galaxies Kaz17, Kaz151, Kaz153 not only emission lines with high excitation as HeI 5876 and HeII 4686, as well as the absorption lines are observed. In the spectra of Kaz183 and Kaz184 in the region of the wavelength $\lambda\lambda$ 7420 – 3920 Å no lines have been observed.

Key words: *Galaxies: UV - excess: Seyfert*

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, -15, 5, 1979.
2. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 15, 192, 1979.
3. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
4. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 18, 512, 1982.
5. *R.J.Kollgaard*, *W.Brinkmann*, *M.Metath et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 93, 145, 1994.
6. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 27, 399, 1987.
7. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 26, 5, 1987.
8. *E.Ye.Khachikian*, *Proceedings of the Conference on Seyfert Galaxies and Related Objects*; 31, 1968.

УДК: 524.7

АНИЗОТРОПНЫЕ И НЕОДНОРОДНЫЕ S-ЭЛЛИПСОИДЫ РИМАНА ВНУТРИ СФЕРОИДАЛЬНОГО ГАЛО. II

М. Г. АБРАМЯН

Поступила 15 мая 2006

Принята к печати 9 июня 2006

Обобщены классические S-эллипсоиды Римана с учетом феррерсовской неоднородности распределения массы, трехмерной анизотропии дисперсии скоростей и гравитации сфероидального гало. Феррерсова неоднородность распределения массы не влияет на условия равновесия эллипсоидов, а лишь изменяет численные коэффициенты у равновесных параметров. Анизотропия дисперсии скоростей меняет условия равновесия, расширяя или ограничивая области существования вложенных эллипсоидов. Гало расширяет эту область во всех случаях.

1. *Введение.* Наблюдательные свидетельства о существовании трехосных галактик, а также многие нерешенные проблемы динамики звездных систем заставляют искать новые обобщения классических однородных и изотропных эллипсоидов Римана, которые заново были исследованы и систематизированы методом тензорных уравнений вириала Чандрасекаром [1].

Обобщения теории эллипсоидальных фигур равновесия вращающейся гравитирующей массы проводились с учетом наличия замороженного магнитного поля [2,3], гравитирующего гало [4-6], неоднородности распределения массы [7,8], анизотропии дисперсии скоростей [9-11], нелинейности характера поля внутренних течений [12,13].

Для сфероидов Маклорена, связь угловой скорости Ω с геометрией (полуоси $a_1 = a_2 \equiv a \neq a_3$) выражается формулой

$$\Omega^2 / \pi G \rho = 2(1 - a_3^2/a^2) B_{13}, \quad (1)$$

где ρ - однородная плотность массы,

$$A_{ik} \dots = \int_0^\infty \frac{a_1 a_2 a_3 ds}{\Delta^2(s) (a_i^2 + s) (a_k^2 + s) \dots}; \quad \Delta^2(s) = \prod_{l=1}^3 (a_l^2 + s); \quad B_{ik} = A_k - a_i^2 A_{ik} \quad (2)$$

- индексные символы Чандрасекара.

Если вместо однородной вложенной подсистемы рассмотреть неоднородную подсистему с феррерсовым законом изменения плотности массы [7]:

$$\rho(x) = \rho_c(1 - m^2)^n, \quad m^2 = \sum_{i=1}^3 x_i^2/a_i^2, \quad (n \geq 0), \quad (3)$$

где ρ_c - центральная плотность, n - целое число, определяющее степень концентрации массы к центру системы, то вместо (1) получается уравнение, отличающееся исходной лишь численным коэффициентом [9-11]:

$$\frac{\Omega^2}{\pi G \rho_c} = K_n(1 - c^2)B_{13}, \quad (4)$$

где

$$K_n = \frac{2^n}{n+1} \frac{(n+2)(n+3)\dots(2n+2)}{(2n+7)(2n+9)\dots(4n+5)}. \quad (5)$$

Поэтому учет неоднородности массы в рамках класса моделей (5) не меняет критические сплюснутости динамически и секулярно устойчивых сфероидов Маклорена.

Наблюдаемая анизотропия дисперсии скоростей звезд в галактиках [14] заставляет ввести в классическую теорию фигур равновесия гравитирующих масс фактор анизотропии давления. Впервые он был учтен в работе [9-11], где в рамках биаксиальной анизотропии (дисперсия скоростей изотропна в плоскости вращения и отличается от дисперсии скоростей вдоль оси вращения сфероида: $\beta \equiv \sigma_1^2/\sigma_3^2 \neq 1$) было показано, что существует определяемое уравнением

$$B_{11} - A_1 + \beta_k c^2 A_3 = 0 \quad (6)$$

критическое значение параметра анизотропии β_k , выше которого сфероидальные фигуры неустойчивы относительно к барообразующим колебаниям и переходят в трехосные эллипсоиды. Однако это значение β_k превосходит наблюдаемое отношение соответствующих дисперсий скоростей в Галактике. Предположение о наличии массивного гало у Галактики тоже не разрешает проблему, так как, оказывается, гало не меняет критерий вековой неустойчивости анизотропного сфероида [15].

Неоднородные модели S-эллипсоидов Римана с анизотропным давлением были рассмотрены нами в работах [16,17], где показаны видоизменения последовательностей самосопряженных эллипсоидов, а также сильное изменение свойств эллипсоидов Якоби, Дедекинда, Маклорена и условий их устойчивости. В этих работах мы фиксировали отношение плотностей гало и вложенной подсистемы. Здесь будет фиксировано отношение масс гало и вложенной подсистемы, причем той части массы гало, которая включает в себя вложенную подсистему.

Систематический учет влияния гало на равновесие и устойчивость классических эллипсоидальных фигур равновесия впервые был проведен нами в рамках теории вложенных фигур равновесия в работах

[4-6,16-26]. После опубликования работы [17] я обнаружил статьи [12,13] со сходной постановкой проблемы: - обобщение эллипсоидов Римана с учетом неоднородности массы и трехмерной анизотропии дисперсии скоростей. Некоторые результаты моих работ, относящиеся одиночным эллипсоидам, перекрывались результатами указанной статьи.

В настоящей работе будут изучены вложенные неоднородные S-эллипсоиды с дисперсией скоростей типа:

$$\sigma_1^2 = \theta_1 \rho = \sigma_{1c}^2 (1 - m^2)^n, \quad \sigma_2^2 = \theta_2 \rho = \sigma_{2c}^2 (1 - m^2)^n, \quad \sigma_3^2 = \theta_3 \rho^2 = \sigma_{3c}^2 (1 - m^2)^{2n}, \quad (7)$$

где σ_{ic} - дисперсия скоростей вдоль i -ой главной оси в центре эллипсоида. Это соответствует уравнению состояния

$$P_{ij} = \begin{pmatrix} \theta_1 \rho^2 & 0 & 0 \\ 0 & \theta_2 \rho^2 & 0 \\ 0 & 0 & \theta_3 \rho^3 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Такое уравнение состояния получается из требования замыкания цепочки моментных уравнений при построении бесстолкновительной гидродинамики для сильно сплюснутых гравитирующих систем (см., например, [27]).

2. Уравнения равновесного состояния. Рассмотрим неоднородную и анизотропную по законам (3) и (8) гравитирующую массу в виде трехосного эллипсоида, вращающегося с угловой скоростью Ω вокруг главной оси X_1 . Во вращающейся системе отсчета, связанной с главными осями эллипсоида, вещество циркулирует с линейным полем скоростей:

$$u_i = Q_{ij} x_j, \quad Q_{ij} = -\lambda \Omega \epsilon_{ij3} a_i / a_j, \quad (9)$$

где ϵ_{ijk} - тензор Леви-Чивита, λ - частота циркуляций вещества в единицах Ω .

Эллипсоид вложен в сфероидальное гало с отношением полуосей меридианного сечения $c_h = a_{h3} / a_h$, где $a_h = a_1 = a_2$; a_3 , однородной объемной плотностью ρ_h , массой M_h и внутренним гравитационным потенциалом

$$V_h = -\pi G \rho_h (A_h (x_1^2 + x_2^2) + A_3^h x_3^2), \quad M_h = \frac{4}{3} \rho_h a_h^2 a_{h3},$$

где

$$A^h = 1 - A_3^h / 2 = \frac{3}{2} M_h \frac{c_h}{1 - c_h^2} \left[\frac{\arcsin \sqrt{1 - c_h^2}}{\sqrt{1 - c_h^2}} - c_h \right]. \quad (10)$$

Тензорное уравнение вириала второго порядка для относительного равновесия вложенного эллипсоида имеет вид [1,17]

$$2T_{ij} + W_{ij} + W_{ij}^h + \Omega^2 (I_{ij} - \delta_{ij} I_{33}) + 2\epsilon_{ij3} \Omega \int_V \rho u_i x_j dV = -U_{ij}, \quad (11)$$

где

$$2T_{ij} = \int_V \rho u_i u_j dV = Q_{jm} Q_{jn} I_{mn} \quad (12)$$

-тензор кинетической энергии внутренней циркуляции вещества,

$$W_{ij} = -K_n \pi G \rho_c A_i I_{ij}, \quad W_{ij}^h = -2\pi G \rho_h A_i^h I_{ij} \quad (13)$$

-тензоры собственной гравитационной энергии вложенного эллипсоида и его потенциальной энергии в поле гравитации гало ($A_1^h = A_2^h = 1 - (1/2)A_3^h$).

$$I_{ij} = \frac{M_n a_i^2}{2n+5} \delta_{ij} \quad (14)$$

- тензор момента инерции неоднородного эллипсоида массы

$$M_n = 4\pi \rho_c \frac{a_1 a_2 a_3 2^n n!}{(2n+3)!!} \quad (15)$$

$$U_{ij} = \int_V p_{ij} dV = \begin{pmatrix} M_{2n} \sigma_{1c}^2 & 0 & 0 \\ 0 & M_{2n} \sigma_{2c}^2 & 0 \\ 0 & 0 & M_{3n} \sigma_{3c}^2 \end{pmatrix} \quad (16)$$

- внутренняя "тепловая" энергия, где M_n выражаются формулой (15).

С учетом (12)-(15) уравнение (11) дает

$$Q_{im} Q_{jn} a_m^2 \delta_{mn} - (A_i + bc \gamma_n A_i^h) a_i^2 \delta_{ij} + \Omega^2 (a_i^2 \delta_{ij} - a_3^2 \delta_{3i}) + \\ + 2\Omega \varepsilon_{ij3} Q_{im} a_m^2 \delta_{mj} = -\frac{(2n+5)U_{ij}}{K_n \pi G \rho_c M_n} \quad (17)$$

Здесь и далее Ω^2 измеряется в единицах $K_n \pi G \rho_c$, и используются обозначения

$$b = \frac{a_2}{a_1}, \quad c = \frac{a_3}{a_1}, \quad M_{i,k} \equiv \frac{M_{in}}{M_{kn}} = \frac{2^{(i-k)n} (in)! (2kn+3)!!}{(kn)! (2in+3)!!}, \\ \gamma_n = \frac{3 \cdot 2^{n+1} n!}{c_h K_n (2n+3)!!} \frac{M_h}{M_n} \quad (18)$$

С учетом (9), (18) уравнения (17) в компонентах представим в виде

$$\Omega^2 (1 + \lambda^2) + 2\lambda \Omega^2 b = (A_1 + bc \gamma_n A^h) - (A_3 + bc \gamma_n A_3^h) c^2 \alpha_n, \quad (19)$$

$$\Omega^2 (1 + \lambda^2) b^2 + 2\lambda \Omega^2 b = (A_2 + bc \gamma_n A^h) b^2 - (A_3 + bc \gamma_n A_3^h) c^2 \beta_n, \quad (20)$$

$$(A_3 + bc \gamma_n A_3^h) c^2 = \frac{(2n+5)}{K_n \pi G \rho_c a_1^2} M_{3,1} \sigma_{3c}^2, \quad (21)$$

где введены параметры анизотропии дисперсии скоростей в центре модели:

$$\alpha_n = M_{2,3} \sigma_{1c}^2 / \sigma_{3c}^2, \quad \beta_n = M_{2,3} \sigma_{2c}^2 / \sigma_{3c}^2. \quad (22)$$

Из (19) и (20) следует

$$(1 + \lambda^2) \Omega^2 = B_{12} + bc \gamma_n A^h + (A_3 + bc \gamma_n A_3^h) \frac{c^2 (\beta_n - \alpha_n)}{1 - b^2} \equiv \Omega_J^2, \\ 2\lambda \Omega^2 = b A_{12} - (A_3 + bc \gamma_n A_3^h) \frac{c^2 (\beta_n - b^2 \alpha_n)}{b(1 - b^2)} \equiv J, \quad (23)$$

откуда для частоты циркуляции вещества λ получаем уравнение

$$\lambda^2 - 2\lambda \Omega_J^2 / J + 1 = 0, \quad (24)$$

инвариантное относительно преобразования $\lambda \rightarrow \lambda^{-1}$, что соответствует теореме Дедекинда о сопряженных конфигурациях эллипсоидов [1]. Следовательно, эта теорема справедлива также для неоднородных и анизотропных вложенных эллипсоидов.

Области возможных геометрий обобщенных S-эллипсоидов Римана в плоскости b, c получаются из условий действительности Ω и λ , которые дают:

$$\Omega_J^2 \geq |J|. \quad (25)$$

Классические S-эллипсоиды Римана в плоскости b, c ограничены сверху последовательностью самосопряженных эллипсоидов с отрицательной циркуляцией вещества $\lambda = -1$, а снизу - последовательностью самосопряженных эллипсоидов с положительной циркуляцией вещества $\lambda = 1$. Эта область разделяется на две части ($\lambda < 0$ и $\lambda > 0$) последовательностью безвихревых ($\lambda = 0$) эллипсоидов Якоби. В рассматриваемом случае уравнениям последовательностей самосогласованных эллипсоидов $\lambda = \pm 1$ соответствует равенство в (25) со знаками "+" и "-":

$$B_{12} + bA_{12} + bc \gamma_n A^h - (A_3 + bc \gamma_n A_3^h) \frac{c^2}{1+b} \left(\frac{\beta_n}{b} + \alpha_n \right) = 0, \quad (\lambda = -1) \quad (26)$$

$$B_{12} - bA_{12} + bc \gamma_n A^h + (A_3 + bc \gamma_n A_3^h) \frac{c^2}{1-b} \left(\frac{\beta_n}{b} - \alpha_n \right) = 0, \quad (\lambda = +1). \quad (27)$$

Геометрия же и угловая скорость неоднородных и анизотропных вложенных эллипсоидов Якоби определяются соответственно уравнением $J=0$ и Ω_J :

$$bA_{12} - (A_3 + bc \gamma_n A_3^h) \frac{c^2(\beta_n - b^2 \alpha_n)}{b(1-b^2)} = 0. \quad (28)$$

В общем случае частота внутренних циркуляций λ и угловая скорость вложенных анизотропных эллипсоидов определяются формулами

$$\lambda = \frac{\sqrt{\Omega_J^2 + J} - \sqrt{\Omega_J^2 - J}}{\sqrt{\Omega_J^2 + J} + \sqrt{\Omega_J^2 - J}}, \quad (29)$$

$$\Omega = \left(\sqrt{\Omega_J^2 + J} + \sqrt{\Omega_J^2 - J} \right) / 2. \quad (30)$$

Очевидно, угловые скорости эллипсоидов последовательностей $\lambda = \mp 1$ равны $\Omega_{J, \pm 1} / \sqrt{2}$, где в выражение Ω_J следует ввести решения уравнений (26) и (27).

3. *Области равновесных фигур в плоскости (α_n, β_n) . Условия*

равновесия (19)-(21) ограничивают значения параметров анизотропии, что наглядно представляется графически в плоскости (α_n, β_n) . Так как область равновесных фигур ограничена последовательностями $\lambda = \mp 1$, то из (26) и (27) видно, что в рассматриваемой плоскости они изображаются прямыми, которые пересекают ось β_n в точках β_{-1} и β_{+1} , где

$$\beta_{\mp 1} = b \frac{(bA_2 \pm A_1) \pm bc \gamma_n A_3^h (1 \pm b)}{c^2 (A_3 + bc \gamma_n A_3^h)}, \quad \beta_0 = \frac{b^2 (A_2 - A_1)}{c^2 (A_3 + bc \gamma_n A_3^h)}. \quad (31)$$

Здесь приведена также координата β_0 точки пересечения последовательности Якоби с осью β . Все три прямые пересекаются в точке P с координатами

$$\alpha_P = \frac{A_1 + bc \gamma_n A_3^h}{(A_3 + bc \gamma_n A_3^h) c^2}, \quad \beta_P = \frac{(A_2 + bc \gamma_n A_3^h) b^2}{(A_3 + bc \gamma_n A_3^h) c^2}. \quad (32)$$

Из (31) и (32) видно, что $\beta_{-1} > \beta_P > \beta_0 > \beta_{+1}$. На графике рис.1 приведены области возможных значений α и β , необходимых для равновесия одиночного (прерывистые линии) и вложенного внутри сферического гало с $\gamma_n \neq 0$ (сплошные линии) эллипсоида заданной геометрии. С изменением геометрии эллипсоида размеры этих равно- сторонних треугольников меняются. Заметим, что гало расширяет эту область. При относительных плотностях гало с $\gamma_n \geq (bA_2 - A_1)/A_3^h bc(1 - b)$ значение β_{+1} становится отрицательным.

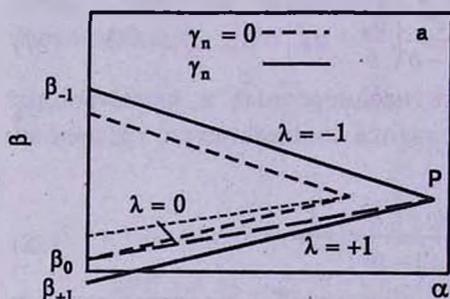


Рис.1а. Области значений α_n и β_n для одиночного (прерывистые линии) и вложенного внутри сферического гало с $\gamma_n \neq 0$ (сплошные линии) эллипсоида данной геометрии.

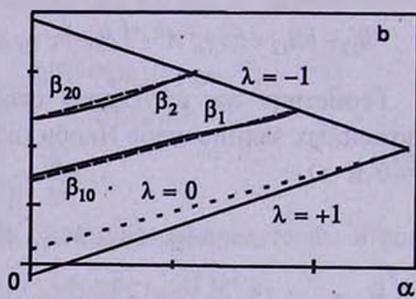


Рис.1б. Области устойчивости анизотропных эллипсоидов, вложенных внутри сферического гало (прерывистые линии β_{10} , β_{20}) и сфероидального гало (полоска между линиями β_1 , β_2).

4. *Сфероидальные фигуры* $a_1 = a_2 \equiv a$; $b = 1$. Из (19), (20) видно, что для этих фигур дисперсия скоростей должна быть изотропной в плоскости вращения: $\alpha_n = \beta_n$. В инерциальной системе отсчета сфероидальные фигуры вращаются с угловой скоростью

$$\Omega_{Mc}^2 = 1 + c \gamma_n - (A_3 + c \gamma_n A_3^h) \left(\frac{1}{2} + \beta_n c^2 \right). \quad (33)$$

Соотношение (21) дает дисперсию скоростей вдоль оси вращения

фигуры, а (26)-(28) - отношение полуосей тех сфероидов, от которых ответвляются последовательности изотропных в плоскости вращения самосопряженных эллипсоидов $\lambda = \mp 1$, и сфероида бифуркации $\lambda = 0$ соответственно:

$$A_1 + c \gamma_n A^h - (A_3 + c \gamma_n A_3^h) c^2 \beta_n = 0, \quad \lambda = -1, \quad (34)$$

$$A_1 - 2 A_{11} + c \gamma_n A^h + (A_3 + c \gamma_n A_3^h) c^2 \beta_n = 0, \quad \lambda = +1, \quad (35)$$

$$A_{11} - (A_3 + c \gamma_n A_3^h) c^2 \beta_n = 0, \quad \lambda = 0. \quad (36)$$

Из (34) и (23) видно, что последовательность самосопряженных эллипсоидов с $\lambda = -1$ ответвляется от покоящейся фигуры. В классической теории такой фигурой является сфера. При наличии сфероидального гало эта фигура имеет форму сфероида [4-6]. В анизотропном случае, в зависимости от меры сплюснутости гало и его относительной массы γ_n , всегда существует значение β_n , при котором эта фигура является сферой. На графике рис.2 кривые представляют зависимость меры анизотропии β_n покоящейся сферы от отношения полуосей гало c_n при разных значениях относительной плотности.

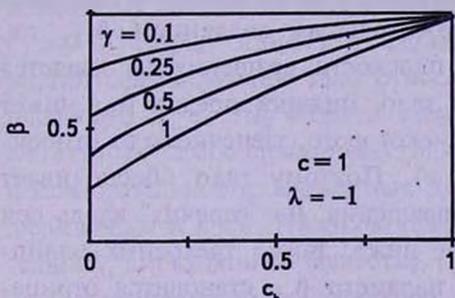


Рис.2. Зависимость β_n вложенной сферы от меры сплюснутости гало с $\gamma_n = 0; 0.25; 0.5; 1$.

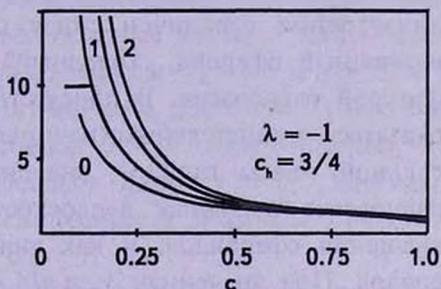


Рис.3а. Зависимость $\beta_n(c)$ для покоящихся сфероидов, вложенных внутри гало с $c_n = 3/4$ и $\gamma_n = 0; 0.25; 1; 2$.

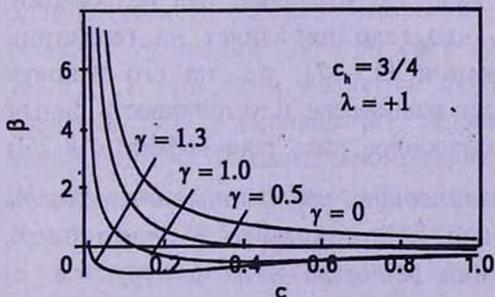


Рис.3б. Зависимость $\beta_n(c)$ для сфероидов $\lambda = +1$ внутри гало с $c_n = 3/4$ и $\gamma_n = 0; 0.5; 1; 1.3$.

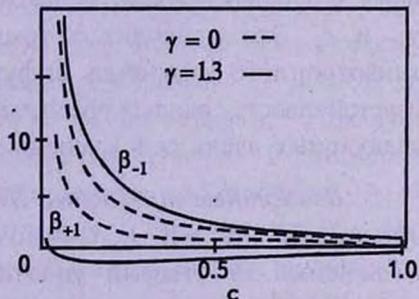


Рис.3с. Области изменения параметра β для одиночного (между прерывистыми линиями) и вложенного внутри гало с $\gamma = 1.3$ и $c_n = 3/4$ эллипсоидов.

В общем случае последовательности самосопряженных эллипсоидов $\lambda = -1$ ответвляются от покоящихся сфероидов, зависимость β_n от сплюснутости которых внутри гало с $c_h = 3/4$ при $\gamma_n = 0; 0.25; 1; 2$, приведена на рис.3а. Все кривые пересекаются в точке $c = c_h$, где параметр анизотропии β_n не зависит от относительной массы гало γ_n и определяется лишь отношением полуосей гало: $\beta_n = (1 - 0.5 A_1^h) / A_3^h c_h^2$.

Зависимость $\beta_n(c)$ для вложенных сфероидов, от которых ответвляются последовательности изотропных в плоскости вращения самосопряженных эллипсоидов $\lambda = +1$, изображена на рис.3б при значениях относительной массы гало $\gamma_n = 0; 0.5; 1; 1.3$.

Внутри гало данной сплюснутости и относительной массы γ_n сфероиды с отношением полуосей c являются фигурами равновесия, если параметр анизотропии принимает значения из области

$$\beta_{+1} < \beta_n < \beta_{-1}, \quad (37)$$

где $\beta_{\pm 1}$ являются решениями уравнений (35) и (34) соответственно.

На графиках рис.3с кривые представляют зависимости $\beta_{\pm 1}(c)$ для одиночных ($\gamma = 0$) и вложенных внутри гало с $c_h = 3/4$, $\gamma_n = 1.3$ сфероидов. Как следует из графика рис.3с, для одиночного сфероида параметр анизотропии ограничен снизу положительным значением β_{-1} , т.е. одиночный сфероид, "холодный" в плоскости вращения не является фигурой равновесия. В присутствии гало, нижний предел β_{+1} может оказаться отрицательным (начиная с некоторого, зависящего от относительной массы гало γ , значения c). Поэтому гало обеспечивает равновесие "холодных" в плоскости вращения, но "горячих" вдоль оси вращения сфероидов, и как увидим ниже, также трехосных эллипсоидов. При значениях $\gamma_n \geq \pi/4 A_1^h$ параметр β_{+1} становится отрицательным для всех c .

Уравнение (36) с учетом (21) дает зависимость дисперсии скоростей в плоскости вращения $\sigma_{1c}^2 = \sigma_{2c}^2$ вложенного сфероида бифуркации от меры его сплюснутости. В таком виде это уравнение уже не содержит γ_n и c_h . Это приводит к тому, что гало не влияет на геометрию анизотропного сфероида бифуркации [15-17], т.е. на его вековую неустойчивость, однако обеспечивает равновесие и устойчивость сильно сплюснутых вдоль оси вращения сфероидов (см. "гало-эффект" [18-25]).

5. *Вложенные трехосные S-эллипсоиды, изотропные в плоскости вращения* ($\alpha_n = \beta_n$). Одиночные неоднородные S-эллипсоиды, независимо от степени уплотнения вещества к их центру, т.е. от значения n , в плоскости геометрий (b, c) занимают аналогичные жидким S-эллипсоидам области. Геометрия эллипсоидов $\lambda = \mp 1$ теперь определяется уравнениями

$$B_{12} + bA_{12} + bc\gamma_n A^h - (A_3 + bc\gamma_n A_3^h) \frac{c^2}{b} \beta_n = 0, \quad (\lambda = -1) \quad (38)$$

$$B_{12} - bA_{12} + bc\gamma_n A^h + (A_3 + bc\gamma_n A_3^h) \frac{c^2}{b} \beta_n = 0, \quad (\lambda = +1). \quad (39)$$

В зависимости от меры анизотропии β_n , линии, изображающие последовательности одиночных самосопряженных эллипсоидов $\lambda = \mp 1$, либо приближаются к оси абсцисс, сплюсывая все эллипсоиды вдоль оси вращения (если $\beta_n > 1$), либо удаляются от него, вытягивая эллипсоиды вдоль оси вращения (если $\beta_n < 1$). С убыванием параметра анизотропии, начиная от значения $\beta_n \approx 0.42$, нарушаются условия равновесия эллипсоидов $\lambda = -1$ (сначала в области $b = 0.32 - 0.35$, $c = 1.5 - 1.7$, далее - остальных), а при значении $\beta_n \approx 0.26$ - эллипсоидов $\lambda = +1$ в области $b = 0.22 - 0.25$, $c = 0.35 - 0.38$.

Более сильные изменения терпит область геометрий эллипсоидов в присутствии гало. Если изменения последовательностей эллипсоидов $\lambda = -1$ и $\lambda = 0$ имеют лишь количественный характер, то последовательность $\lambda = +1$ меняется качественно. Рис.4 изображает области возможных геометрий изотропных (4а) и анизотропных (4б,с) одиночных ($\gamma = 0$ - тонкие линии) и вложенных (жирные линии) эллипсоидов внутри сфероидального гало относительной массы $\gamma_n = 1.5$ и $c_h = 3/4$, в плоскости b, c . Эти области сверху ограничены последовательностями вложенных самосопряженных эллипсоидов $\lambda = -1$, ниже которых, до последовательности вложенных эллипсоидов Якоби ($\lambda = 0$), занимают эллипсоиды с $\lambda < 0$. Нижнюю область заполняют эллипсоиды с положительной циркуляцией вещества ($\lambda > 0$).

С увеличением относительной массы гало последовательность $\lambda = +1$ ответвляется от более сплюснутого вдоль оси вращения сфероида. Внутри гало с "относительной массой" $\gamma_{cr} = \pi/4 A_3^h$ эта последовательность (при $\beta_n \geq 0.26$) начинается от круглого диска, а внутри гало с $\gamma_n > \gamma_{cr}$ - от эллиптического диска, отношение полуосей $b_{cr}(\gamma_n)$ которого есть решение уравнения (39) при $c = 0$ (рис.4). Все эллиптические диски с $b \geq b_{cr}(\gamma_n)$ при этом являются фигурами равновесия. С ростом γ_n значение $b_{cr}(\gamma_n)$ уменьшается, независимо от значения β_n . При этом эллипсоиды с положительной циркуляцией вещества $\lambda > 0$ заполняют область между последовательностями вложенных эллипсоидов $\lambda = +1$, Якоби ($\lambda = 0$), Маклорена и частью $b \geq b_{cr}(\gamma_n)$ оси абсцисс (рис.4).

Следует особо отметить, что, как и у вложенных жидких эллипсоидов [18-25], здесь тоже имеет место так называемый "гало эффект". Гало обеспечивает равновесие сильно сплюснутых вдоль оси вращения анизотропных трехосных эллипсоидов и эллиптических дисков ($c = 0$, $b \geq b_{cr}(\gamma_n)$) с положительной циркуляцией вещества ($\lambda > 0$).

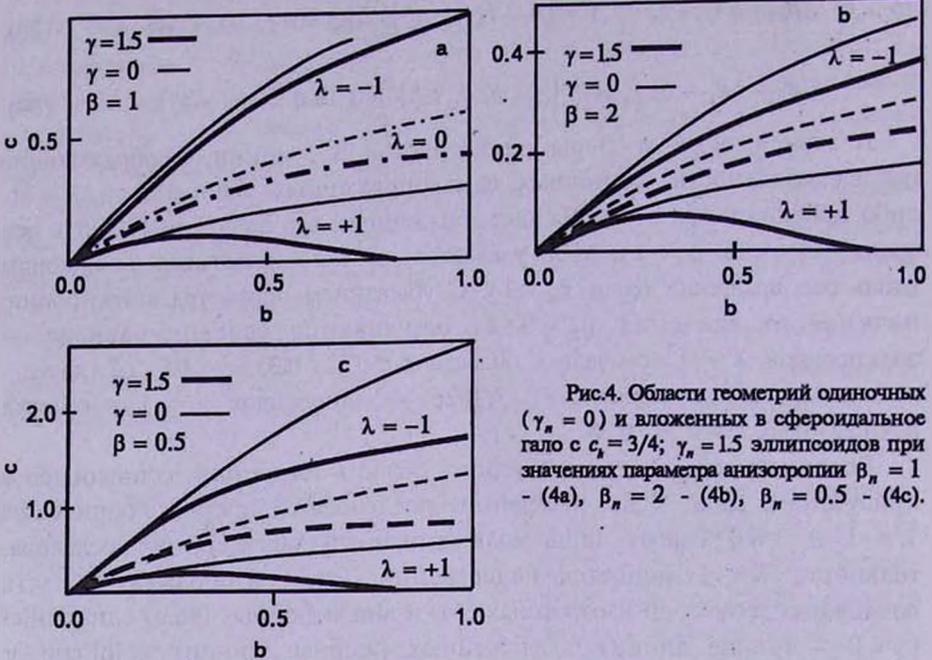


Рис.4. Области геометрий одиночных ($\gamma_n = 0$) и вложенных в сфероиальное гало с $c_n = 3/4$, $\gamma_n = 1.5$ эллипсоидов при значениях параметра анизотропии $\beta_n = 1$ - (4а), $\beta_n = 2$ - (4б), $\beta_n = 0.5$ - (4с).

6. Вложенные эллипсоиды с трехмерной анизотропией дисперсии скоростей. Если давление эллипсоида анизотропное и в плоскости вращения: $\alpha_n \neq \beta_n$, то область геометрий трехосного эллипсоида качественно зависит от следующего: отношение дисперсии скоростей (вдоль большой оси на дисперсию скоростей вдоль малой оси) в плоскости вращения больше ($\alpha_n > \beta_n$), или же меньше ($\alpha_n < \beta_n$) единицы.

Начнем исследование с одиночных анизотропных фигур ($\gamma_n = 0$).

$\alpha_n < \beta_n$. На графике рис.5 представлена характерная область геометрий этих фигур для всех значений параметров $\alpha_n < \beta_n$, за исключением холодных вдоль оси X_1 эллипсоидов ($\alpha_n = 0$), для которых условия равновесия эллипсоидов с $\lambda = -1$ нарушается при $\beta_n \leq 0.39$, эллипсоидов Якоби - при $\beta_n \leq 0.20$, а последовательности $\lambda = +1$ - при $\beta_n \leq 0.04$. Заметим, что последовательности Якоби и $\lambda = +1$ начинаются от круглого диска и заканчиваются иглообразной фигурой. Последовательность $\lambda = -1$ при $\alpha_n > 1$ начинается от сплюснутого покоящегося сфероида, а при $\alpha_n < 1$ - вытянутого.

$\alpha_n > \beta_n$. Область геометрий и свойства анизотропных эллипсоидов сильно меняются, если дисперсия скоростей вдоль большой оси превосходит дисперсию скоростей вдоль малой оси в плоскости вращения эллипсоида. Сфероиды при этом уже не являются фигурами равновесия. Все последовательности эллипсоидов начинаются от трехосного

эллипсоида (назовем его вырожденным), геометрия которого определяется значениями α_n и β_n , и заканчиваются иглообразной фигурой (рис.5б - тонкие линии). Здесь также при $\alpha_n < 1$ вырожденный эллипсоид вытянут вдоль оси вращения. При заданном значении α_n с уменьшением β_n область геометрий сжимается к началу координат до некоторого, зависящего от α_n значения β_n , ниже которого эллипсоиды с $\lambda = -1$ перестают быть фигурами равновесия, при еще меньших значениях β_n - нарушаются условия равновесия эллипсоидов с $\lambda = 0$. Например, при $\alpha_n = 1.5$ первое имеет место при $\beta_n \leq 0.21$, а второе - при $\beta_n \leq 0.176$.

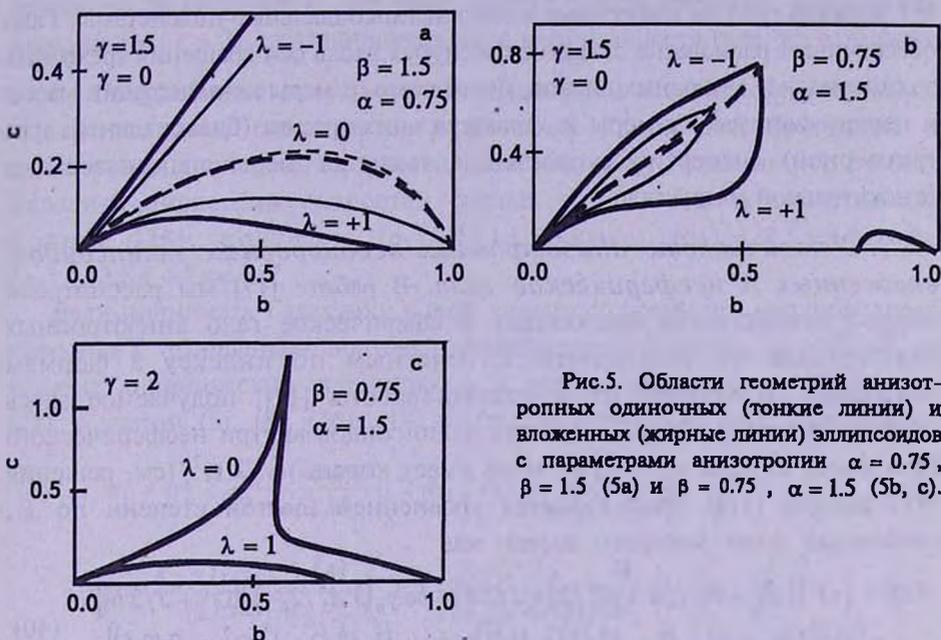


Рис.5. Области геометрий анизотропных одиночных (тонкие линии) и вложенных (жирные линии) эллипсоидов с параметрами анизотропии $\alpha = 0.75$, $\beta = 1.5$ (5a) и $\beta = 0.75$, $\alpha = 1.5$ (5b, c).

Заметим, что в отсутствие гало, ни при каких значениях параметров анизотропии двухосные в плоскости вращения диски, а также близкие к ним сильно сплюснутые вдоль оси вращения трехосные эллипсоиды не являются фигурами равновесия.

Присутствие гало вновь резко меняет ситуацию.

$\alpha_n < \beta_n$. Независимо от значения α последовательность вложенных эллипсоидов $\lambda = +1$ начинается от эллиптического диска $c = 0$, $b_{cr}(\gamma_n)$, поэтому эллипсоиды с $\lambda > 0$ заполняют область между кривой $\lambda = +1$, частью $b \geq b_{cr}(\gamma_n)$ оси абсцисс и последовательностью безвихревых эллипсоидов $\lambda = 0$ (рис.5a). Изменения эллипсоидов с $\lambda = -1$ и $\lambda = 0$ носят лишь количественный характер.

$\alpha_n > \beta_n$. Здесь также качественные изменения терпит последовательность $\lambda = +1$. С ростом γ увеличиваются отношения полуосей вырожденного эллипсоида, который порождает последовательности $\lambda = \pm 1$, $\lambda = 0$, а

область эллипсоидов $\lambda > 0$ расширяется, охватывая эллипсоиды с меньшими значениями c и большими b . Параллельно, в районе $b \approx 1$, $c \approx 0$ возникает область сильно сплюснутых вдоль оси вращения и слабо сплюснутых в плоскости вращения трехосных эллипсоидов (рис.5b), которая с ростом γ расширяется. При относительной массе гало $\gamma_n = 2$ область геометрий вложенных эллипсоидов имеет вид, представленный на рис.5c. На рис.5b, c приведены кривые, представляющие последовательности вложенных эллипсоидов $\lambda = \pm 1$, $\lambda = 0$ в случае $\alpha_n = 1.5$, $\beta_n = 0.75$. Приведенные исследования показывают всеобщность характера установленного нами в [18-25] эффекта гало на вложенные в него эллипсоидальные подсистемы. Гало обеспечивает равновесие сильно сплюснутых вдоль оси вращения трехосных эллипсоидов и двухосных дисков, независимо от меры концентрации массы к центру системы, от меры и характера анизотропии (биаксиальной, или трехмерной) дисперсии скоростей, а также от меры сплюснутости и относительной массы гало.

7. Устойчивость анизотропных неоднородных эллипсоидов, вложенных в несферическое гало. В работе [17] мы рассмотрели вопрос устойчивости вложенных в сферическое гало анизотропных эллипсоидов по отношению к нечетным по индексу 3 формам колебаний. В отличие от результата работы [17], получаемое здесь характеристическое уравнение для эллипсоидов внутри несферического гало имеет корень $\omega^2 = \lambda^2 \Omega^2$, и не имеет корень $\omega^2 = \Omega^2$ (см. решения (41) работы [17]). Оно является уравнением шестой степени по ω , свободный член которого имеет вид

$$T \approx \left[\Omega^2 (2 B_{13} + bc \gamma_n (1 + A_3^h / 2) + J / 2b) + bc \gamma_n (3 A_3^h / 2 - 1) (\Omega^2 + J / 2b) \right] \times \\ \times \left[\Omega^2 (2 B_{23} + bc \gamma_n (1 + A_3^h / 2) + Jb / 2) + bc \gamma_n (3 A_3^h / 2 - 1) (\Omega^2 + Jb / 2b) \right]. \quad (40)$$

В случае сферического гало ($A_3^h = 2/3$) последние члены в скобках обращаются в нуль: получаем выражение для свободного члена характеристического уравнения (42) работы [17] с тем лишь отличием, что здесь фиксировано отношение массы гало на массу вложенного эллипсоида (γ), вместо отношения их плотностей (κ).

Геометрическое место точек границы устойчивости вложенных эллипсоидов внутри несферического гало, относительно нечетных форм колебания, определится условием обращения в нуль свободного члена (40):

$$4 B_{13} + A_{12} - (A_3 + bc \gamma_n A_3^h) \frac{c^2}{b^2} \frac{\beta - \alpha b^2}{1 - b^2} + bc \gamma_n [4 A_3^h + (3 A_3^h - 2) \lambda / b] = 0;$$

или

$$4 B_{23} + b^2 A_{12} - (A_3 + bc \gamma_n A_3^h) c^2 \frac{\beta - \alpha b^2}{1 - b^2} + bc \gamma_n [4 A_3^h + (3 A_3^h - 2) \lambda b] = 0, \quad (41)$$

где была использована вторая формула (23):

Из общего вида полученных соотношений для устойчивости следует, что сплюснутость, или вытянутость (несферичность) гало может привести к нестабильности лишь в области вложенных эллипсоидов с отрицательной циркуляцией вещества ($\lambda < 0$), которые, как видим, характеризуются умеренными значениями сплюснутости вдоль оси вращения (c). Полоса неустойчивости в плоскости α, β для эллипсоидов внутри сферического гало, представленная на рис. 1b (см. также [17]), несколько деформируется в случае несферического гало. В области же сильно сплюснутых вдоль оси вращения эллипсоидов, которые имеют положительные внутренние циркуляции ($\lambda > 0$), неустойчивость из-за несферичности гало, не возникает.

8. *Обсуждение результатов.* Применим полученные результаты к эллипсоидам, сплюснутости которых вдоль оси вращения и анизотропия дисперсий скоростей такие же, что у Галактики: $c \approx 0.067$. Усредняя дисперсии скоростей разных типов звезд в окрестностях Солнца [28], получаем $\langle \sigma_1 \rangle \approx 15.1 \pm 5.3$ км/с, $\langle \sigma_2 \rangle \approx 22.8 \pm 9.6$ км/с, $\langle \sigma_3 \rangle \approx 12.6 \pm 4.7$ км/с.

Если принимать Галактику в виде сильно сплюснутого неоднородного сфероида с отношением полуосей меридианного сечения $c_G \approx 0.067$, то условия динамической устойчивости и равновесия вдоль оси вращения (21), с учетом (5), (8), (16), (18) в области солнечной окрестности дают

$$\sigma_1^2 = \sigma_2^2 \geq \frac{K_n \pi G \rho_{\odot} a^2}{(2n+5)M_{2,1}} \left(2A_{11} - A_1 - \frac{3c2^{n+1}n!}{c_h K_n (2n+3)!} \frac{M_h}{M_n} A_h \right), \quad (42)$$

$$\sigma_3^2 = \frac{K_n \pi G \rho_{\odot} c^2 a^2 M_n}{(2n+5)M_{3,1}} \left(A_3 + \frac{3c2^{n+1}n!}{c_h K_n (2n+3)!} \frac{M_h}{M_n} A_3^h \right) \left(1 - \frac{r_{\odot}^2}{a^2} \right)^n. \quad (43)$$

В отсутствие гало в случае однородного распределения массы ($n=0$) эти формулы, с учетом $\rho_{\odot} \approx 7 \cdot 10^{-24}$ г/см³, $r_{\odot} \approx 10$ кпк, $a \approx 15$ кпк, для окрестности Солнца дают: $\sigma_1 \geq 72$ км/с, $\sigma_3 = 31$ км/с, которые находятся в сильном несоответствии с наблюдениями. Наличие гало понижает нижний предел σ_1 , но увеличивает (хотя незначительно) значение σ_3 . Например, учет гало с относительной массой $M_h/M_n \approx 1$ дает: $\sigma_1 \geq 24$ км/с и практически не меняет σ_3 . Так что в рамках однородной модели, гало не устраняет несоответствие теории с наблюдениями. Учет неоднородности массы дает близкие к наблюдениям результаты. Например, формулы (42), (43) для одиночного сфероида с $n=1$, $c=0.067$ дают: $\sigma_1 \geq 46.3$ км/с, $\sigma_3 \approx 25.8$ км/с. При этом формула (33) для скорости локального центроида звезд в районе Солнца дает: $V_{\odot} \approx 238$ км/с, вместо наблюдаемого 250 км/с. Присутствие сферического

гало относительной массы 0.7 приводит к результатам $\sigma_1 \geq 15.8$ км/с и $\sigma_3 \approx 26$ км/с. При этом для скорости локального центраида звезд в районе Солнца получаем оценку 264 км/с.

Физический факультет Ереванского госуниверситета,
Армения, e-mail: mabr49@arminco.com

ANISOTROPIC INHOMOGENEOUS RIEMANN S-TYPE ELLIPSOIDS IN THE SPHEROIDAL HALO

M.G.ABRAHAMYAN

The classical S-type Riemann ellipsoids are generalized taking into account inhomogeneous density distribution of mass (Ferrers type), three dimensional anisotropy of the velocity dispersion and the gravitation of spheroidal halo. Inhomogeneous density distribution of matter doesn't change equilibrium conditions of ellipsoids. The anisotropy can enlarge or restrict the possible geometries region of ellipsoids, while the halo always enlarges it.

Galaxies: halo: anisotropy

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия. Мир, М., 1973.
2. М.Г.Абрамян, Р.С.Оганесян, Астрон. ж., 50, 996, 1973.
3. М.Г.Абрамян, Р.С.Оганесян, Астрофизика, 9, 401, 1973.
4. М.Г.Абрамян, С.А.Каплан, Астрофизика, 10, 565, 1974.
5. М.Г.Абрамян, С.А.Каплан, Астрофизика, 11, 191, 1975.
6. М.Г.Абрамян, С.А.Каплан, Астрофизика, 11, 319, 1975.
7. P.H.Roberts, Astrophys. J., 136, 1108, 1962.
8. P.O.Vandervoort, O.E.Welly, Astrophys. J., 263, 654, 1982.
9. R.Weigandt, Astron. Astrophys., 82, 177, 1980.
10. R.Weigandt, Astron. Astrophys., 105, 326, 1982.
11. R.Weigandt, Astron. Astrophys., 106, 240, 1982.
12. F.Pacheco, G.Pucacco, R.Ruffini, Astron. Astrophys., 161, 39, 1986.
13. F.Pacheco, G.Pucacco, R.Ruffini, Astron. Astrophys., 210, 42, 1989.
14. J.J.Binney, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc, 183, 501, 1978.

15. *F.Pacheco*, Thesis, Univ. Rome, 1982.
16. *М.Г.Абрамян*, Труды АН КазССР, 1989.
17. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **48**, 613, 2005.
18. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **11**, 121, 1975.
19. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **12**, 177, 1976.
20. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **13**, 253, 1977.
21. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **25**, 173, 1986.
22. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **25**, 342, 1986.
23. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **45**, 125, 2002.
24. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **45**, 251, 2002.
25. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, **47**, 657, 2004.
26. *М.Г.Абрамян*, *Д.М.Седрамян*, *Астрон. ж.*, **63**, 1089, 1986.
27. *Л.С.Марочник*, *А.А.Сучков*, *Галактика*, Наука, М., 1984.
28. *К.У.Аллен*, *Астрофизические величины*. Мир, М., 1977.

УДК: 524.33

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ
НАБЛЮДЕНИЯ ИЗВЕСТНОЙ Т АССОЦИАЦИИ В
ОБЛАСТИ CYG OB7Н.Д.МЕЛИКЯН¹, В.С.ТАМАЗЯН², А.А.КАРАПЕТЯН¹

Поступила 10 марта 2006

Принята к печати 30 июня 2006

Приводятся результаты спектральных и фотографических наблюдений области с размерами $11' \times 11'$ в центре известной ассоциации Cyg OB7. Наблюдения проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории им. В.Амбарцумяна в 2004г. Была использована спектральная камера SCORPIO, являющаяся многорежимным фокальным редуктором первичного фокуса. В исследованной области обнаружены одно новое НН сгущение и три новые эмиссионные звезды. Показано, что одна из ранее известных эмиссионных звезд имеет спектральный класс M0Ve и находится на расстоянии 200пк. Зарегистрирована переменность блеска известной инфракрасной туманности и кометарной туманности CN2.

1. *Введение.* Открытие Амбарцумяном звездных ассоциаций имеет огромное значение в изучении проблемы эволюции звезд [1]. В частности, им было показано, что звезды типа Т Тау и родственные им объекты, встречаются исключительно в звездных ассоциациях. К числу родственных объектов в первую очередь относятся кометарные туманности и компактные туманные объекты Хербига-Аро (НН). Открытие и исследование этих объектов играют неопределимую роль в изучении эволюции красных карликов. К сожалению, эти объекты не многочисленны. Из-за их низкой светимости они могут быть обнаружены только в близких звездных ассоциациях, находящихся на расстояниях до одного килопарсека.

Характерные для этих объектов эмиссионные линии позволяют с легкостью обнаружить их с помощью $H\alpha$ обзоров неба. Один из многочисленных $H\alpha$ обзоров был выполнен в Бюраканской астрофизической обсерватории в избранных областях темных туманностей. Наблюдения выполнялись на 40" телескопе системы Шмидта с применением 4° объективной призмы. В результате этого обзора в нескольких областях темных туманностей было обнаружено более 200 новых эмиссионных звезд [2-6].

Одна из изученных областей была выбрана для более подробного изучения. Детальное исследование небольшой области (с размерами $11' \times 11'$), находящейся почти в центре известной звездной ассоциации

Суг OB7, позволило обнаружить не только новые эмиссионные звезды, но и 3 новых НН объекта, 2 новые кометарные туманности и одну инфракрасную туманность интересной формы [7-9].

Уже первые выполненные нами наблюдения показали, что инфракрасная туманность образовалась всего за несколько лет [7]. Зафиксированы изменения яркости обнаруженных объектов Хербига-Аро [7-9]. Один из объектов Хербига-Аро с соседними двумя звездами составляет единую, динамически неустойчивую физическую систему типа цепочки, члены которой, согласно измеренным собственным движениям, распадаются [8]. Показано, что в изучаемой области многие из обнаруженных эмиссионных звезд меняют свой блеск [7-9]. Четыре из них, одна из которых по видимому является двойной, составляют систему типа трапеции [9]. Все они связаны со слабыми туманностями, одна из которых является кометарной туманностью переменного характера, причем связанная с нею звезда по спектральным характеристикам является типичной звездой типа Т Тау [9]. Зарегистрирована переменность блеска и у другой кометарной туманности [7-9]. Все обнаруженные нестационарные объекты свидетельствуют о том, что мы здесь имеем дело с очень молодым очагом звездообразования, с новой Т ассоциацией [9].

Наблюденные в этой области нестационарные объекты представляют большой интерес в исследованиях звездных ассоциаций и эволюции звезд. Не случайно, что в дальнейшем все открытые нами туманности стали предметом исследований других авторов [10], при этом указанным объектам были присвоены новые названия. Авторы работы [10] обнаружили несколько новых, более слабых объектов Хербига-Аро в окрестностях уже известных туманностей [7-9].

Исследование данной области в настоящее время продолжается. Были получены спектры 17 звезд и некоторых туманностей области. Больше половины звезд являются эмиссионными звездами, а остальные находятся очень близко к эмиссионным звездам или же к изучаемым туманностям. Подробный анализ полученных спектральных наблюдений предполагается проводить в дальнейшем.

В настоящей работе приводятся результаты исследования обнаруженных туманностей и новых эмиссионных звезд.

2. *Наблюдения.* Спектральные и фотографические наблюдения области выполнены осенью 2004г. Наблюдения проводились с помощью приемной аппаратуры SCORPIO (Spectral Camera with Optical Reducer for Photometrical and Interferometrical Observations) [11]. Это многорежимный фокальный редуктор первичного фокуса, предназначенный как для наблюдений звезд, так и для наблюдения протяженных объектов. С камерой, установленной в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской

обсерватории, проводятся наблюдения в двух режимах: 1) режим получения прямых изображений с широкополосными и узкополосными фильтрами и, 2) режим спектроскопии с длинной щелью. Приемная аппаратура SCORPIO используется с ПЗС - матрицей размерами 2063 x 2058 pix. При наблюдениях охватывается область размерами 14' x 14', с пространственным разрешением, равным 0".42/pix. В спектральной моде используется гризма с дисперсионной решеткой 600 штрих/мм. В результате имеется линейная дисперсия 1.7 Å/pix.

Наблюдения проводились с 13 по 24 сентября 2004 года. При наблюдениях были использованы узкополосные интерференционные (H α и [SII]) и широкополосные *B*, *V*, *R*, *I* светофильтры. Узкополосные светофильтры H α ($\lambda_c = 6550\text{\AA}$) и [SII] ($\lambda_c = 6730\text{\AA}$) с соответственными ширинами 85 Å и 75 Å, использовались в основном при наблюдениях с целью обнаружения новых эмиссионных объектов. Широкополосные *B*, *V*, *R*, *I* светофильтры применялись как для фотометрии обнаруженных объектов, так и для изучения морфологии обнаруженных туманностей. Спектры отдельных объектов при наблюдениях получены в режиме спектроскопии с длинной щелью, при котором охватывается область 4000-7250 Å. Методика наблюдений и использованная светоприемная аппаратура подробно описаны в ранее опубликованной работе [12]. Используются также оцифрованные данные DSS1 (Digital Sky Survey), DSS2, и прямые изображения области, полученные в 2000 и 2002гг. в *B*, *V*, *R*, *I* лучах [9].

Полученный наблюдательный материал позволяет не только уверенно обнаружить эмиссионные, в том числе и H N объекты, но и с удовлетворительной точностью проводить анализ полученных спектров.

Следует отметить, что обнаружение H N объектов осуществляется с применением известных методов [13-15]. Особенно плодотворным является широко применяющийся метод сопоставления изображений полученных в узкополосном [SII] и широкополосном *I* фильтрах. При этом сильная эмиссия объектов в линии [SII] и их отсутствие в ближней инфракрасной области *I* с высокой вероятностью говорит в пользу принадлежности объекта к классу Хербига-Аро. В случае очень слабых объектов этот метод может привести к ошибкам. Многие характерные для объектов Хербига-Аро эмиссионные линии почти с одинаковой интенсивностью наблюдаются как в спектрах многих звезд типа Т Тау, так и в спектрах планетарных туманностей. Следовательно, только с помощью анализа щелевых спектров можно уверенно определить принадлежность объекта к тому или иному классу.

3. *Результаты наблюдений.* Наблюденные нами объекты

проектируются на темную туманность Хавтасси 141[16], расположенную почти в центре известной ассоциации Суг ОВ7. Координаты центра области равны: $\alpha_{2000} = 21^{\text{h}}00^{\text{m}}32^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = 52^{\circ}28'24''$. Приводятся резуль-

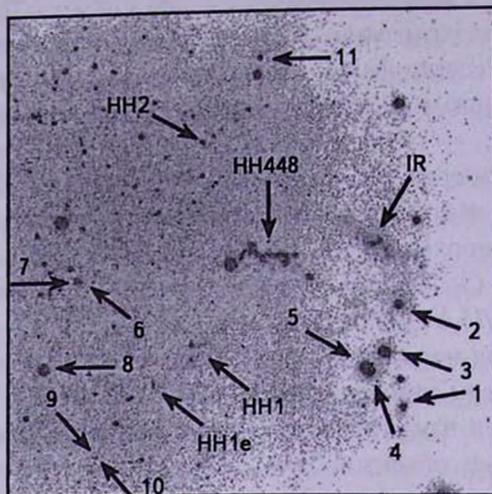


Рис.1 Карта отождествления исследованной области. Стрелками показаны обнаруженные объекты.

таты спектральных и фотографических исследований двух кометарных туманностей и связанных с ними звезд, и инфракрасной туманности [7,9]. Приводятся наблюдательные данные о трех новых эмиссионных звездах.

На рис.1 приводится область с новыми объектами, обнаруженными

Таблица 1

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В Суг ОВ7

№	α_{2000}	δ_{2000}	$m(B)$	$m(R)$	$m(I)$	Литература
1	21 ^h 00 ^m 17 ^s .0	52°26'22".8	17 ^m .8	15 ^m .5	14 ^m .7	[7,9]
1*	"	"				[17]
2	21 00 17.4	52 28 24.0	18.0	15.2	13.3	[7,9]
3	21 00 19.2	52 27 28.0	16.6	14.4	13.2	[7,9]
3*	"	"	-	18.8	17.8	[17]
4	21 00 21.4	52 27 06.0				[7,9]
5	21 00 21.7	52 27 10.0	14.6	12.2	10.9	[7,9]
6	21 00 58.4	52 28 54.4	18.1	14.8	12.9	[7,9]
7	21 00 58.6	52 28 56.0				[7,9]
8	21 01 02.6	52 27 10.0	16.9	14.2	12.9	[7,9]
9	21 00 55.8	52 25 22.5	-	19.0	17.4	Наст. статья
10	21 00 55.9	52 25 18.7				Наст. статья
11	21 00 35.3	52 33 25.6	18.3	17.1	-	Наст. статья
	21 00 35.3	52 33 25.6	19.6	17.4	16.1	[17]

в фильтре [SII] 6717/6731 Å. Мы видим, что все эти объекты расположены на площади с размерами 8' x 11'. На рисунке стрелками показаны все обнаруженные H α звезды, объекты Хербига-Аро, кометарные туманности и "инфракрасная" туманность. В табл.1 приводятся наблюдательные данные об обнаруженных эмиссионных звездах, взятые из USNO-B1.0 [17]. Звездочкой обозначены объекты, данные о которых имеются в [17], и которые отсутствуют на наших снимках. Приводятся номер эмиссионной звезды, координаты, видимая яркость в звездных величинах и литература, указывающая ее открытие.

В табл.2 представлены данные об обнаруженных туманностях. Приводятся те же данные, что и в табл.1, за исключением второго столбца, где дается название объекта. Обозначения *r* и *l* показывают, что сгущения находятся соответственно в правом (*r*) или левом (*l*) крыльях туманности.

Таблица 2

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ОБНАРУЖЕННЫХ ТУМАННОСТЕЙ

№	Название	α_{2000}	δ_{2000}	<i>m</i> (B)	<i>m</i> (R)	<i>m</i> (I)	Литература
1	IR	21 ^h 00 ^m 20 ^s .0	52°29'43".0				[7]
2	HH448	21 00 34.0	52 29 27.0				[7,9]
3	HH2	21 00 42.7	52 31 42.0				[8]
4	HH1	21 00 44.0	52 27 35.0				[9]
	CN1r (a)	21 00 34.7	52 33 32.4	20 ^m .4	18 ^m .9	17 ^m .3	[17]
	CN1r (b)	"	"	20.0	17.9	-	[17]
	CN1r (c)	"	"	20.4	17.7	18.1	[17]
	CN1r (d)	"	"	20.0	18.8	17.5	[17]
	CN1r (e)	"	"	20.3	17.7	18.0	[17]
	CN1l (a)	21 00 35.4	52 33 34.8				[7]
	CN1l (b)	21 00 35.9	52 33 49.9				[7]
5	CN2	21 00 17.0	52 26 22.8				[9]

3.1. *Кометарная туманность CN1*. Кометарная туманность CN1 отождествляется с инфракрасным источником IRAS 20590+5221 [18]. Туманность находится приблизительно на 3' к северу от объекта Хербига-Аро HH 448 [7]. Она связана со слабой звездой и в ближней инфракрасной области спектра (7000-9000 Å) видна в виде двух выбросов: левое крыло выброса (CN1) направлено почти на север и состоит из двух отдельных компактных образований, а правое крыло имеет вид туманного хвоста, направленного на северо-запад. На фоне последнего выделяется одно компактное образование. В [17] приводятся данные еще о четырех сгущениях в этом направлении. На красных картах Паломарского обзора неба вид туманности остается неизменным. Наблюдения в фильтре [SII] показали, что один из левых компактных выбросов исчезает, а у второго

остается очень слабый след.

Спектр звезды, связанной с туманностью, в диапазоне 4400-7300 Å приводится на рис.2а. На нем стрелками показаны наиболее сильные и характерные эмиссионные линии. Как известно, эти линии характерны как для объектов Хербига-Аро, так и для некоторых звезд типа Т Тау.

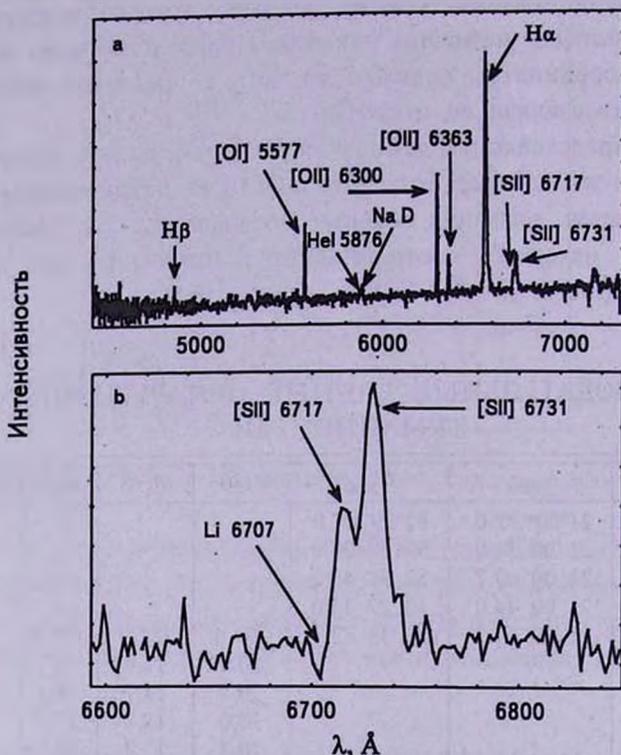


Рис.2. Спектр эмиссионной звезды No11 в диапазоне 4400-7250 Å (а), и участок эмиссионной линии [SII] 6717/31 Å (б). Хорошо видно поглощение в линии Li 6707 Å.

Спектральные исследования объектов Хербига-Аро показывают, что отношение интенсивностей эмиссионных линий изменяется в очень широких пределах [19,20]. В табл.3 приводятся эквивалентные ширины эмиссионных линий (EW), уверенно зарегистрированных у указанной звезды, интенсивности зарегистрированных эмиссионных линий по отношению эмиссии в линии [O I 6300] и эти же отношения для объектов HN 1, HL Tau и XZ Tau. Буква w означает, что данная линия очень слабая и не поддается измерению. Из данных таблицы явствует, что путем сравнения этих данных трудно отличить объект Хербига-Аро от некоторых звезд типа Т Тау, особенно в тех случаях, когда в спектре звезды присутствуют сильные эмиссионные линии [SII 6717/6731]. Отметим, что указанный эмиссионный дублет присутствует в спектрах около

половины хорошо исследованных звезд типа T Tau. В нашем случае зарегистрирован непрерывный спектр звезды, который отсутствует у объектов Хербига-Аро. На рис.2б показан участок спектра эмиссионных линий [S II 6717/6731], где стрелкой указана также слабая линия поглощения Li 6707, наличие которой однозначно относит звезду к типу T Tau.

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ И ИХ ИНТЕНСИВНОСТИ ПО ОТНОШЕНИЮ К ЭМИССИИ В [O II 6300 Å] ДЛЯ ЗВЕЗДЫ CN1 (№11), ИЗВЕСТНОГО ОБЪЕКТА ХЕРБИГА-АРО HN1, И ДВУХ ЗВЕЗД ТИПА T Tau, HL Tau И XZ Tau [19,20]

	Эмиссионная линия	$EW(CN1)$	CN1 EW/EW ([OII6300])	HN1 EW/EW ([OII6300])	HL Tau EW/EW ([OII6300])	XZ Tau EW/EW ([OII6300])
1	H β	1.1	0.27	0.87	-	-
2	Fe II 4924	w				
3	Fe II 5018	w				
4	Fe II 5169	w				
5	NI5188+5201	0.5	0.12	0.1		
6	Fe II 5261	w	-	0.05		
7	Fe II 5273	w	-	0.03		
8	Fe II 5316	w				
9	Fe II 5527	0.8	0.20			
10	O I 5577	3.1	0.76	0.02		
11	He I 5876	0.5	0.12	0.06		
12	Na D	0.7	0.17			
13	O II 6300	4.1	1	1	1	1
14	O II 6363	2.2	0.54	0.33	0.34	0.37
15	Fe I 6496	w				
16	Fe II 6516	w				
17	H α	8.4	2.05	2.31	>4.0	>2.38
18	S II 6717	3.6	0.88	1.66	1.55	2.02
19	S II 6731					
20	Fe 7155					

Рис.3 представляет область кометарной туманности CN 1 в фильтрах H α , [SII] 6717/31, B, V, R и I. Хорошо видно, что в линиях H α и [SII] 6717/31 звезда, связанная с туманностью, достаточно яркая, а туманность в виде хвоста очень слаба и направлена на северо-запад от звезды. В визуальной (V) области спектра туманность повторяет почти ту же форму и интенсивность, что и в фильтрах H α и [SII], а в синей (B) области спектра она исчезает. В ближней инфракрасной области (I) туманность становится более контрастной, и с левой стороны (почти прямо к северу) наблюдаются два компактных образования. Хотя

последние и слабы, но все же видны и в красных (R) лучах. На изображении, полученном в 2000г. в ближней инфракрасной области спектра (I), компактное образование, расположенное ближе к звезде, имеет протяженную форму в виде выброса от звезды (на рис.3 образование



Рис.3. Область кометарной туманности CN1 в разных фильтрах.

показано стрелкой). Такое изменение формы не является результатом наблюдательных эффектов. По данным каталога USNO-B1.0 [17] вблизи звезды наблюдаются несколько слабых источников излучения, некоторые из них обладают очень большими собственными движениями. Из каталога USNO-B1.0 мы использовали астрометрические и фотометрические данные, средняя точность которых составляет соответственно $0''.2$ и $0^m.3$.

В табл.4 приводятся наблюдательные данные для звезды No11 (см. табл.1) и для отдельных сгущений, согласно [17], из которых можно предполагать, что эмиссионная звезда No11, по-видимому, является двойной. Приводятся координаты, звездные величины в B , R , I лучах и собственные движения в тысячных угл. с (mas)/год [17]. Для двух компактных образований к северу от звезды приводятся наши измерения, так как из-за слабости этих образований в [17] данные о них отсутствуют. При наших наблюдениях они хорошо видны в ближних инфракрасных лучах и предельно слабы в лучах R . В синих и визуальных областях спектра, а также на картах Паломарского обзора неба (DSS1) они отсутствуют, но слабо видны на DSS2. Следовательно, для оценки звездных величин этих компактных образований, координат, а также для измерения их собственных движений, были использованы наши наблюдения и оцифрованные данные DSS2. В табл.4 наши измерения отмечены звездочкой (*). При определении собственных движений этих двух образований в качестве опорной звезды использована звезда, находящаяся на расстоянии $30''-40''$ от кометарной туманности. Собственные движения у опорной звезды равны: $\mu_\alpha = 0$ и $\mu_\delta = 0$ [17].

Анализ собственных движений звезды и отдельных сгущений показывает, что они в проекции движутся в противоположные стороны.

Таблица 4

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ЗВЕЗДЫ №11 И СВЯЗАННЫХ С НЕЙ ОТДЕЛЬНЫХ СГУЩЕНИЙ

Объект	α_{2000}	δ_{2000}	m_B	m_R	m_I	μ_α (mas)	μ_δ (mas)
CN1a	21 ^h 00 ^m 35 ^s .3	52°33'26"	18 ^m .3	17 ^m .1	-	+126	+10
CN1b	21 00 35.3	52 33 26	19.7	17.4	16 ^m .1	-	-
CN1r (a)	21 00 34.7	52 33 32	20.5	18.9	17.3	-168	-200
CN1r (b)	"	"	19.9	17.9	-	-	-
CN1r (c)	"	"	20.4	17.7	18.1	-	-
CN1r (d)	"	"	20.0	18.1	18.3	-	-
CN1r (e)	"	"	20.3	17.8	18.0	-	-
CN11 (a)*	21 00 35.3	52 33 36.2	-	21.0*	19.0*	-210*	0*
CN11 (b)*	21 00 36.5	52 33 41.3	-	21.5*	19.1*	-420*	+200*

3.2. *Кометарная туманность CN2*. Туманность связана с эмиссионной звездой No1. Первые наблюдения этой звезды показали, что она имеет переменный характер, по спектральным характеристикам является звездой типа T Tau, и, как многие эмиссионные звезды в этой области, связана с маленькой, кометообразной туманностью, также переменного характера [9]. На DSS1 она отсутствует, тогда как на DSS2 имеет весьма интересную форму [7,9]. Прямые изображения объекта с узкополосными фильтрами H α и [SII], полученные в 2000г., показали, что ее форма отличается от таковой на DSS2 [7,9].

Анализ настоящих наблюдений в фильтрах H α и [SII] показал, что маленькая туманность отсутствует, хотя предельная звездная величина настоящих наблюдений выше предыдущих [7,9]. Туманность отсутствует также и в B, V, R и I областях спектра. По-видимому, она или исчезла, или же сильно ослабла. В любом случае полученные результаты свидетельствуют о переменности свечения туманности. Звезда, связанная с туманностью, является звездой типа T Tau [7,9], что подтверждается и настоящими наблюдениями. Следовательно, появление и исчезновение туманности по всей вероятности связано с изменением активности звезды.

На рис.4 для иллюстрации приводятся увеличенные изображения области кометарной туманности CN2 в красных лучах (R) в разные эпохи. Как видно из рисунка, в настоящее время связанная со звездой туманность исчезла, несмотря на то, что наблюдательный предел наших наблюдений по крайней мере не уступает пределу DSS2. Предел настоящих наблюдений намного выше предела наблюдений выполненных в 2000 году, когда маленькая туманность была зарегистрирована в линиях H α и [SII] [9].

В настоящее время туманность отсутствует и в этих линиях.

3.3. Инфракрасная туманность. Инфракрасная туманность,

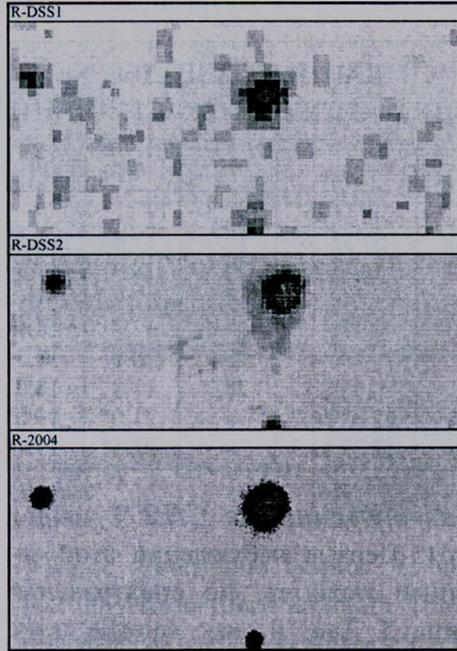


Рис.4. Область кометарной туманности CN2 в красных лучах.

находящаяся приблизительно на $0'.9$ к северо-западу от НН 448, была заподозрена в переменности [7]. Она была открыта как инфракрасный объект (в ближней инфракрасной области - $7000-9000 \text{ \AA}$) и не показала никаких следов в других областях спектра [7]. Ее следы не замечаются и на картах Паломарского обзора неба DSS1 и DSS2, в том числе и в ближней инфракрасной области [DSS2]. Во время наблюдений, выполненных в сентябре 2004г., туманность зарегистрирована во всех B , V , R , I , $H\alpha$ и $[SII]$ областях спектра. Следует отметить, что второй Паломарский обзор осуществлен в период 1985-2000гг. Отметим также, что использованные нами красный (R) и ближний инфракрасный (I) фильтры охватывают почти те же области спектра, что и соответствующие фильтры обзора DSS2 ($R = 6100 - 6900 \text{ \AA}$, $I = 7300 - 9000 \text{ \AA}$). Следовательно, появление новой инфракрасной туманности происходило за промежутки ≤ 15 лет (наблюдения 2000 года [7]). Наблюдения в 2000г. были выполнены в фильтрах $H\alpha$, $[SII]$ и в ближней инфракрасной области. На рис.5 приводится область туманности, снятая во всех идентичных фильтрах в 2000-2004гг. По-видимому, мы здесь имеем дело с отражательной туманностью. По всей вероятности, источник излучения энергии находится

внутри темной туманности Хавтасси 141 [16], на которую и проектируется обнаруженная туманность. Последовательное появление туманности сначала в инфракрасной, а затем и во всех остальных наблюдаемых областях спектра свидетельствует о резком увеличении прозрачности туманности под давлением мощного излучения невидимого источника. Не исключено, что появление туманности является результатом мощного выброса из глубоко погруженной в туманность звезды, или же происходящих в ней мощных физических процессов. На рисунке видно, что форма туманности с небольшими изменениями сохраняется почти во всех наблюдаемых областях спектра.

Появление туманности за такой короткий срок свидетельствует об активных процессах, происходящих в этой области.

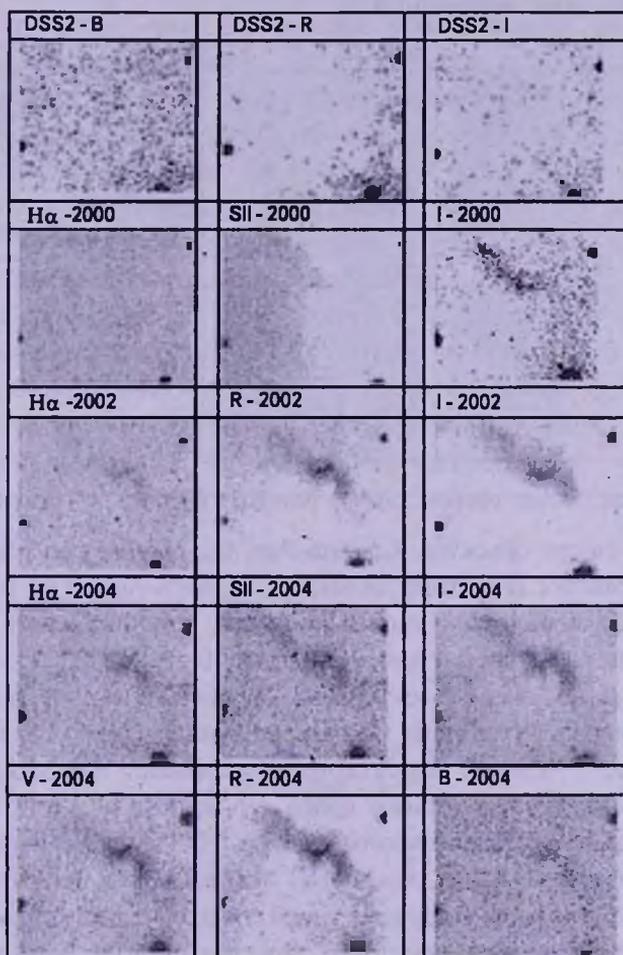


Рис.5. Область инфракрасной туманности.

3.4. *Объекты Хербига-Аро.* В наблюдаемой области обнаружены 3 объекта Хербига-Аро [7-9] (см. рис.1). Только один из них (НН2) является одиночным объектом. Два остальных имеют сложные структуры и состоят из нескольких сгущений: НН 448 состоит из 9 отдельных сгущений, а НН1 - из четырех [9]. Настоящие наблюдения позволили обнаружить еще одно НН сгущение, по-видимому, связанное с НН1-НН1е (см. рис.1). Не исключено, что при увеличении предела наблюдений дополнительно будут открыты много НН объектов. Обычно, отдельные сгущения соединены слабыми туманностями.

На рис.6 представлен прямой снимок области НН1 в линиях $H\alpha$ и SII. На нем хорошо видно изменение яркости в линии SII и появление компактного образования НН1е, тогда как в линии $H\alpha$ не замечается никаких изменений.

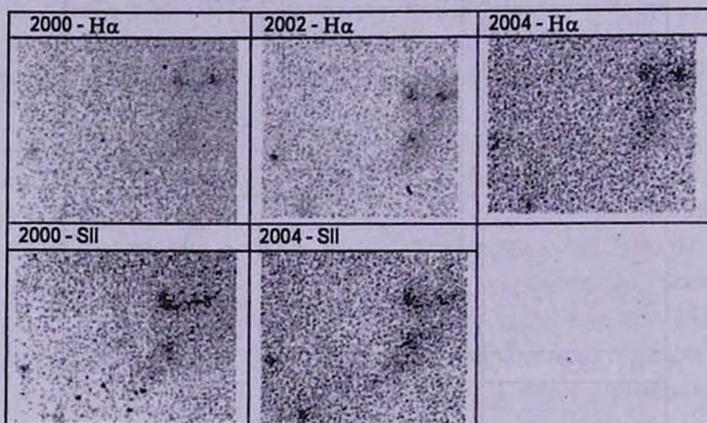


Рис.6. Область объекта Хербига-Аро НН1 в линиях $H\alpha$ и SII.

О переменности объектов Хербига-Аро было отмечено ранее. В частности исследования известных объектов Хербига-Аро НН1 = Наго 11а и НН2 = Наго 12а в области Ориона показали, что они могут показывать изменения блеска до 4^m за время порядка 10-20 лет [21,22]. Эти исследования показали также отсутствие корреляции между изменениями яркости отдельных сгущений. Настоящие наблюдения свидетельствуют о том, что все 3 объекта Хербига-Аро показывают изменения блеска в течение сравнительно короткого срока (10-20 лет). Все они отсутствуют на картах первого Паломарского обзора (DSS1). На картах второго Паломарского обзора (DSS2) объект НН 448 виден уже достаточно хорошо. Настоящие наблюдения свидетельствуют также, что увеличение яркости объекта, по крайней мере некоторых его сгущений, по всей вероятности продолжается. Следует отметить, что излучение некоторых сгущений объекта в линии [SII] намного выше, чем в линии $H\alpha$. Объекты НН1

и $\text{H}\alpha$ на DSS2 уже видны, но предельно слабы. На наших снимках они слабо видны в фильтрах V и R , а в фильтрах B и I вовсе отсутствуют. По сравнению с окружающими звездами объекты становятся ярче в фильтре $\text{H}\alpha$ и намного ярче в фильтре [SII]. Очевидно, что излучение объектов в красных лучах, как и в случае объекта $\text{H}\alpha$ 448, обусловлено только излучением в эмиссионных линиях.

3.5. *$\text{H}\alpha$ эмиссионные звезды.* В этой области уже известны 8 эмиссионных звезд [7,9], у 5 из которых зарегистрирована переменность блеска [9]. Во время настоящих наблюдений мы обнаружили еще 3 новые $\text{H}\alpha$ эмиссионные звезды, одна из которых связана с кометарной туманностью CN1. Подробные данные об этой звезде приводятся в разделе 3.1 настоящей статьи. Вторая эмиссионная звезда обнаружена на двух снимках, полученных с помощью узкополосного $\text{H}\alpha$ фильтра и красной гризмы 13 сентября 2004г. Снимки получены с равными экспозициями по 40 мин, а промежуток между ними составляет 10 мин. Звезда с сильной эмиссионной линией $\text{H}\alpha$ обнаружена на первом снимке. На втором снимке, на расстоянии всего около 4" от первой обнаружена еще одна эмиссионная звезда, которая по интенсивности эмиссии в $\text{H}\alpha$ имеет почти одинаковую с ней яркость, но отсутствует на первом снимке. По-видимому, она является или звездой типа T Tau, или же вспыхивающей звездой типа UV Ceti, которая вспыхнула во время наблюдений. В минимуме блеска эта звезда не видна. Принимая расстояние области равным 400 пк [23], получим, что эти звезды находятся на расстоянии друг от друга 1600 а.е. Нельзя исключить возможность, что они могут составлять широкую физическую пару.

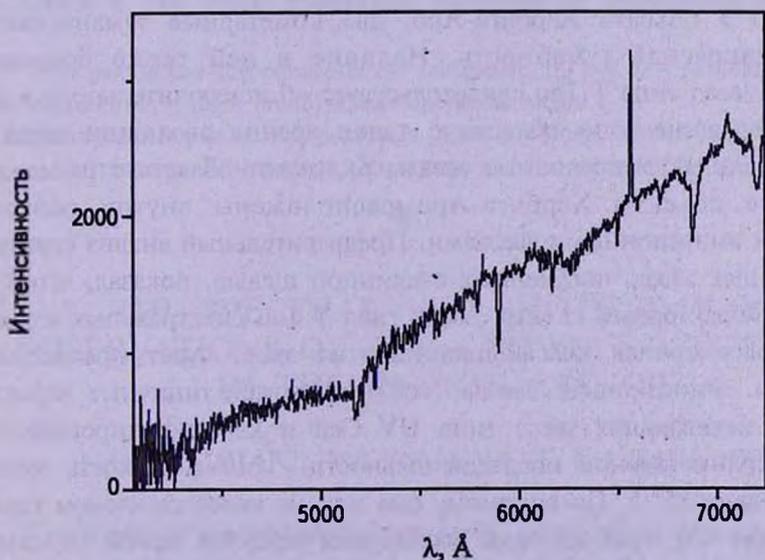


Рис.7. Спектр эмиссионной звезды No8.

Спектральные наблюдения 5 эмиссионных звезд, которые являются членами системы типа трапеции, показывают, что все они являются звездами типа Т Тау и принадлежат к классу светимости субгигантов [7,9]. Они имеют спектральный класс позже G8 и ранее M0 [9]. Это подтверждается и настоящими наблюдениями, при которых спектры эмиссионных звезд No6-8 получены впервые. Спектры звезд No6 и No7 идентичны, и не отличаются от спектра звезд типа Т Тау.

Что касается спектра эмиссионной звезды No8, то он сильно отличается от спектров остальных эмиссионных звезд (см. рис.7). По ширине спектральных линий и по распределению энергии в спектре звезда является красным карликом класса M. На спектре полоса TiO 4954 Å еле замечается, тогда как полосы TiO 5167 и 6158 Å выделяются достаточно четко. Хорошо видны сильная теллурическая полоса 16867Å и полоса водяного пара 17186Å. Отметим, что наличие полос поглощения TiO 4954 и 5167 Å характерно для звезд спектрального класса M0 [24]. Следует отметить также наличие сильной эмиссии в линиях H α и H β . Учитывая все спектральные особенности, перечисленные выше, можно с уверенностью сказать, что эта эмиссионная звезда является красным карликом спектрального класса M0Ve с типичным спектром вспыхивающих звезд типа UV Ceti. Учитывая это и принимая среднее значение коэффициента поглощения для визуальных лучей равным 2^m.2 на килопарсек, получим, что звезда находится на расстоянии около 200 пк. Это значение вдвое меньше общепринятого для Хавтасси 141 [23].

4. *Обсуждение.* В результате нашего исследования в небольшой области с размерами 11' x 11' в центре известной ассоциации Суг OB7, обнаружено 3 объекта Хербига-Аро, две кометарные туманности и одна инфракрасная туманность. Наличие в ней также большого количества звезд типа Т Тау свидетельствует об исключительно важном значении изучения этой области с точки зрения эволюции звезд.

Обнаруженные эмиссионные звезды окружают область с размерами 8' x 11'. Все объекты Хербига-Аро расположены внутри области, окруженной эмиссионными звездами. Предварительный анализ спектров 9 эмиссионных звезд, полученных с длинной щелью, показал, что 8 из них имеют характерный спектр звезд типа Т Тау спектральных классов G8-M0. Более точная классификация этих звезд будет проведена в дальнейшем. Эмиссионная звезда No8 показывает типичные характеристики вспыхивающих звезд типа UV Ceti и классифицирована как красный карлик главной последовательности - M0Ve. Яркость звезды в V лучах равна 15^m.5. По-видимому она или не является членом новой Т ассоциации [9], или же сама ассоциация является одной из самых близких известных до сих пор ассоциаций и находится на расстоянии

200 пк. Ответ на этот вопрос могут дать детальные исследования других членов ассоциации, а также поглощения в этом направлении.

Нами обнаружены новый компактный HII объект HH1e (см. рис.1), по-видимому связанный с уже известным объектом HH1 [9], а также 3 новые H α звезды, одна из которых связана с кометарной туманностью CN1 и имеет типичный спектр звезд типа T Тау. Показано, что протяженный выброс от эмиссионной звезды No11 (на рис.3 показано стрелкой), зафиксированной в ближней инфракрасной области спектра в 2000г. [7], изменил форму.

Видно, что в течение сравнительно короткого наблюдательного периода некоторые обнаруженные туманности (или по крайней мере отдельные их детали) показывают изменение блеска. С этой точки зрения считаем особенно важными зарегистрированные изменения блеска обнаруженной инфракрасной туманности и кометарной туманности CN2. В случае инфракрасной туманности можно предположить, что мы имеем дело с образованием нового интересного объекта. В настоящее время проводится изучение спектров этого объекта, снятых в 2004 и 2005гг. Наблюдение с экспозицией около 50 мин показывает наличие очень слабого непрерывного спектра объекта и некоторые детали линий H α и линии Na D. Исследовав этот объект почти на том же наблюдательном материале, на основе которого инфракрасная туманность была открыта [7-9], и сравнив эти данные с инфракрасными наблюдениями, в работе [10] было сделано предположение, что здесь мы имеем дело с рождением фюора. Несмотря на это, вопрос о природе инфракрасного объекта пока что остается неясным и для этого требуются дальнейшие исследования.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: nmelikia, akarapet@bao.sci.am

² Астрономическая обсерватория "Рамон Мария Аллер" университета Сантьяго де Компостела, Испания, e-mail: oatamaz@usc.es

THE SPECTRAL AND PHOTOGRAPHIC OBSERVATIONS OF THE KNOWN T ASSOCIATION IN THE REGION CYG OB7

N.D.MELIKIAN¹, V.S.TAMAZIAN², A.A.KARAPETIAN¹

The results of spectral and photographic observations of an 11x11 arcmin region, located at the center of the well known stellar association Cyg OB7

are presented. Observations were carried out with the 2.6-m telescope of the V.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory in 2004, by using the multi-regime, prime focus focal reducer SCORPIO as a spectral camera. A new HH knot and 3 new emission stars in this region are discovered. We show that one of the previously known emission stars has M0Ve spectral characteristics, being situated at a distance of 200pc. The brightness variations of a known infrared nebulae and cometary nebulae CN2 are detected.

Key words: *stars: emission lines - association - individual: Cyg OB7*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, 1947.
2. N.D.Melikian, V.S.Shevchenko, S.Yu.Melnikov, IBVS, No3037, 1987.
3. Н.Д.Меликян, В.С.Шевченко, Астрофизика, 32, 169, 1990.
4. Н.Д.Меликян, Астрофизика, 37, 219, 1994.
5. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Астрофизика, 39, 57, 1996.
6. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Л.Г.Ахвердян, А.Ц.Карапетян, Астрофизика, 39, 217, 1996.
7. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Астрофизика, 44, 265, 2001.
8. Г.А.Арутюнян, Н.Д.Меликян, Астрофизика, 44, 431, 2001.
9. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Астрофизика, 46, 353, 2003.
10. T.Movsessian, T.Khazadyan, T.Magakian, M.D.Smith, E.Nikogosian, Astron. Astrophys., 412, 147, 2003.
11. V.L.Afanasiev, E.B.Guzhur, S.R.Zhelenkov, A.V.Moiseev, Bull. Special Astrophys. Observ., 58, 90, 2005. <http://www.sao.ru/hq/moisav/scorpio/scorpio.html>
12. С.А.Акопян, С.К.Балаян, Астрофизика, 47, 443, 2004.
13. B.Reipurth, A General Catalog of HH Objects, Elec.Published, 1999.
14. G.H.Herbig, Draft Catalog of Herbig-Haro objects, Lick Obs. Bul., No.658, 1974.
15. S. van den Bergh, Publ. Astron. Soc. Pacif., 87, 405, 1975.
16. Д.С.Хавтасси, Атлас Галактических Темных Туманностей, Абастуманская астрофиз. обсерв., Грузия, 1960.
17. D.Monet, S.E.Levine, B.Canzian et al., Astron. J., 125, 984, 2003. (<http://cdweb.u-strasbg.fr/viz-bin/vizier?-source=I/284>)
18. IRAS Point Source Catalogue, Joint IRAS Science Working Group, Washington, D.C., 1986.
19. S.E.Strom, G.L.Grasdalen, K.M.Strom, Astrophys. J., 191, 111, 1974.
20. K.H.Bohm, W.A.Siegmund, R.D.Schwartz, Astrophys. J., 203, 399, 1976.
21. G.H.Herbig, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, ed. L.Detre, Budapest, Academic Press, p.75, 1969.
22. G.H.Herbig, Astrophys. J., 182, 129, 1973.
23. P.T. de Zeeuw, R.Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, A.G.A.Brown, A.Blaauw, Astron. J., 117, 354, 1999.
24. C.Jaschek, M.Jaschek, "The classification of stars", Cambridge Univ. Press, 1987.

УДК: 524.312

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГОЛУБЫХ
ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS. ПОЛОСА $\delta = +43^\circ$

П.К.СИНАМЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 17 мая 2006

Принята к печати 9 июня 2006

Представлены результаты спектральных наблюдений голубых звездных объектов FBS с целью их классификации, обнаружения новых интересных объектов и изучения выборки FBS в целом. 99 объектов FBS полосы с центральным склонением $\delta = +43^\circ$ наблюдались на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в 1987-1991гг., были оцифрованы с помощью профессионального сканера и обработаны в MIDAS схожим образом как CCD спектры. Дополнительно, на телескопах БАО-2.6 и ОНР-1.93 с современной аппаратурой в 1997-2000гг. наблюдались 12 объектов, включая повторные наблюдения для подтверждения или уточнения классификации. Выявлены новая планетарная туманность, 7 белых карликов, 78 горячих субкарликов, 9 звезд HBB и 6 звезд классов F-G. У трех звезд (DA, DAB и sdB) найдено собственное движение в пределах 57-84 mvas/год. 3 звезды (белый карлик и 2 субкарлика) отождествлены с рентгеновскими источниками. Приводятся спектры 30 наиболее интересных объектов.

1. *Введение.* Голубые звездные объекты (BSO) включают в себя ряд интересных объектов: белые карлики (WD), горячие субкарлики, катаклизмические переменные (CV), звезды В горизонтальной ветви (horizontal branch B stars, HBB), звезды ранних типов (O-B) Главной последовательности, центральные звезды планетарных туманностей (PNN), а также внегалактические объекты - квазары и сейфертовские галактики. Все эти объекты важны для изучения происхождения и эволюции звезд и галактик. Отсюда большой интерес к этим объектам и ряд поисковых работ с целью нахождения новых BSO. Одна из таких работ проводится в Бюраканской астрофизической обсерватории на основе Первого Бюраканского Обзора (FBS) [1] - крупнейшего в мире низкодисперсионного спектрального обзора. Опубликовано 12 списков FBS BSO (каталог объектов FBS доступен в Интернете [2]), проводились спектральные наблюдения для более чем 350 этих объектов, опубликованы 4 работы с результатами их спектральных наблюдений [3-6]. На наблюдательном материале FBS найдена чрезвычайно интересная редкая новоподобная катаклизмическая переменная подтипа SW Sex [7], ряд новых ярких квазаров и сейфертовских галактик [4-6].

Обзор FBS снят на фотографическом материале и поиск как галактик с УФ-избытком (галактик Маркаряна), так и звездных объектов проводился визуально с лупой. С появлением мощных

профессиональных сканеров стало возможным оцифрование этого материала. Близок к завершению проект Оцифрованного FBS (Digitized First Вугаkap Survey, DFBS [8]) и уже проводятся эксперименты по автоматическому поиску интересующих объектов (в том числе будет продолжена программа FBS BSO). Появилась возможность также для оцифрования и обработки богатого наблюдательного материала (более 650 щелевых спектров голубых звездных объектов FBS трех полос: $\delta = +43^\circ$, $\delta = +39^\circ$ и $\delta = +35^\circ$), полученного в течение 5 лет на 2.6-м телескопе БАО. За эти годы проводились также новые CCD наблюдения, в основном с целью поиска новых квазаров.

С другой стороны, с появлением новых широкомасштабных цифровых обзоров (DSS1 [9] и DSS2 [10]) и каталогов (MAPS [11], USNO-B1.0 [12]), а также глобальных обзоров практически во всех диапазонах спектра (IRAS [13], ROSAT [14,15], NVSS [16], 2MASS [17]), стало возможным всестороннее и более глубокое изучение той или иной выборки объектов. Готовится переработанный и дополненный многоволновой каталог FBS BSO, где собраны все доступные данные по этим объектам.

В данной работе приводятся результаты спектральных наблюдений 101 объекта FBS BSO полосы с центральным склонением $\delta = +43^\circ$ [18-19]. Приводится ряд новых данных для этих объектов, появившихся за последние годы из обзоров в разных диапазонах спектра.

2. *Наблюдения.* Наблюдения проводились в 1988-2000гг. на 2.6-м телескопе БАО и 1.93 телескопе ОНР (Франция). При наблюдениях в 1988-1991гг. использовался спектрограф UAGS с трехкаскадным ЭОП-ом УМК-91В [20], установленным в касегреновском фокусе. Использовалась решетка с дисперсией в $101 \text{ \AA}/\text{мм}$ под углом 33° для получения голубой части спектра (диапазон $3300\text{-}6010 \text{ \AA}$). Спектры снимались на фото пленке Eastman Kodak Па-О и 103а-О с размерами зерен в 25-30 мкм. Результирующее спектральное разрешение - 6 \AA .

Наблюдения на ОНР-1.93 в 1997-1999гг. проводились в касегреновском фокусе с использованием длиннощельного ($5'.5$) спектрографа CARELEC [21]. В 1997-1998гг. использовалась решетка $150/\text{мм}$ с дисперсией $263 \text{ \AA}/\text{мм}$ ($7.1 \text{ \AA}/\text{pix}$) и CCD ТК512СВ 512×512 с размером пикселей 27×27 мкм. Соответственно, наблюдался спектральный диапазон $\lambda 3810\text{-}7365 \text{ \AA}$. Ширина щели была равна $2''.0$. Спектральное разрешение, измеренное на эмиссионных линиях ночного неба, равно 14.3 \AA FWHM. Во время наблюдений в 1999г. использовалась решетка $300/\text{мм}$ с дисперсией $133 \text{ \AA}/\text{мм}$ ($1.8 \text{ \AA}/\text{pix}$) и CCD-матрица EEV42-20 2048×1024 с размером пикселей 13.5×13.5 мкм. Соответственно, наблюдался спектральный диапазон $\lambda 4262\text{-}7910 \text{ \AA}$. Ширина щели была равна $2''.0$, спектральное разрешение - 6.6 \AA .

Наблюдения на БАО-2.6 в 1998-2000гг. проводились в первичном фокусе с использованием спектральной камеры YuuFOSC-2 [22] и CCD Thomson 1060 x 1028 pix с размерами элементов в 19 x 19 мкм. Пространственное разрешение - 0.66"/pix. Использовалась "зеленая" призма с дисперсией в 2.54 Å/pix, охватывающая спектральный диапазон λ 4250-6950 Å. Ширина щели была равна 2".0. Спектральное разрешение равно 7.6 Å.

Щель спектрографов во время наблюдений была ориентирована на север-юг (PA = 0°). Размер изображений во время всех наблюдений колебался в пределах 1"-3", а предельная звездная величина была 16^m-17^m.5. Все объекты наблюдались в пределах $z < 20^\circ$ и в коррекции по z не нуждаются. Для калибровки потоков наблюдались стандартные звезды BD +25° 3941, BD +28° 4211, BD +40° 4032, Feige 15, Feige 25, Feige 34, Feige 92, Hiltner 600 [23].

Всего для 136 объектов полосы FBS $\delta = +43^\circ$ уже наблюдался 171 спектр, причем часть из них была опубликована в [4-6]. Среди них наблюдались также известные объекты для проверки спектральных классов и стандартизации классификации. 9 спектров имели плохое качество и их классификация невозможна. В данной статье приводятся результаты для 101 объекта по 128 спектрам, включая 116 фотографических и 12 CCD спектров. В случае повторного наблюдения одного и того же объекта спектры суммировались для повышения отношения S/N.

3. Оцифровка спектров. Для оцифровки фотографических спектров использовался сканер EPSON Expression 1680 Pro, имеющий линейную отдачу (в отличие от логарифмической отдачи большинства микроденситометров), работающий также в режиме сканирования прозрачных материалов (transparency mode) и дающий позиционную точность в 8 мкм и фотометрическое разрешение в 16 бит (соответственно 48 бит в цветном режиме). Скорость сканера позволила выполнить оцифровку обзора FBS (2000 пластинок) за суммарное время всего 300 часов [8], и он использовался также для сканирования фотографических спектров, полученных на 2.6-м телескопе.

Спектры были тщательно очищены и сканировались с разрешением в 1600 dpi, что дает размер пикселя в 15.875 мкм. Это в 1.5-2 раза лучше разрешения использованной фотографической эмульсии (Pa-O и 103a-O), и вся информация была полностью сохранена. Преимущество сканеров по отношению к микроденситометрам не только в скорости, но и в том, что вместо движущегося луча движется линейка и сканирование происходит в одном направлении, что сохраняет абсолютную точность в другом направлении. Спектры FBS сканировались в направлении перпендикулярном к их длине с целью

сохранения точности вдоль спектра. Проверка фотометрической точности дает ~10% (фотометрическая неоднородность сканера), что вполне удовлетворительно для спектроскопии. В результате сканирования получались непосредственно FITS файлы, что позволило обработать спектры с помощью профессиональных астрономических пакетов. Типичная длина спектров получилась 1650 pix, а ширина - 7-9 pix, что позволило их обрабатывать как CCD спектры соответствующей длины. Масштаб на наших изображениях получается 0.7"/pix. Всего сканировалось более 650 спектров, включая в основном объекты полос FBS +43°, +39° и +35°, а также стандартные звезды.

4. *Обработка спектров.* Полученные после сканирования фотографические изображения имели нестандартный размер и для их обработки было необходимо привести их к стандартной форме. Поэтому, для каждого двухмерного спектра впоследствии было получено изображение, имеющее горизонтально расположенный точно в центре спектр (рис.1). Более того, линия спектра сравнения He I $\lambda 4471$ принималась как исходная точка для калибровки спектров по длине волны. Начало каждого спектра устанавливалось вычитанием одинакового количества (850) пикселей от указанной линии. В итоге все спектры были отрезаны размерами в 1650 x 121 pix, где центральный пиксель соответствовал центру спектра, начало диапазона соответствовало 3123 Å, а конец - 6014 Å (сравни линии спектра сравнения на рис.1). С учетом параметров сканирования, мы получили спектры, соответствующие CCD с размерами 1650 x 121 pix и размерами пикселей в 16 x 16 pix. Это дало возможность обработать фотографические спектры аналогично с цифровыми. Номинальная дисперсия для этих спектров получается равной 1.56 Å /pix, номинальное спектральное разрешение - примерно 4.5 Å.

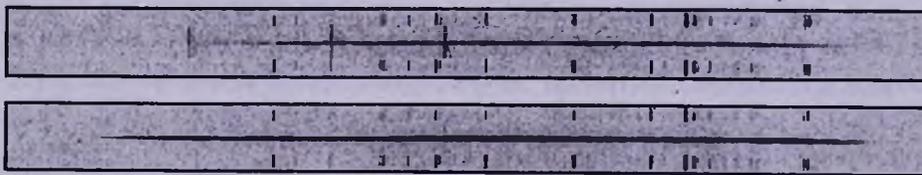


Рис.1. Примеры двухмерных фотографических спектров, зарегистрированных с помощью сканера и приведенных к стандартной форме.

Обработка осуществлялась в пакете программ ESO MIDAS. Использовались специально созданные для этих спектров программы автоматической обработки *callambaphot* и *extbaphot*. В них осуществлялись очистка космических частиц, вычитание фотографической эмульсии ("смещения CCD") и фона неба, переход на длины волны и исправление за чувствительность оборудования с помощью стандартной звезды.

Точность калибровки по длине волны - не хуже 0.5 \AA .

CCD спектры 1997-2000 гг. обрабатывались с помощью стандартной процедуры в пакете MIDAS.

В ходе анализа спектров (выполненном также в пакете программ MIDAS) отождествлялись все спектральные линии, измерялись их параметры, оценивался наклон и форма непрерывного спектра для последующей классификации. В качестве главных параметров для классификации принимались присутствующие линии и средние FWHM и FWHM бальмеровских линий.

5. *Результаты.* В табл.1 приведен список исследуемых голубых звездных объектов FBS. В последовательных столбцах приведены: 1 - номер FBS, 2 - обозначение FBS, 3 - низкодисперсионный (low-dispersion spectral, LDS) тип, 4 - звездная величина B и 5 - показатель цвета $B - V$ согласно суммарной фотометрии MAPS [11] и USNO-B1.0 [12], 6 - наблюдательная аппаратура, 7 - дата наблюдений, 8 - длительность экспозиции в секундах, 9 - средняя FWHM и 10 - средняя FWHM для бальмеровских линий в ангстремах и 11 - спектральный класс объектов.

Классификация проводилась по схеме, приведенной в [3]. Для разделения WD, sd и HBB приняты следующие пределы для FWHM и FWHM бальмеровских линий: WD: FWHM $> 50 \text{ \AA}$ и/или FWHM $> 25 \text{ \AA}$; sd: FWHM = $25 - 50 \text{ \AA}$ и/или FWHM = $10 - 25 \text{ \AA}$; HBB: FWHM $< 25 \text{ \AA}$ и/или FWHM $< 10 \text{ \AA}$.

Понятно, имеется и ряд промежуточных объектов, классификация которых в некоторой степени условна. Дополнительным критерием для разделения классов sdB и HBB служила величина бальмеровского скачка. В основном, наша классификация для белых карликов и субкарликов основана на работах [24,25].

После табл.1 приведены примечания для исследуемых объектов с описанием спектров и другими данными. На рис.2 приведены щелевые спектры 30 наиболее интересных объектов полосы FBS $\delta = +43^\circ$. Таким образом, в результате использования сканера и тщательной обработки в пакете MIDAS были получены спектры гораздо более лучшего качества, чем получалось при регистрировании на PDS и обработке со старыми программами (сравни со спектрами в работе [3]).

Интересным объектом является найденная единственная планетарная туманность (галактические координаты: $l = 106^\circ.6$, $b = -17^\circ.7$), центральной звездой которой является по-видимому голубой звездный объект FBS 2323+421. Планетарная туманность является ИК-источником 2MASS с фотометрическими данными $J = 15.101$, $H = 15.379$ и $K = 15.385$.

СПИСОК ИССЛЕДУЕМЫХ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS

FBS №	FBS название	LDS тип	<i>B</i>	<i>B - V</i>	Аппаратура	Дата набл.	Эксп. сек	FWOI Å	FWHM Å	Спектр. класс
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
204	0002+412	B1	15.16	0.04	UAGS	23.08.1988	3000	24.5	9.4	sdB
205	0013+434	B2	15.99	0.18	UAGS	13.09.1988	2100	30.7	21.2	SdB
206	0021+418	B2e:	15.17	-0.87	UAGS	14.09.1988	5400	17.6	11.2	SdB
207	0028+441	B2e:	15.72	0.20	UAGS	13.09.1988	2400	47.9	20.2	sdB-O
					CARELEC	27.10.1997	900			
211	0040+442	B2	16.15	-0.30	UAGS	15.09.1988	4800	46.9	23.7	sdB-O
212	0048+432A	B2a:	15.27	0.31	UAGS	12.09.1988	3000	23.6	11.4	sdB
213	0048+432B	B2	14.75	1.11	UAGS	19.09.1988	3000	31.8	11.7	sdB
217	0058+414	B2	14.61	0.27	UAGS	12.09.1988	1500	31.2	17.4	sdB
219	0107+429	B1	13.42	-0.45	UAGS	12.09.1988	1500	27.7	10.9	sdB
220	0109+430	B2a	15.21	0.14	UAGS	13.09.1988	2400	34.6	13.0	sdB
					UAGS	14.09.1988	3600			
221	0116+430	B1	13.27	-0.25	UAGS	25.09.1989	1200			G:
222	0133+436	N2	16.51	0.87	UAGS	17.09.1988	4800	14.3	10.2	sd
223	0140+427	N1e	16.37	0.39	UAGS	16.09.1988	3600	43.8	17.9	sdB
					CARELEC	27.10.1997	1200			
224	0156+439	B1	14.86	-0.77	UAGS	18.09.1988	3000	37.6	23.1	SdB
225	0201+445	B2	15.91	-0.08	UAGS	18.09.1988	3000	23.1	13.7	sdB
					UAGS	26.09.1989	4800			
226	0206+428	B1	14.33	-0.42	UAGS	17.09.1988	1200	32.4	20.5	sdB
227	0228+447	B2	15.62	-0.19	UAGS	15.09.1988	3600	87.0	33.3	DA
					ByuFOSC	25.11.1998	2400			
228	0229+439	B1	13.81	-0.14	UAGS	18.09.1988	1500	21.0	14.9	sdB
229	0232+435	B1	14.09	0.29	UAGS	17.09.1988	1800	38.4	15.6	sdB-O
230	0245+443	B1	13.97	-0.09	UAGS	17.09.1988	1200	21.0	11.8	sdB
231	0248+444	B1	14.00	0.01	UAGS	18.09.1988	1500	32.8	18.5	sdB
232	0300+439	B1	13.29	0.13	UAGS	19.09.1988	1200	25.4	10.8	sdB-O
					UAGS	26.09.1989	1200			
233	0303+415	B1a:	14.19	-0.45	UAGS	17.09.1988	2400	40.8	15.9	sdB
234	0310+425	B1	14.51	-0.62	UAGS	19.09.1988	3600	29.7	22.1	sdB
					UAGS	06.01.1989	3000			
235	0315+417	B2a	14.57	-0.05	UAGS	06.01.1989	2400	24.2	11.8	sdB-O
236	0613+431	N3e:	15.05	0.53	UAGS	06.01.1989	2400	38.4	15.5	sdA-F
237	0624+428	B2	13.89	-0.06	UAGS	06.01.1989	1500	37.7	12.0	sdB
239	0634+442	B1	14.87	-0.24	UAGS	05.03.1989	1800	35.3	21.4	sdB
240	0638+428	B1	14.31	-0.03	UAGS	25.02.1989	1200	44.8	17.2	sdB
241	0642+436	B2	14.21	0.15	UAGS	06.01.1989	1800	38.5	14.4	sdB
242	0642+444	B2	14.71	0.37	UAGS	26.02.1989	1800	25.2	11.3	sdB-O
243	0654+428	B1e:	14.51	-0.35	UAGS	26.02.1989	2400	45.4	24.0	SdB
244	0703+416	B2	13.03	0.03	UAGS	28.02.1989	900	40.6	12.0	sdB-O
245	0711+429	B1	11.13	0.21	UAGS	25.02.1989	480	31.2	10.7	SdB
					UAGS	25.02.1989	180			
249	0808+435	B1	15.33	-0.33	UAGS	06.01.1989	2400	75.4	43.2	DA
250	0814+433	B3	15.04	0.18	UAGS	25.02.1989	1200	80.0	23.1	DA
254	0828+425	B2	13.72	-0.07	UAGS	08.02.1991	1800	32.7	11.9	SdB

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
256	0848+437	N2e:	15.67	0.60	UAGS	08.02.1991	5400	17.3	8.8	HBB
257	0855+448	N3e:	16.74	0.23	UAGS	28.02.1989	3600	45.9	12.7	sdB
259	0922+440	B1	13.84	0.90	UAGS	09.02.1991	720			Sd:
261	0932+437	B2	14.69	-0.04	UAGS	25.02.1989	1200	38.2	14.6	SdB
263	0936+446	B1	15.71	0.25	UAGS	09.02.1991	4800	32.6	17.0	sdB-O
264	0937+449	N1e	16.73	1.46	UAGS	06.01.1989	3000	42.8	15.5	sdB
					UAGS	28.02.1989	2400			
266	0941+432	B1	16.52	-0.24	UAGS	28.02.1989	4200	52.1	29.9	DAB
267	0943+451	B3	15.85	0.39	UAGS	05.03.1989	3600	30.2	17.7	sdB
270	0949+445	B1	12.82	-0.39	UAGS	25.02.1989	600	33.2	9.9	sdB
289	1122+426	N3	16.12	0.30	UAGS	28.02.1989	3000	41.7	7.9	sdA-F
290	1126+450	B2	14.11	0.39	UAGS	26.02.1989	900	34.8	14.0	sdB-O
291	1128+449	B2	13.48	-0.10	UAGS	26.02.1989	900	42.4	11.6	sdB-O
292	1129+447	B3	15.38	0.39	UAGS	26.02.1989	1800	47.6	12.1	sdB-O
293	1132+452	B2	16.30	0.29	UAGS	05.03.1989	3600	44.2	21.5	sdB
298	1148+444	N3a	14.98	0.15	UAGS	26.02.1989	1200	27.8	13.6	sdB-O
304	1208+450	B2	14.71	0.10	UAGS	05.03.1989	1200	38.1	15.5	sdB
306	1221+450	B3	15.47	-0.22	UAGS	28.02.1989	2400	45.6	14.0	sdB-O
309	1235+447	N2	16.25	1.04	UAGS	09.02.1991	5400			F:
315	1249+433	B3	16.36	0.68	UAGS	27.02.1990	3000	35.8	15.0	sd
319	1315+447	N1	17.37	1.08	CARELEC	25.05.1998	1200	49.0	29.9	DZ
326	1339+420	N1e:	16.51	1.18	UAGS	27.02.1990	5400			sd:
340	1449+440	N1	16.79	0.97	UAGS	26.06.1989	3600			F8
					CARELEC	26.05.1998	1200			
342	1453+445	B2	15.05	-0.12	UAGS	28.06.1989	3600	34.8	10.3	sdB
350	1516+424	B2	14.98	0.20	UAGS	05.03.1989	1500	41.3	17.5	sdB
353	1525+422	B1a	16.05	-0.17	UAGS	27.06.1989	3600	31.0	16.6	sdB-O
					ByuFOSC	22.05.2000	900			
355	1526+427	N1	15.38	1.32	UAGS	28.06.1989	2400			F:
364	1607+439	s1e:	17.33	1.60	CARELEC	26.05.1998	1200	42.3	18.1	sdA-F
379	1715+424	B1	11.80	-0.50	UAGS	22.08.1988	1200	10.5	6.1	HBB
384	1741+445	B1	16.43	1.02	UAGS	26.06.1989	3600			sd:
385	1743+440	N2e:	17.32	0.99	UAGS	27.06.1989	900			sd:
					UAGS	27.06.1989	2100			
388	1755+414	B1	15.12	1.14	UAGS	22.08.1988	3600	17.7	15.6	sd
389	1756+441	B2	14.09	-0.89	UAGS	19.08.1988	3000	24.0	17.3	sdB
390	1801+431	B2a	14.15	-0.19	UAGS	12.09.1988	420	27.9	15.2	sdB
394	1822+414	B1	14.34	-0.42	UAGS	22.08.1988	3600	56.2	24.6	DAB
					CARELEC	26.05.1998	1200			
395	1833+447	B1a	16.40	1.02	UAGS	13.09.1988	2400			F9
					UAGS	14.09.1991	5400			
					CARELEC	26.05.1998	1200			
396	1833+434	B2	14.29	0.10	UAGS	14.09.1988	1800	23.2	9.3	HBB
397	1836+439	B2	14.77	0.66	UAGS	13.09.1988	1800	27.5	14.0	sdB
399	1858+411	B1	14.49	0.40	UAGS	16.08.1988	1800	28.0	11.6	sdB
400	1903+432	B1	15.08	-0.40	UAGS	16.08.1988	3600	15.9	6.2	HBB
401	1907+425	B1	15.24	-0.12	UAGS	21.08.1988	2700	27.9	18.7	sdB
402	2149+425	B1	15.09	-0.13	UAGS	20.08.1988	2400	47.2	22.3	SdOA
					CARELEC	27.10.1997	300			

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
404	2202+436	B1	13.94	0.33	UAGS	19.08.1988	900	30.4	8.7	SdB
405	2212+421	B2	14.38	0.23	UAGS	20.08.1988	1800	23.8	11.5	sdB
406	2217+413	B2	14.95	0.05	UAGS	22.08.1988	2700	19.7	9.8	HBB
407	2231+448	B1	12.19	-0.38	UAGS	20.08.1988	600	17.1	7.7	HBB
408	2241+447	B1	14.61	0.16	UAGS	20.08.1988	2400	18.7	11.1	SdOA
409	2246+414	B2	15.95	0.03	UAGS	22.08.1988	4200	19.3	14.3	sd
412	2249+446	B1	13.16	0.21	UAGS	23.08.1988	900	21.5	9.5	HBB
413	2250+431	B1	14.72	0.61	UAGS	16.08.1988	1800	28.8	13.8	sdB
					UAGS	22.08.1988	1800			
414	2258+430	B1	14.70	0.76	UAGS	23.08.1988	1800			sd:
415	2301+415	B1	11.95	-0.21	UAGS	22.08.1988	300	24.1	10.5	SdOA
					UAGS	22.08.1988	600			
416	2302+427	B2	16.26	0.16	UAGS	21.08.1988	3000	17.5	11.1	HBB
417	2304+440	B1	14.57	0.07	UAGS	21.08.1988	1500	33.9	13.1	sdB
418	2308+425	B1	15.19	-0.03	UAGS	21.08.1988	2400	86.5	27.6	DA
					CARELEC	14.01.1999	900			
419	2310+421	B1e:	14.03	-0.28	UAGS	30.06.1989	2700	18.4	12.4	SdOB
					UAGS	25.09.1989	1800			
420	2311+441	B2	15.62	-0.07	UAGS	30.06.1989	3000			sd:
421	2314+420	B2	15.15	-0.10	UAGS	04.08.1989	3000	39.6	14.8	sdB
422	2315+443	N2e:	14.73		UAGS	06.09.1991	5400			G0
					CARELEC	27.10.1997	1200			
423	2320+417	B2	14.34	-0.19	UAGS	04.08.1989	2400	22.7	8.3	HBB
424	2323+431	B2	15.63	-0.06	UAGS	15.09.1988	1500	23.5	11.1	sdB
					UAGS	16.09.1988	3600			
425	2323+421	B1	14.56	-0.12	UAGS	15.09.1988	300			PN
					UAGS	15.09.1988	120			
					UAGS	15.09.1988	180			
426	2335+434	B2	13.94	0.58	UAGS	17.09.1988	1800			sd:
					UAGS	17.09.1988	1800			
428	2342+432	B1	13.24	0.18	UAGS	16.09.1988	120	18.4	13.4	SdOA
					UAGS	16.09.1988	300			
429	2348+409	B3	14.99	-0.32	UAGS	18.09.1988	2400	27.3	17.6	sdB

Примечания к отдельным объектам табл.1:

- FBS 0002+412 В спектре наблюдаются H β - H δ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0013+434 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ , причем H β , H γ и H δ имеют прямоугольные профили.
- FBS 0021+418 H β - H γ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0028+441 = HS 0028+4407 [27], двойная звезда согласно [26]. Приведен как sdB в [4]. Более тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как sdB-O. Линии поглощения бальмеровской серии H α - H γ и He I λ 4471.
- FBS 0040+442 H β - H γ линии поглощения бальмеровской серии и He I λ 4471.
- FBS 0048+432A В спектре наблюдаются H β - H γ линии бальмеровской серии.
- FBS 0048+432B H β - H γ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0058+414 H β - H γ линии поглощения бальмеровской серии.

- FBS 0107+429 H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0109+430 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_1$.
- FBS 0116+430 Слабые линии Ca II H и K, полоса G, MgII 4481. Непрерывный спектр красный.
- FBS 0133+436 Линии поглощения бальмеровской серии H γ , H δ , H ϵ .
- FBS 0140+427 Приведен также в [4], однако параметры линий не были измерены. Линии поглощения бальмеровской серии H α - H $_7$.
- FBS 0156+439 Приведен как sd в [6]. Более тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как sdB. Линии поглощения бальмеровской серии H β , H γ , H δ .
- FBS 0201+445 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H ϵ .
- FBS 0206+428 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_1$.
- FBS 0228+447 Приведен как sd: в [6]. Более тщательная обработка и измерения параметров линий позволила классифицировать этот объект как DA. Линии поглощения бальмеровской серии H α и H β .
- FBS 0229+439 В спектре наблюдаются H β - H $_9$ линии бальмеровской серии.
- FBS 0232+435 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_9$ и He I λ 4471. Линии имеют красные компоненты и, возможно, симметричные голубые компоненты.
- FBS 0245+443 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_9$.
- FBS 0248+444 H β - H $_{10}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0300+439 Является двойной звездой. Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{10}$ и He I λ 4471.
- FBS 0303+415 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_9$.
- FBS 0310+425 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_9$.
- FBS 0315+417 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_9$ и He I λ 4471.
- FBS 0613+431 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_9$, Ca II H и K, полоса G.
- FBS 0624+428 H β - H $_{13}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0634+442 H β - H $_{12}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0638+428 H β - H $_{12}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0642+436 H β - H $_{13}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0642+444 Является двойной звездой. Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_9$.
- FBS 0654+428 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H ϵ . Линии имеют красные компоненты.
- FBS 0703+416 Линия поглощения бальмеровской серии H β - H $_{14}$.
- FBS 0711+429 H β - H $_{13}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0808+435 Имеет собственное движение 73 mas/год согласно каталогу USNO-B1.0 [12]. Измерения разности координат DSS1 и DSS2 [26] дают 62 mas/год в хорошем согласии с USNO-B1.0. Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_9$. Возможно, линии H β , H γ , H δ имеют голубые компоненты.
- FBS 0814+433 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{11}$. Линии H β - H ϵ , возможно имеют голубые и красные компоненты. Профили линий имеют форму Лоренцианы.
- FBS 0828+425 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{14}$. Имеют значительный бальмеровский сдвиг.
- FBS 0848+437 Приведен как sd в [6]. Более тщательная обработка и измерения параметров линий позволила классифицировать этот объект как HBV. Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_9$. Имеет значительный бальмеровский сдвиг.
- FBS 0855+448 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{10}$.

- FBS 0922+440 Рентгеновский источник 1RXS J092536.5+434933 [15]. Уверенно наблюдается лишь линия поглощения $H\gamma$.
- FBS 0932+437 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{13}$.
- FBS 0936+446 = US 808 [28] = SA 29-808. Был отмечен как голубой звездный объект, но спектральный класс не был известен. Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_9$ и $He I \lambda 4471$.
- FBS 0937+449 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{11}$. Линии $H\beta$, $H\gamma$ и $H\delta$ имеют красные компоненты.
- FBS 0941+432 = PG 0941+432 [25] = US 906 [28]. Приведен в каталоге белых карликов [29] как DA3, однако на нашем спектре отчетливо выделяется линия $He I 4922$, т.е. наша классификация как DAB более точна. Имеет собственное движение 84 mas/год согласно каталогу USNO-B1.0 [12]. Измерения разности координат DSS1 и DSS2 [26] дают 81 mas/год в хорошем согласии с USNO-B1.0. Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_9$ и $He I \lambda 4922$.
- FBS 0943+451 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_9$.
- FBS 0949+445 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{12}$.
- FBS 1122+426 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, H_9 , Ca II H и K.
- FBS 1126+450 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{14}$.
- FBS 1128+449 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{13}$.
- FBS 1129+447 Возможно является двойной звездой. Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{11}$.
- FBS 1132+452 = CBS 437 [30]. Был отмечен как голубая звезда, но спектральный класс не был известен. Имеет собственное движение 57 mas/год согласно каталогу USNO-B1.0 [12]. Измерения разности координат DSS1 и DSS2 [26] дают 69 mas/год в хорошем согласии с USNO-B1.0. Возможно является двойной звездой. Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - He$.
- FBS 1148+444 Возможно является двойной звездой. Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{11}$.
- FBS 1208+450 = CSO 1281 [30]. Был отмечен как голубой звездный объект, но спектральный класс не был известен. Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{11}$.
- FBS 1221+450 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{11}$.
- FBS 1249+433 Приведен как nonstellar: в [6]. Более тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как sd. Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - He$.
- FBS 1315+447 Приведен также в [4], однако параметры линий не были измерены. Линии поглощения бальмеровской серии $H\alpha$, $H\beta$, Ca II H и K, полоса G, Mg I $\lambda 5180$ и Na I $\lambda 5890$.
- FBS 1339+420 Приведен как cont: в [6]. Более тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как sd. Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - He$.
- FBS 1449+440 Приведен как F0 в [4]. Более тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как F8. Линии поглощения бальмеровской серии $H\alpha - H\delta$, Ca II H и K, Fe I $\lambda 4072$, полоса G, Mg I $\lambda 5180$ и Na I $\lambda 5890$.
- FBS 1453+445 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{11}$.
- FBS 1516+424 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_9$.
- FBS 1525+422 = PG 1525+422 [25]. Приведен в каталоге белых карликов [29] как DA1, однако на нашем спектре отчетливо выделяется линия $He I 5876$, и бальмеровские линии имеют умеренные ширины (табл.1), т.е. наша классификация как sdB-O более точна. Линии поглощения бальмеровской серии $H\alpha$, $H\beta$.
- FBS 1607+439 Приведен как F0: в [4]. Более тщательная обработка позволила классифи-

ширять этот объект как sdA-F.

- FBS 1715+424 Является двойной звездой. Линии поглощения бальмеровской серии H β - H ϵ .
- FBS 1741+445 Уверенно наблюдается лишь линия поглощения H β .
- FBS 1743+440 Приведен как cont: в [6]. Более тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как sd:. Линии поглощения бальмеровской серии H β , H δ .
- FBS 1755+414 Линии поглощения бальмеровской серии H β , H ϵ .
- FBS 1756+441 Приведен как sd в [6]. Более тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как sdB. H β - H γ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 1801+431 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ .
- FBS 1822+414 Приведен как sdB-O в [4]. Измерение параметров линий позволило переклассифицировать этот объект в DAB. Линии поглощения бальмеровской серии H α - H γ и He I λ 4026, λ 4388, λ 4471, λ 4922, λ 5876.
- FBS 1833+434 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ и He I λ 4471.
- FBS 1833+447 Приведен как F0 в [4]. Более тщательная обработка позволила переклассифицировать этот объект как F9. Линии поглощения бальмеровской серии H α - H δ , Ca II H и K, Fe I λ 4072, полоса G, Mg I λ 5180 и Na I λ 5890.
- FBS 1836+439 Является двойной звездой. Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ .
- FBS 1858+411 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ .
- FBS 1903+432 Инфракрасный источник IRAS F19034+4314 [13]. Линии поглощения бальмеровской серии H β , H γ , H δ .
- FBS 1907+425 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H ϵ .
- FBS 2149+425 Является двойной звездой. Приведен как sdB в [4]. Более тщательная обработка позволила переклассифицировать этот объект в sdOA. Линии поглощения бальмеровской серии H α - H γ , He I λ 4471 и возможно, He I λ 4026, λ 4388, λ 4922 и λ 5876.
- FBS 2202+436 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ .
- FBS 2212+421 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ . Линии H β , H γ и H δ , возможно расщеплены.
- FBS 2217+413 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H ϵ .
- FBS 2231+448 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ и He I λ 4026 и λ 4471.
- FBS 2241+447 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ и He I λ 4471 и λ 4922.
- FBS 2246+414 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H ϵ .
- FBS 2249+446 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ и He I λ 4026, λ 4471 и λ 4922.
- FBS 2250+431 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ .
- FBS 2258+430 Линии поглощения бальмеровской серии H γ и H δ .
- FBS 2301+415 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ и He I λ 4026, λ 4471 и λ 4922.
- FBS 2302+427 Приведен как sd: в [6]. Более тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как HBV. Линии поглощения бальмеровской серии H γ , H δ .
- FBS 2304+440 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ .
- FBS 2308+425 Рентгеновский источник 1RXS J231046.6+425012 [14]. Линии поглощения бальмеровской серии H α , H β .
- FBS 2310+421 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ , He I λ 4026, λ 4471, λ 4713, λ 4922, λ 5016 и λ 5080, и HeII λ 4686.
- FBS 2311+441 Слабые линии поглощения бальмеровской серии H β , H γ , H δ .

- FBS 2314+420 Является двойной звездой. Линии поглощения бальмеровской серии H β -H γ .
- FBS 2315+443 Является двойной звездой. Приведен как F5 в [4]. Более тщательная обработка позволила переклассифицировать этот объект в G0. Линии поглощения бальмеровской серии H α , H β , Ca II H и K, Fe I λ 4072 (и другие), полоса G, Mg I λ 5180 и Na I λ 5890.
- FBS 2320+417 Линии поглощения бальмеровской серии H β -H $_{10}$.
- FBS 2323+421 Наблюдаются H β -H γ эмиссионные линии бальмеровской серии, [O II] λ 3727, [Ne I] λ 3869/3967, He I λ 4471 и λ 4713, HeII λ 4686, [OIII] λ 4363/N $_{\gamma}$ /N $_{\beta}$, Fe I λ 4542, [NIII] λ 4641 и неотожествленная линия на λ 4740. Эта - новая планетарная туманность, так как этот объект отсутствует в каталоге [31] и в базе данных SIMBAD.
- FBS 2323+431 Линии поглощения бальмеровской серии H β -H γ .
- FBS 2335+434 Имеет собственное движение 132 mas согласно каталогу USNO-B1.0 [12], однако измерения разности координат DSS1 и DSS2 [26] не подтверждают эти данные. Возможны, ошибочные данные в USNO-B1.0. Является двойной звездой. Линии поглощения бальмеровской серии H β , H γ , H δ .
- FBS 2342+432 Рентгеновский источник 1RXS J234458.0+433133 [15]. Возможно является двойной звездой. Линии поглощения бальмеровской серии H β -He и He I λ 4026, λ 4471 и λ 4922.
- FBS 2348+409 Линии поглощения бальмеровской серии H β -H $_{10}$.

6. Заключение. Приведены результаты спектральных наблюдений 101 объекта FBS полосы +43°. 99 объектов наблюдались фотографически на 2.6-м телескопе БАО, были оцифрованы с помощью профессионального сканера и обработаны в MIDAS схожим образом как CCD спектры. Впервые произведено превращение фотографических спектров в цифровые спектры, похожие на CCD спектры, что дало возможность обработать их стандартными программами. На телескопах БАО-2.6 и ОНР-1.93 с современной аппаратурой в 1997-2000гг. наблюдались еще 12 объектов, включая повторные наблюдения для подтверждения или уточнения классификации. Всего классифицировано 128 спектров для 101 объекта. Выявлена новая планетарная туманность (PN), 4 белых карлика типа DA, 2 - типа DAB, 1 - DZ, 1 горячий субкарлик класса sdOB, 4 - класса sdOA, 14 - sdB-O, 45 - sdB, 3 - sdA-F, 11 субкарликов без определенного подтипа, 9 звезд горизонтальной ветви HBV, 4 звезды класса F и 2 - G (которые вошли в выборку FBS как кандидаты в квазары). У трех звезд (DA, DAB и sdB) найдено собственное движение в пределах 57-84 mas/год. 3 звезды (белый карлик и 2 субкарлика) отождествлены с рентгеновскими источниками, один объект является инфракрасным источником. Для некоторых объектов известны спектральные классы, однако после нашей классификации они были пересмотрены.

Всего в полосе FBS +43° уже наблюдалось 136 объектов BSO. С учетом объектов с известным спектральным классом, практически завершено их спектральное исследование. Объекты двух других полос FBS (+39° и +35°) будут опубликованы в двух последующих статьях,

после чего будет проведен повсеместный анализ полученных данных и оценка состава и эффективности обзора голубых звездных объектов, что важно для продолжения этого обзора уже автоматическими методами с использованием DFBS.

Авторы благодарны М.П.Верон-Сетти и Ф.Верону за предоставление наблюдательного материала, полученного на телескопе ОНР, а также коллегам из Римского университета "La Sapienza" за любезное предоставление сканера.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: sinam@bao.sci.am

SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE FBS BLUE STELLAR OBJECTS. ZONE $\delta = +43^\circ$

P.K.SINAMIAN, A.M.MICKAELIAN

We present the results of spectral observations of the FBS blue stellar objects aimed at their classification, discovery of new interesting objects and study of the FBS sample in total. 99 FBS objects of the zone with central declination $\delta = +43^\circ$ have been observed with the Byurakan Observatory 2.6m telescope in 1987-1991, digitized by means of a professional scanner and reduced with MIDAS as for CCD spectra. In addition, 12 objects have been observed with the BAO-2.6 and OHP-1.93 telescopes by means of modern techniques in 1997-2000, including repeated observations for confirmation or correction of the classification. A new planetary nebulae, 7 white dwarfs, 78 hot subdwarfs, 9 HBB stars and 6 F-G type stars have been revealed. Proper motion of 57-84 mas/yr has been found for three stars (DA, DAB and sdB). Three stars (white dwarf and 2 subdwarfs) have been identified with X-ray sources. Spectra for the most interesting 30 objects are given.

Key words: *stars: white dwarfs: subdwarfs - planetary nebulae*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*, Commun. Special Astrophys. Observ., **62**, 5, 1989.
2. *H.V.Abrahamian, V.A.Lipovetski, A.M.Mickaelian, J.A.Stepanian*, Catalog No.II/223 at CDS, Strasbourg, 1999, at <http://vizier.u-strasbg.fr/cgi-bin/VizieR?-source=II/223/fbs2>.
3. *Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян*, Астрофизика, **35**, 197, 1991.
4. *А.М.Мickaelian, А.С.Gonçalves, М.Р.Véron-Cetty, Р.Véron*, Астрофизика, **42**, 5, 1999.
5. *А.М.Мickaelian, А.С.Gonçalves, М.Р.Véron-Cetty, Р.Véron*, Астрофизика, **44**, 21, 2001.
6. *А.М.Мickaelian, H.V.Abrahamian, J.Guibert, R.Chesnel*, Астрофизика, **45**, 91, 2002.
7. *А.М.Мickaelian, S.K.Balayan, S.A.Povaisky et al.*, Astron. Astrophys., **381**, 894, 2002.
8. *А.М.Мickaelian, L.A.Sargsyan, L.K.Erastova et al.*, Proc. IAU Symp. 216, ASP, 2005 (in press).
9. *T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick*, ASP Conf. Ser., **61**, 34, 1994.
10. *B.M.Lasker, J.Doggett, B.McLean et al.*, ASP Conf. Ser., **101**, 88, 1996.
11. *J.E.Cabanela, R.M.Humphreys, G.Aldering et al.*, Publ. Astron. Soc. Pac., **115**, 837, 2003.
12. *D.G.Monet, S.E.Levine, B.Casian et al.*, Astron. J., **125**, 984, 2003.
13. *M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al.*, Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Faint Source Catalog, Version 2.0, NASA, 1990.
14. *W.Voges, B.Aschenbach, T.Boller et al.*, The ROSAT all-sky survey bright source catalogue, Astron. Astrophys., **349**, 389, 1999.
15. *W.Voges, B.Aschenbach, Th.Boller et al.*, ROSAT All-Sky Survey Faint source Catalogue, Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching, 2000.
16. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al.*, Astron. J., **115**, 1693, 1998.
17. *R.M.Cutri, M.F.Skrutskie, S. Van Dyk et al.*, The 2MASS All-Sky Catalog. Final Release, University of Massachusetts and IPAC/California Institute of Technology, 2003.
18. *Г.В.Абрамян, В.А.Липовецкий, А.М.Микаелян, Дж.А.Степанян*, Астрофизика, **33**, 345, 1990.
19. *Г.В.Абрамян, В.А.Липовецкий, А.М.Микаелян, Дж.А.Степанян*, Астрофизика, **34**, 13, 1991.
20. *G.I.Bryukhnevich, L.V.Gyavgyanen, E.I.Zak et al.*, Astrofizika, **21**, 379, 1984.
21. *G.Lemaitre, D.Kohler, D.Lacroix, J.-P.Meunier, A.Vin*, Astron. Astrophys., **228**, 546, 1989.
22. *T.H.Movsessian, J.Boulesteix, J.-L.Gach, S.V.Zaratsian*, Baltic Astronomy, **9**, 652, 2000.
23. *P.Massey, K.Strobel, J.V.Barnes, E.Anderson*, Astrophys. J., **328**, 315, 1988.
24. *E.M.Sion, J.L.Greenstein, J.Landstreet et al.*, Astrophys. J., **269**, 253, 1983.

25. *R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **61**, 305, 1986.
26. *A.M.Mickaelian*, *Astron. Astrophys.*, **426**, 367, 2004.
27. *H.-J.Hagen, D.Groote, D.Engels, D.Reimers*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **111**, 195, 1995.
28. *P.D.Usher*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **46**, 117, 1981.
29. *G.P.McCook, E.M.Sion*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **121**, 1, 1999 (Version June 2003 in CDS, Catalog No. III/235).
30. *P.Pesch, N.Sanduleak*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **60**, 543, 1986.
31. *L.Kohoutek*, *Astron. Astrophys.*, **378**, 843, 2001.

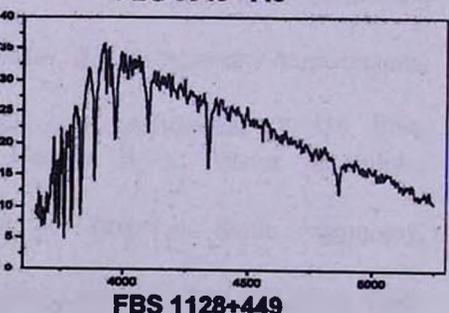
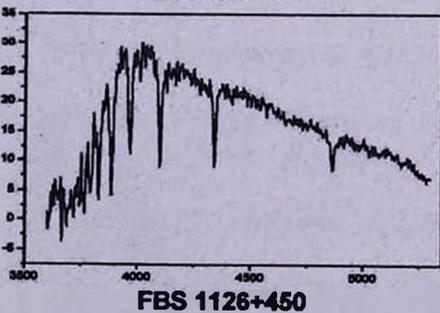
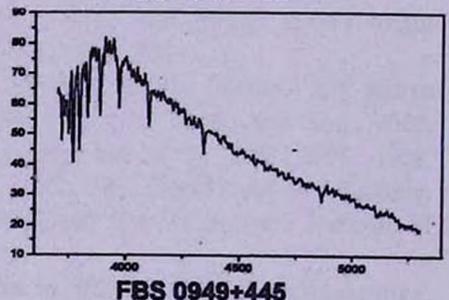
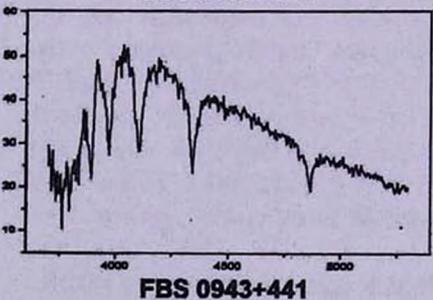
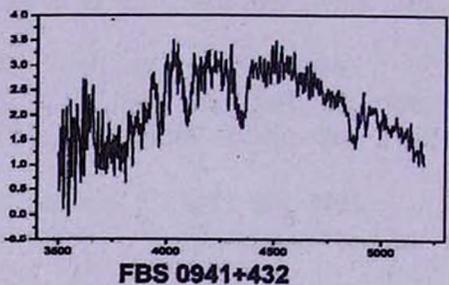
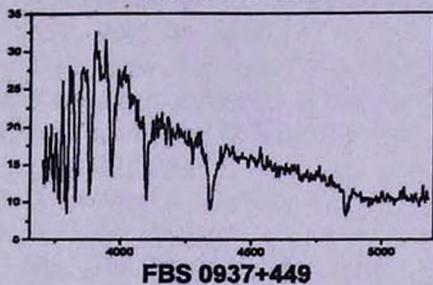
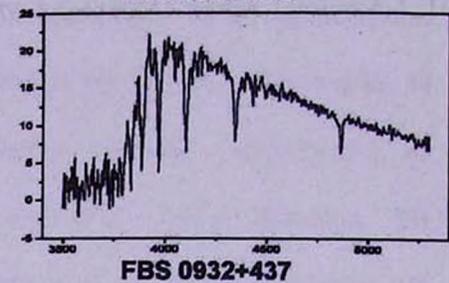
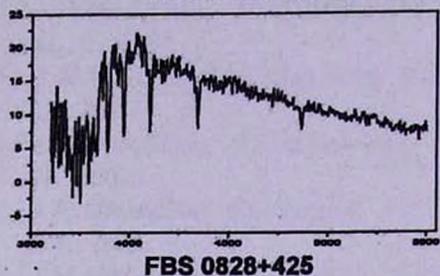
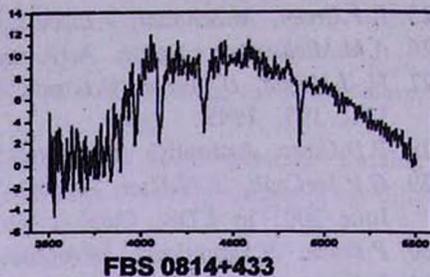
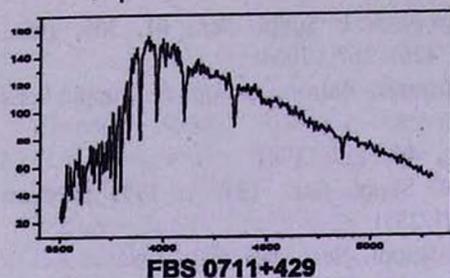
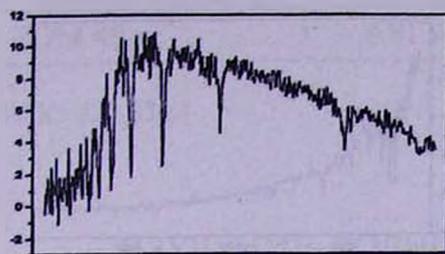
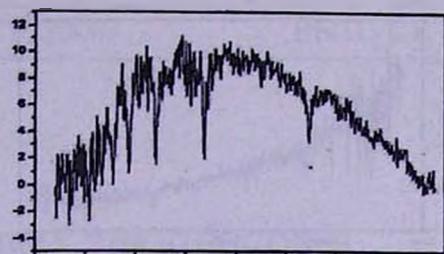


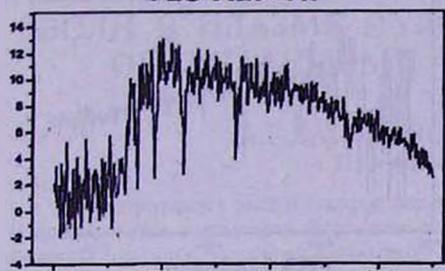
Рис.2. Щелевые спектры 30 голубых звездных объектов FBS полосы $\delta = +43^\circ$.



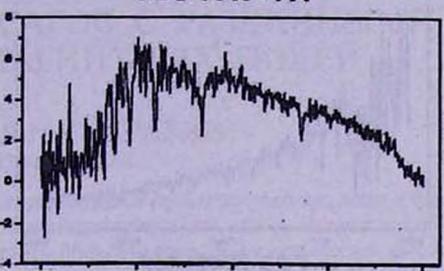
FBS 1129+447



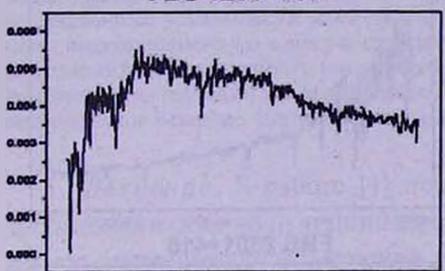
FBS 1148+444



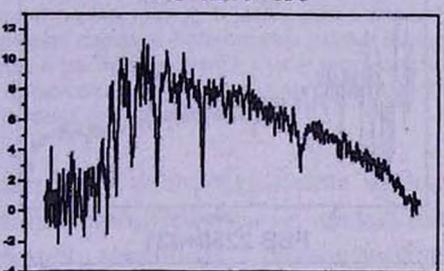
FBS 1208+450



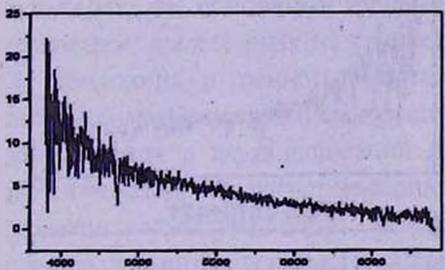
FBS 1221+450



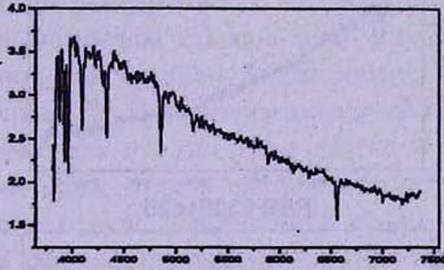
FBS 1315+447



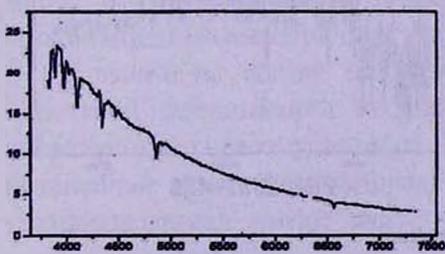
FBS 1516+424



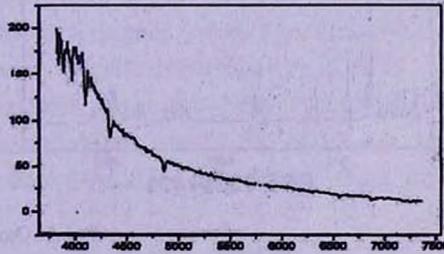
FBS 1525+422



FBS 1607+439

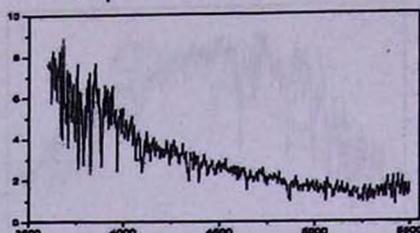


FBS 1822+414

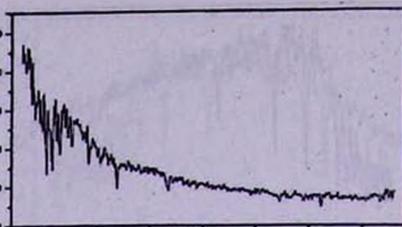


FBS 2149+425

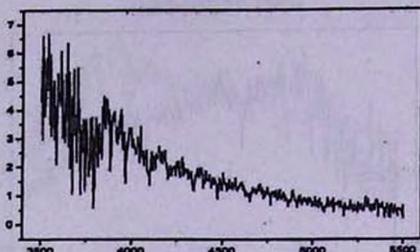
Рис.2. Продолжение.



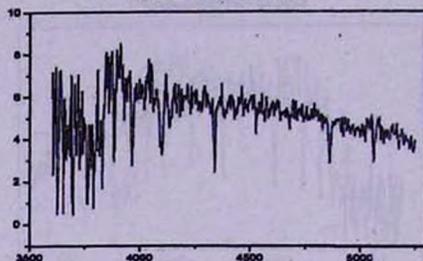
FBS 2212+421



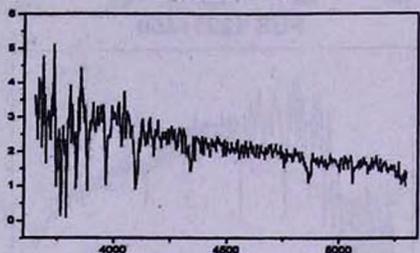
FBS 2231+448



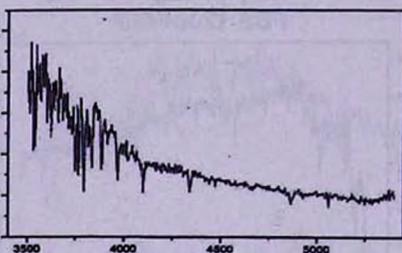
FBS 2241+447



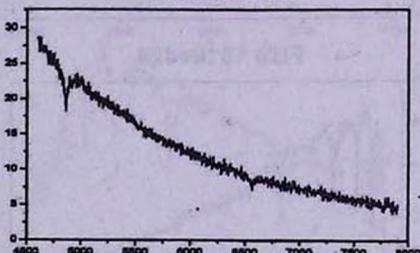
FBS 2249+446



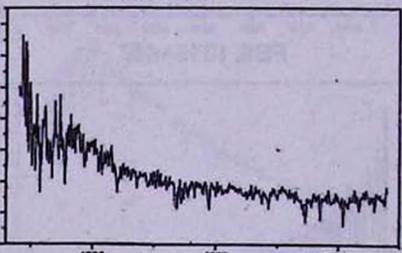
FBS 2250+431



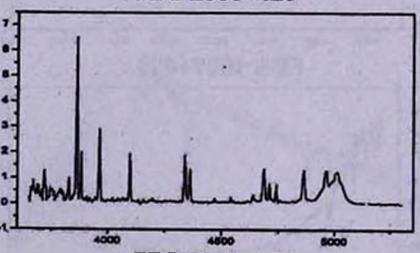
FBS 2301+415



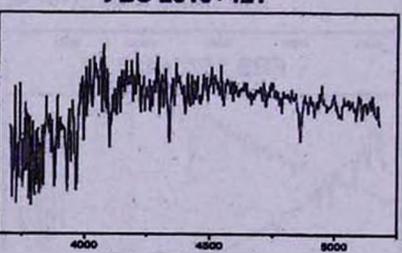
FBS 2308+425



FBS 2310+421



FBS 2323+421



FBS 2337+435

УДК: 524.354.4

ИЗУЧЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ ПУЧКАХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛН В ПЛАЗМЕ ПУЛЬСАРОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ОРИЕНТАЦИЯМИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

А.Г.БАГДОЕВ¹, Д.М.СЕДРАКЯН²

Поступила 23 марта 2006

Рассматриваются задачи распространения нелинейных пространственных волн в форме гауссовых пучков в пульсарах. В качестве определяющих уравнений, описывающих волновые движения плазмы с большими скоростями частиц, большой электропроводностью, высокой частотой волн и большими магнитными полями, используются известные уравнения магнитной газодинамики. Для относительно малых возмущений среды выводятся нелинейные эволюционные уравнения, и написаны порядки параметров движения, при которых все члены эволюционного уравнения имеют одинаковый порядок. Рассмотрены разные варианты направлений невозмущенного магнитного поля и распространения волны, которые могут возникнуть при изучении движения плазмы в пульсарах. В ряде случаев построено замкнутое аналитическое решение задачи об осесимметричных гауссовых пучках.

1. *Введение.* В работе [1] показано, что распространение магнитогазодинамических волн в ионизированной магнитоактивной плазме имеет важное значение для объяснения явлений, связанных с радиоизлучением пульсаров. В [2,3] рассмотрены нелинейные волновые процессы в пульсарах на основании решения двух нелинейных эволюционных уравнений, выведенных из уравнений магнитной газодинамики. В работе [4] выведены и решены эволюционные уравнения для химически активной магнитогазодинамической среды. В [5] получены дисперсионные соотношения в двухжидкостной плазме для произвольных частот. В [6] дается численный расчет газодинамических пучков на основе решения эволюционного уравнения. В [7] для случая совпадения направления невозмущенного магнитного поля и оси распространения квазиплоской волны получено решение эволюционного уравнения для магнитной газодинамики несимметричной жидкости в форме узких гауссовых пучков. В [8] выведены общие нелинейные эволюционные уравнения для магнитной газодинамики неоднородной жидкости при произвольных направлениях невозмущенного магнитного поля. Записанные в [2] нелинейные уравнения магнитной газодинамики без учета вязкости и теплопроводности имеют вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla\right) \rho + \rho \nabla \vec{V} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla\right) \vec{V} - \frac{1}{4\pi} (\vec{H} \cdot \nabla) \vec{H} = -\nabla \left(P + \frac{H^2}{8\pi}\right), \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla\right) \vec{H} - (\vec{H} \cdot \nabla) \vec{V} + \vec{H} (\nabla \cdot \vec{V}) = v_m \nabla^2 \vec{H}, \quad (3)$$

где $v_m = c^2/4\pi\sigma$, c - скорость света, σ - электропроводность. При распространении волн относительно малой интенсивности можно полагать [4,7]

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}, \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad P = P_0 + P'. \quad (4)$$

Тогда в (3) под знаком производной вместо \vec{H} можно брать \vec{h} и в волновой области для малого значения характерного параметра возмущения $\gamma_1 \sim V/c_n$, где V - скорость частиц, c_n - скорость волны, считать эйконал $\tau \sim 1/\omega$ малым (ω - частота невозмущенной волны). Тогда имеют место порядки величин, используемые для получения нелинейного эволюционного уравнения, получаемые приравнением порядков величин в (3):

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial t_r}, \quad \frac{\partial}{\partial \tau} \sim \omega, \quad \frac{\partial}{\partial t_r} \sim \omega \gamma_1, \quad \vec{h} \sim \gamma_1 \vec{H}, \quad \nabla \sim \frac{\omega}{c_n}, \quad \omega \sim \gamma_1 \sigma, \quad c_n \sim c, \quad (5)$$

причем последнее соотношение [2,3] эквивалентно соотношению $a_1 \sim c$, $a_1 = H/\sqrt{4\pi\rho}$ есть скорость Альфвена. При этом (2) дает еще порядки

$$\rho' \sim \gamma_1 \rho c^2, \quad h \sim \gamma_1 H, \quad H/\sqrt{4\pi\rho} \sim c. \quad (6)$$

Таким образом, для не очень малых значений параметра возмущений [2,3] γ_1 , скорости V , частоты ω , магнитные поля H , и электропроводность велики, и тем не менее можно пользоваться уравнениями магнитной газодинамики (1)-(3).

В настоящей статье изучены нелинейные задачи для случаев, когда высокочастотная волна имеет характер пучка (трехмерная задача). Рассмотрены случаи: 1) осевого магнитного поля при основной радиальной скорости частиц и волн, 2) азимутального магнитного поля при основной осевой скорости частиц и волн, 3) азимутального магнитного поля при сходящейся квазицилиндрической волне, 4) продольного осевого магнитного поля при основной продольной скорости частиц и волн [7], 5) осевой и азимутальной компонент полей при наклонном к оси фронте волны (общий случай). Такое разнообразие вариантов задач связано с многообразием возможностей волнового движения в звездах.

2. *Случай осевого поля и сходящейся волны.* Рассмотрим продольное осевое постоянное магнитное поле в цилиндре, ось которого направлена по оси y , $H_y^0 = H_0$. В направлении к оси, т.е. по радиальной координате r цилиндра, распространяется квазипродольная магнитогазодинамическая волна в виде нелинейного пучка, заданного в форме гауссова пучка на входе в среду, т.е. при $r=R$, в функции координаты y и угловой координаты θ . Обозначим $z = R\theta$, где R - радиус цилиндра. Положим для компонент магнитного поля

$$H_y = H_0 + h_y, \quad H_r = h_r, \quad H_z = h_z, \quad h_z = h_\theta,$$

где h есть малое индуцированное поле. Проводя выкладки в полных уравнениях магнитной газодинамики, которые совпадают с выкладками для случая плоской волны [2], получаемых из (1)-(3) добавлением вязких и теплопроводящих членов, можно получить эволюционное уравнение для сходящейся к оси $r=0$ волны $\tau = \tau_1 - t$, $\tau_1 = (R-r)/c_n$,

$$-c_n \frac{\partial^2 V_r}{\partial r \partial \tau} - \frac{1}{2} \bar{L} V_r + c_n \frac{\partial V_r}{\partial \tau} \frac{d \ln \phi}{dr} = -\frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\Gamma V_r \frac{\partial V_r}{\partial \tau} + D \frac{\partial^2 V_r}{\partial \tau^2} + E \frac{\partial^3 V_r}{\partial \tau^3} \right), \quad (7)$$

где V_r - радиальная компонента скорости частицы, связанная с основной по порядку компонентой возмущенного магнитного поля соотношением

$$h_y = -\frac{V_r}{c_n} H_0, \quad c_n^2 = c_s^2 + c_A^2, \quad (8)$$

где c_s - скорость звука, c_A - скорость Альфвена,

$$-\frac{1}{2} \bar{L} V_r = \frac{1}{2} c_n \left(c_n - c_s^2 c_A^2 \frac{1}{c_n^3} \right) \frac{\partial^2 V_r}{\partial y^2} + \frac{1}{2} c_n^2 \frac{\partial^2 V_r}{\partial z^2}, \quad (9)$$

$$\Gamma = \frac{\gamma + 1}{2} \frac{c_s^2}{c_n^2} + \frac{3}{2} \frac{c_A^2}{c_n^2},$$

$$D = -\frac{1}{2 c_n} \left\{ \frac{1}{\rho_0} \left(\xi_0 + \frac{4}{3} \eta \right) + \frac{c_A^2}{c_n^2} \nu_m + \frac{(\gamma - 1)^2 T k_0}{\rho c_n^2} \right\}, \quad (10)$$

$$E = -\frac{\tau_0}{2 c_n} \frac{(\gamma - 1)^2 T k_0}{\rho c_n^2}.$$

В (7) предположено, что берется уравнение до некоторого $r > r_0$, причем $\omega r_0/c_n \gg 1$, где ω - частота процесса. В (10) γ - показатель адиабаты, ξ_0 и η - вязкость, k_0 - теплопроводность, T - температура, τ_0 - релаксация тепла, ϕ - лучевое решение, которое для данной задачи находится из уравнения $d \ln \phi / dr = -1/2 r$, $\phi = \sqrt{R}/\sqrt{r}$, ν_m - магнитная вязкость.

Коэффициенты (8), (9) уравнения (7) такие же, как и в задаче о распространении плоской волны поперек однородного магнитного поля [2]. Но смысл поперечных координат y и z и лучевого решения ϕ другой. Если считать $c_A c_s / c_n^2 \ll 1$, то уравнение (8), (9) допускает

решение осесимметричных пучков по "радиальной" координате $\xi = \sqrt{y^2 + z^2}$, причем начальное условие на границе $r = R$ можно задавать в виде локальной перетяжки

$$V_r = K_0 e^{-i\omega t} e^{-\frac{\xi^2}{2\xi_0^2} + i\frac{\xi^2}{2R_0(0)}} \quad (11)$$

в форме гауссового пучка и получать решение для узких пучков уравнения (7) в известном виде [2,7].

Можно получить и решение для узких пучков для более реальной круговой перетяжки (не зависящей от координаты z), для которой в (11) следует заменить ξ на y .

Для произвольных c_s, c_A уравнение (7) допускает решение в форме эллиптических в поперечном сечении пучков, которое, так же, как и для осесимметричных, сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению для ширины пучка [2].

Все эти аналитические решения [2,7] проходят в случае значительной дисперсии E . В то же время в силу малости коэффициента релаксации τ_0 в (10) это условие, вообще говоря, не выполняется.

Тем не менее можно обобщить подход, даваемый магнитогазодинамическими уравнениями (7)-(10), на более точный учет дисперсии за счет двухжидкостных уравнений плазмы [5]. Там показано, что для плазмы в поперечном магнитном поле имеет место уравнение частот ω

$$\frac{\omega_0^2}{\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 - 1} - \frac{\omega_0^2}{c^2} a_1^2 \frac{1}{1 - \left(\frac{kc_s}{\omega}\right)^2} + \omega^2 \left\{ 1 + \frac{\omega_l^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\omega_l}{\omega_1} \frac{N_l^2}{1 - N_a^2} \right) \right\} = 0. \quad (12)$$

Здесь c - скорость света, K - волновое число, ω_0 - большая плазменная частота, $\omega_{l,i}$ - циклотронные частоты, причем $\omega_l \omega_i = c_A^2 (\omega_0^2 / c^2)$ [5]. В плотной плазме $kc/\omega \gg 1$, $\omega \ll \omega_0$ и (12) дает в нулевом порядке

$$\omega = \omega^0, \quad (\omega^0)^2 = k^2 (c_A^2 + c_s^2), \quad (13)$$

т.е. известную частоту (8). Полагая $\omega^2 = \omega_0^2 + \bar{\omega}$, где $\bar{\omega}$ мало и, считая в (12), (13), что $\omega_l \ll \omega_0$, получим для плотной плазмы из (12)

$$2\omega^0 \omega' = \bar{\omega}, \quad \omega' = -\frac{\omega_0^3}{2c_n^2} \frac{c^2}{\omega_0^2} \frac{c_A^2}{c_s^2 + c_A^2}. \quad (14)$$

С другой стороны, уравнение дисперсии для уравнения (7) имеет вид [2]

$$\omega' = -\frac{1}{c_n} E \omega^{0^3}, \quad v = -\frac{D}{c_n}.$$

Сравнивая с (14) можно записать уточненное за счет дисперсии волн в двухжидкостной плазме (14) эволюционное уравнение в виде (7), в котором

$$E = -\frac{\tau_0 (\gamma - 1)^2 T k_0}{2 c_n \rho c_n^2} - \frac{c^2}{2 \omega_0^2 c_n} \frac{c_A^2}{c_S^2 + c_A^2}. \quad (15)$$

Для характерной лабораторной плазмы имеют место значения параметров плазменных волн

$$H_0 = 5 \cdot 10^4 \text{ Гс}, \quad n = 10^{13} \text{ см}^{-3}, \quad \omega_0 = 10^7 \text{ с}^{-1}, \\ \omega_0^2 = \frac{4\pi^2 n e^2}{m}, \quad e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}, \quad m = 10^{-27} \text{ г}. \quad (16)$$

Тогда получится

$$\omega_0^2 = 2 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-2}, \quad \omega' = -\frac{1}{4} 10^6 \text{ с}^{-1}. \quad (17)$$

При этом дисперсия становится существенно большей и приближенное нелинейное решение узких пучков [2,7] применимо.

Это решение для безразмерной ширины пучка $f(\tau') = \xi(\tau')/\xi(0)$, т.е. отношения радиуса пучка $\xi = \xi(\tau')$ в текущем сечении $r=r_1$, например, $r_1 = \frac{1}{2} 10^2$ см, к начальному радиусу $\xi(0) = 10$ см в сечении $r=R$, где $R = 10^2$ см, дается формулами $\phi \approx 1$,

$$f^2(\tau'_1) = \frac{M'}{M' + F'^2} + (M' + F'^2) \left(\tau'_1 + \frac{F'}{M' + F'^2} \right)^2, \\ M' = \frac{c_n^4}{\xi^4(0)\omega^4} + \frac{2 K_0^2 c_n^2 K_1}{\xi^2(0)\omega^4} - \frac{K_2^2 K_0^4}{\omega^4}, \quad (18)$$

$$F' = \frac{c_n^2}{\omega^2 R_1(0)} - \frac{K_2 K_0^2}{\omega^2}, \quad v' = v\omega^2, \quad \tau'_1 = \omega\tau_1,$$

$$K_1 = -\frac{3\omega'\Gamma^2\omega^3}{8c_n^2} \frac{e^{-2v\tau'_1}}{98\omega'^2 + v'^2}, \quad K_2 = -v'\omega^3 \frac{1}{8c_n^2} \frac{\Gamma^2 e^{-2v\tau'_1}}{9\omega'^2 + v'^2},$$

причем принято $v'\tau'_1 \ll 1$. Тогда, принимая, что $\omega = 10^7 \text{ с}^{-1}$, $c_n = 10^7 \text{ с}^{-1}$, значение начальной кривизны волны $(1/R_1(0))(c_n/\omega) = -10^{-2} \text{ см}^{-1}$, получим $K_1 = 5/3$, $v' = 10^2$, $K_2 = -(1/3)10^2$, $F' = -10^{-2}$, $M' = 2 \cdot 10^{-4}$ в нелинейном случае, при этом в точке $r_1 = \frac{1}{2} 10^2$, $\tau'_1 = \omega\tau_1$, $\tau'_1 = \frac{R-r_1}{c_n} \omega$, $\tau'_1 = \frac{1}{2} 10^2$, $f(\tau'_1) = 0.85$. В линейном случае $K_{1,2} = 0$ и получится $f(\tau'_1) = 0.7$. Таким образом имеется существенное сужение пучка и возрастание амплитуды.

3. *Случай азимутального поля и плоской волны.* Рассмотрим случай, когда имеется цилиндрический столб плазмы, находящийся в равновесии в начальном азимутальном магнитном поле H_0^0 . Выберем ось x по оси цилиндра, r - радиальная координата, θ - угловая. В начальном состоянии

$$H_0^0 = \frac{4\pi}{c} j_0 r, \quad (19)$$

где j_0 - осевая плотность тока, $j_0 = \text{const}$. Имеет место распространяющаяся по оси x невозмущенная продольная волна с эйконалом $\tau = x/c_n - t$. Тогда из уравнений магнитной газодинамики [2,7], получаемых из (7)-(10) добавлением вязкости и теплопроводности, можно получить упрощенное эволюционное уравнение $c_n^2 = c_A^2 + c_s^2$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 V_x}{\partial t \partial \tau} + \frac{1}{2} c_n^2 \left\{ \frac{\partial^2 V_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_x}{\partial r} + \left(\frac{c_s^4}{c_n^4} + \frac{c_A^2}{c_n^2} \right) \frac{\partial^2 V_x}{r^2 \partial \theta^2} \right\} - \\ & - \frac{\partial V_x}{\partial \tau} \frac{d \ln \phi}{dt} = - \frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\Gamma V_x \frac{\partial V_x}{\partial \tau} + D \frac{\partial^2 V_x}{\partial \tau^2} + E \frac{\partial^3 V_x}{\partial \tau^3} \right). \end{aligned} \quad (20)$$

Полученное уравнение по форме совпадает с уравнениями (7) и (10), Γ , D и E даются в (10) и (15), хотя переменные r, θ в поперечном операторе другие. При этом $c_n = c_n(r)$ в силу (19), поэтому вышеуказанное простое решение узких пучков [2,7] здесь не проходит. В то же время можно решать задачу о гауссовых пучках для уравнения (20) численно методом [6].

4. *Случай азимутального поля и сходящейся волны.* В случае азимутального поля H_0^0 при сходящейся квазицилиндрической волне, где главная по порядку компонента скорости частиц есть V_r , вводя эйконал $\tau = (R-r)/c_n - t$, можно получить $h_0 = -H_0^0 \frac{1}{c_n} V_r$, и эволюционное уравнение будет $c_n^2 = c_s^2 + c_A^2$,

$$\begin{aligned} & -c_n \frac{\partial^2 V_r}{\partial r \partial \tau} + \frac{1}{2} c_n^2 \frac{\partial^2 V_r}{\partial x^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{c_s^4}{c_n^4} + c_A^2 \right) \frac{\partial^2 V_r}{r^2 \partial \theta^2} + c_n \frac{\partial V_r}{\partial \tau} \frac{d \ln \phi}{dr} = \\ & = - \frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\Gamma V_r \frac{\partial V_r}{\partial \tau} + D \frac{\partial^2 V_r}{\partial \tau^2} + E \frac{\partial^3 V_r}{\partial \tau^3} \right), \end{aligned} \quad (21)$$

где $d \ln \phi / dr = -1/2r$. Снова эволюционные уравнения, для которых невозмущенное магнитное поле нормально скоростям частиц и направлению распространения волны, по форме записи совпадают. Однако, поскольку c_n зависит от r , в отличие от (7), уравнение просто не интегрируется.

5. *Случай осевого поля и плоской волны.* Для случая осевого невозмущенного магнитного поля $H_y^0 = H_0$ и распространяющейся по оси y плоской волны в задаче о осесимметричных гауссовых пучках можно полагать для эйконала $\tau = y/c_n - t$, причем для приосевых областей можно для скоростей быстрых и медленных волн получить [7], $c_n = c_s$ и

$c_n = c_A$, эволюционное уравнение для $c_n = c$, запишется $V_y = u$,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial r} + \frac{1}{2} \frac{c_n^2 c_s^2}{2 c_n^2 - c_s^2 - c_A^2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^3} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} \right) - \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{d \ln \phi}{dt} = - \frac{1}{c_n} \left(\Gamma u \frac{\partial u}{\partial \tau} + D \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + E \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} \right). \quad (22)$$

Значение нелинейного коэффициента

$$\Gamma = \frac{\gamma + 1}{2} \frac{c_n^2 - c_A^2}{2 c_n^2 - c_s^2 - c_A^2} + \frac{3}{2} \frac{c_n^2 - c_s^2}{2 c_n^2 - c_s^2 - c_A^2}, \quad (23)$$

которое при $c_n = c$, совпадает с газодинамическим, и тот же вывод относится к коэффициентам D и E , даваемым (10) при $c_A = 0$.

Решение узких пучков [2,7] для (22) применимо.

6. *Общий случай направлений поля и волны.* Рассмотрим довольно общий и практически важный случай, когда начальное магнитное поле и волновой вектор находятся в цилиндрической поверхности

$$\vec{H}^0 = H_0 \vec{e}_y + H'_0 \vec{e}_\theta, \quad \tau = k_y y + k_\theta \theta - t, \quad (24)$$

где y совпадает с осью цилиндра, $\vec{e}_y, \vec{e}_\theta$ - единичные векторы. При выборе \vec{H}^0 согласно (24) естественен и выбор эйконала, поскольку $H'_0 = H'_0(r)$ и не зависит от y, θ .

В основных порядках получится

$$\begin{aligned} -h_y &= H'_0 k_\theta \frac{1}{r} V_y - H_0 k_\theta \frac{1}{r} V_\theta, \\ -h_\theta &= H_0 k_y V_\theta - H'_0 k_y V_y. \end{aligned} \quad (25)$$

Будем рассматривать значения $r > r_1$, где r_1 фиксирована, тогда в главных порядках можно производные от $1/r$ не учитывать.

Из уравнений магнитной газодинамики, выбирая оси x_2, x_3 , в касательной плоскости волны, можно получить в общем случае произвольной волны эволюционное уравнение [4,8]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial \tau} - \frac{1}{2} c_n \left(\frac{\partial^2 \alpha_1}{\partial \alpha_2^2} \frac{\partial^2 u}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \alpha_1}{\partial \alpha_3^2} \frac{\partial^2 u}{\partial x_3^2} + 2 \frac{\partial^2 \alpha_1}{\partial \alpha_2 \partial \alpha_3} \frac{\partial^2 u}{\partial x_2^2} \right) - \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{d \ln \phi}{dt} = - \frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\Gamma u \frac{\partial u}{\partial \tau} + D \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + E \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} \right), \quad (26)$$

где u есть нормальная к волне скорость частиц, Γ дается (23)

$$D = -\frac{1}{2c_n \Lambda} \left\{ \left(c_n^2 - \frac{H_n^2}{4\pi\rho_0} \right) \left(\xi + \frac{4}{3}\eta \right) + \frac{\eta(c_n^2 - c_s^2)}{4\pi\rho_0^2 c_n^2} H_n^2 + \right. \\ \left. + v_m(c_n^2 - c_s^2) + \left(c_n^2 - \frac{H_n^2}{4\pi\rho_0} \right) \frac{(\gamma - 1)^2 T k_0}{\rho_0 c_n^2} \right\}, \quad (27)$$

$$E = -\frac{c_n^2 - \frac{H_n^2}{4\pi\rho_0}}{2c_n \Lambda} \tau_0 \frac{T(\gamma - 1)^2 k_0}{\rho_0 c_n^2}, \quad \Lambda = 2c_n^2 - c_s^2 - c_A^2,$$

$\alpha_{1,2,3}$ - компоненты волнового вектора, причем в магнитной газодинамике они вычисляются с помощью уравнения для нормальной скорости линейной волны и имеют вид [4,8]

$$\frac{\partial^2 \alpha_1}{\partial \alpha_2^2} = -c_n + c_s^2 c_A^2 \frac{H^2 - 2H_{x_1}^2 - H_{x_3}^2}{H^2 c_n \Lambda} + c_s^4 c_A^4 \frac{H_{x_1}^2 (H^2 - H_{x_1}^2 - H_{x_3}^2) (6c_n^2 - c_s^2 - c_A^2)}{4c_n^3 \Lambda^3}, \\ \frac{\partial^2 \alpha_1}{\partial \alpha_3^2} = -c_n + c_s^2 c_A^2 \frac{H^2 - 2H_{x_1}^2 - H_{x_3}^2}{H^2 c_n \Lambda} + c_s^4 c_A^4 \frac{H_{x_1}^2 (H^2 - H_{x_1}^2 - H_{x_3}^2) (6c_n^2 - c_s^2 - c_A^2)}{4c_n^3 \Lambda^3}, \quad (28) \\ \frac{\partial^2 \alpha_1}{\partial \alpha_2 \partial \alpha_3} = c_n c_s^2 c_A^2 \frac{H_{x_3} H_{x_2}}{H^2} \frac{3c_s^2 + 3c_A^2 - 2c_n^2}{\Lambda^3}.$$

Здесь $H^2 = H_{x_1}^2 + H_{x_2}^2 + H_{x_3}^2$, $H_{x_1} = H_n$ - проекция \vec{H}^0 на нормаль к волне, H_{x_2, x_3} - на касательную, причем согласно (23) имеет место

$$x_2 = r, \quad x_1 = y \frac{k_y}{k} + \theta \frac{k_\theta}{k}, \quad x_3 = y \frac{k_\theta}{rk} - r \theta \frac{k_y}{k}, \\ k^2 = k_y^2 + \frac{k_\theta^2}{r^2}, \quad k^2 = c_n^{-2}, \quad (29) \\ H_{x_2} = 0, \quad H_{x_1} = \frac{H_0 k_y + H'_0 \frac{k_\theta}{r}}{k}, \quad H_{x_3} = \frac{H_0 \frac{k_\theta}{r} - H'_0 k_y}{k}.$$

Поскольку $\partial^2 \alpha_1 / \partial \alpha_2 \partial \alpha_3 = 0$, возможно аналитическое решение методом раздела 2 и [2] задачи об узких гауссовых пучках в неоднородной плазме в предположении, что зависимостью коэффициентов в (26) от r пренебрегается.

Один из авторов (Д.С.) выражает благодарность гранту ARP2-3232-YE-04, при частичной финансовой поддержке которой была выполнена эта работа.

¹ Институт механики НАН Армении

² Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: dsedrak@server.physdep.r.am

THE STUDY OF WAVE PROCESSES IN NONLINEAR BEAMS IN THE CASE OF PROPAGATION OF WAVES IN PLASMA OF PULSARS WITH VARIOUS ORIENTATIONS OF MAGNETIC FIELDS

A.G.BAGDOEV¹, D.M.SEDRAKIAN²

The problems of propagation of nonlinear three-dimensional waves in form of Gaussian beams in pulsars are considered. To determine equations describing waves motion in plasma with large velocities of particles, large electroconductivity, high frequency of waves and large magnetic fields known equations of magnetogasodynamics are used. For respectively small disturbances of media nonlinear evolutionary equations are derived, and the orders of parameters of motion, for which all terms of evolutionary equation have the same order, are written. The various variants of magnetic fields are considered for which evolutionary equations are derived and solved.

Key words: *(stars:)pulsars:magnetic fields*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракян, *Астрофизика*, 31, 101, 1989.
2. А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян, *Астрофизика*, 44, 139, 2001.
3. А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян, *Астрофизика*, 45, 63, 2002.
4. A.G.Bagdоеv, A.A.Gurgenian, Istituto di meccanica applicata del politecnico di Torino, Nota tecnica 113, Torino, p.1-17, 1976.
5. Д.А.Франк-Каменецкий, *Лекции по физике плазмы*. Атомиздат, М., с.283, 1964.
6. Н.С.Бахвалов, Я.М.Жилейкин, Е.А.Заболотская, *Нелинейная теория звуковых пучков*. "Современные проблемы физики". Наука, М., с.176, 1982.
7. А.Г.Багдоев, Л.Г.Петросян, *Изв. АН АрмССР, Механика*, 36, №5, 3, 1983.
8. М.М.Минасян, *Докл. АН АрмССР*, 55, №5, 273, 1972.

УДК: 524.316

ИЗМЕНЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА
КОНТАКТНЫХ ТИПА W UMa - СИСТЕМ

Г.Н.ДРЕМОВА, М.А.СВЕЧНИКОВ

Поступила 16 ноября 2005

Принята к печати 9 июня 2006

Исследуется вековое изменение орбитального периода P_{orb} в зависимости от отношения масс компонентов q на выборке из 73 контактных систем класса W UMa, составленной на основе современного (1991-2003гг.) литературного обзора данных фотометрических и спектроскопических наблюдений. Практически у всех W UMa-систем (> 93% рассматриваемой выборки) обнаружено изменение орбитального периода P_{orb} , характер которого - знакопеременный независимо от деления на A- и W-подклассы. Статистическое изучение данной выборки по наблюдаемым характеристикам dP_{orb}/dt и q показало, что в среднем одинаковы количество увеличений (35 систем) и уменьшений периодов (33 системы), что указывает в пользу существования потоков, направленных попеременно от одной компоненты к другой и иллюстрирует циклический характер тепловых осцилляций. Анализ поведения dP_{orb}/dt в зависимости от массового интервала главной компоненты позволил уточнить граничное значение отношения масс $q \approx 0.4 + 0.45$ для разделения контактных двойных на A- и W-подклассы. Не обнаружено корреляций фактора переполнения внешней контактной конфигурации, полной массы контактной системы, отношения масс ее компонентов со знаком векового изменения периода. Обсуждаются физические свойства и эволюционные особенности изучаемых систем.

1. *Введение.* История изучения затменных систем поздних спектральных классов типа W UMa уходит в начало шестидесятых годов прошлого века. Среди тесных двойных звезд этот класс контактных систем является наиболее многочисленным и хорошо обеспечен фотометрическими и спектроскопическими данными наблюдений. Это связано с их короткопериодичностью ($P_{orb} \leq 12^h$) и способом открытия их как затменно-переменных. Несмотря на непрерывно уточняющуюся наблюдательную информацию и постоянно усложняющиеся теоретические модели звезд этого типа, их природа окончательно не разгадана. Отчасти это объясняется спецификой исследования W UMa-систем - трудностями самосогласованного определения физических и геометрических параметров компонентов, и одновременно описания механизма передачи массы и энергии в контактной конфигурации компонентов, погруженных в общую оболочку.

Анализ многочисленных наблюдательных данных позволяет выделить целый ряд неразрешенных вопросов, среди которых наибольший интерес заслуживают три так называемых парадокса:

1. Парадокс Люси [1], вытекающий из условия равных температур компонентов (о чем свидетельствуют как спектральные, так и фотометрические данные), когда отношение их светимостей прямо пропорционально отношению масс q , что входит в противоречие со стандартным соотношением "масса-светимость" ($M - L$) для звезд Главной последовательности (ГП), имеющим степенной характер ($a \approx 4$). Изоэнтропийные равновесные модели контактных систем в предположении CNO-цикла в главном компоненте, а в спутнике - $p-p$ цикла также не снимают противоречия, отклоняя характер зависимости "масса-радиус" ($M - R$) от требуемого условием контакта.

2. Парадокс Биннендийка [2], связанный с наличием двух типов затмения в главном минимуме, что приводит к феноменологическому делению контактных систем на два подкласса - А (*transit*) и W (*occultation*). В своих физических свойствах эти подклассы различаются тем, что массы и степень контакта W-систем в среднем меньше, а q и эффективные температуры - больше в отличие от А-систем; также остается неразрешенной категория контактных систем, попеременно демонстрирующих свойства W- и А-подклассов.

3. Эффект О'Коннела, показывающий различие высот главного и вторичного максимумов, что означает разную яркость контактной двойной системы на моменты орбитальной фазы 0.25 и 0.75 [3].

Суммируя результаты наблюдений в оптическом, рентгеновском, УФ, ИК и радиодиапазонах [4-6], можно заключить о наличии у контактных W УМа-систем сильно переменной короны, возникновение и механизмы прогрева которой предполагают наличие магнитного поля (до нескольких сотен Гаусс), сгенерированного динамо-механизмом в дифференциально вращающихся конвективных слоях [7]. Косвенным подтверждением магнитных полей у звезд поздних спектральных классов могут служить:

- корреляция предсказанного периода цикличности $P_{\text{ср}}$ с числом динамо N_D [8];
- корреляция рентгеновской светимости L_x со скоростью вращения v_{rot} [9];
- пятенная активность;
- аномальное отношение поверхностных яркостей J_1/J_2 в системах W-подкласса [10-11];
- рассогласование сложного изменения кривых цвета и кривых блеска с заметно выраженными депрессиями [12];
- фотометрическая волна - появление пятна на поверхности главного компонента из-за искажения его магнитного поля при переносе вещества со спутника [13];

- *хромосферная активность*, проявляющаяся в резонансном дублете Mg II 2802 Å и Luα [14], эмиссионные потоки в которых очень чувствительны к эффективной температуре звезды; важно отметить, что между W- и A-подклассами нет заметного различия в хромосферной эмиссии [15], тогда как при переходе от W-систем к A-подклассу рентгеновский поток уменьшается;

- *потеря массы* [16] и скачкообразный характер изменений P_{orb} [17].

Изучение последнего вопроса и будет составлять предмет данной статьи.

2. *Вековое изменение P_{orb}* . Из анализа O-C диаграмм Крайнер [17] показал, что у всех контактных типа W UMa отмечается скачкообразный характер изменений орбитального периода с последующей его стабилизацией в течение $10^4 \cdot P_{orb}$. Амплитуды орбитальных изменений в большинстве случаев нельзя объяснить эффектом удаленного третьего тела, но их можно описать в рамках процесса переноса массы, как в пределах контактной системы, так и из системы и процесса потери полного углового момента, запасенного в системе.

Современная модель происхождения и эволюции W UMa-систем, связывающая в рамках теории магнитного торможения [18-22] разделенные двойные (с массой главного компонента $M_1 \leq 1.5 \div 2 M_{\odot}$), предконтактные типа *короткопериодические RS CVn* ($P_{orb} \leq 1^d.2$) и W UMa-звезды в единую эволюционную цепочку [23,24], разумно воспроизводит статистику контактных двойных среди объектов поля [25-27]. Потеря орбитального углового момента из-за магнитного звездного ветра должна сказаться на вековом уменьшении P_{orb} .

На основе современного (1991-2003гг.) литературного обзора данных многоцветной фотометрии, фотоэлектрических, спектроскопических и старых фотографических наблюдений для 73 W UMa-систем с рассчитанными квадратичными эфемеридами вида $Min I = T_0 + P \cdot E + Q \cdot E^2 + \Delta t$ было проведено статистическое исследование зависимости величины изменения P_{orb} от отношения масс компонентов (табл.1). Коэффициент квадратичного члена Q позволяет оценить вековое изменение (уменьшение или возрастание в зависимости от знака) орбитального периода как $dP_{orb}/dt = 2 \cdot Q \cdot 365/P_{orb}$ (день/год).

На рис.1 представлена зависимость векового изменения орбитального периода от отношения масс компонентов для 37 контактных систем W-подкласса, анализ которой не позволяет подтвердить выводы, сделанные Кианом [109] о том, что при $q > 0.4$ W UMa-системы W-подкласса демонстрируют вековое возрастание орбитального периода, а при $q < 0.4$ - вековое убывание. В данном же случае можно говорить о равновероятном распределении знака величины dP_{orb}/dt на интервале

ПАРАМЕТРЫ КОНТАКТНЫХ ЗВЕЗД ТИПА W UMa

№	KW системы	P_{orb}	dP/dt	q	M_{orb}	$f, \%$	Тип	Литература	Примечание	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
1	AB And	0.332	$+9.6 \cdot 10^{-8}$	0.49 _{sp}	1.55	15	W	[28-31]	ПР?	
2	CN And	0.462	$-2.26 \cdot 10^{-7}$	0.39 _{sp}	1.8	43	W	[30-33]		
3	EP And	0.404	$+1.16 \cdot 10^{-7}$	0.34 _{sp}	-2.1	39	W	[30,31,33,34]		
4	GZ And	0.305	$+7.3 \cdot 10^{-8}$	0.51 _{ph}	-1.83	-	W	[30,31,35]		
5	OO Aql	0.507	$-2.33 \cdot 10^{-7}$	0.84 _{sp}	1.92	27	A	[30, 36]		
6	V417 Aql	0.370	$-5.5 \cdot 10^{-8}$	0.36 _{sp}	1.90	19	W	[30, 37]		
7	V803 Aql	0.263	$-1 \cdot 10^{-8}$	1 _{ph}	1.58	8	W	[30,31,38]		
8	SS Ari	0.406	$-6.08 \cdot 10^{-7}$	0.30 _{sp}	1.51	13	W	[30,39,40]		
9	TZ Boo	0.297	$-1.18 \cdot 10^{-7}$	0.13 _{sp}	0.89	-	A/W	[30,41,100]		
10	VV Boo	0.342	$-1.7 \cdot 10^{-7}$	0.43 _{sp}	1.38	72	A	[30,42]		
11	XY Boo	0.370	$+6.13 \cdot 10^{-7}$	0.16 _{sp}	1.73	5	A	[30,31,43,44]		
12	44i Boo	0.268	$+1.49 \cdot 10^{-7}$	0.49 _{sp}	1.38	0	W	[30,41,45]		
13	AD Cnc	0.283	$+4.4 \cdot 10^{-7}$	0.62 _{ph}	1.51	14	W	[30,31,46]		
14	UW CVn	0.292	0	0.24 _{ph}	-	20	W	[47]		устойчивый P_{orb}
15	BO CVn	0.517	$+4.28 \cdot 10^{-7}$	0.21 _{ph}	-	18	A	[30, 48]		
16	V471 Cas	0.405	0	0.59 _{ph}	-	19	A	[49]		устойчивый P_{orb}
17	V523 Cas	0.233	$+9.09 \cdot 10^{-8}$	0.42 _{ph}	0.86	20	W	[30,50]		
18	V676 Cen	0.292	$+1.02 \cdot 10^{-7}$	0.72 _{ph}	1.67	9	W	[51]		M_1 из [34]
19	V758 Cen	0.581	$-2.26 \cdot 10^{-9}$	0.27 _{ph}	≈ 3	42	-	[106]		M_1+M_2 из [34] КР-класс
20	VW Cep	0.278	$-2.08 \cdot 10^{-7}$	0.4 _{sp}	1.19	22	W	[52,53]		
21	GW Cep	0.319	$-6.62 \cdot 10^{-8}$	0.37 _{ph}	1.45	11	W	[31,54]		
22	RW Com	0.237	$-4.3 \cdot 10^{-8}$	0.34 _{ph}	1.23	17	W	[31, 55]		
23	SS Com	0.413	$+5.91 \cdot 10^{-7}$	0.4 _{ph}	2.2	-	W	[34, 56]	M_1+M_2, q из [34]	
24	CC Com	0.221	$-4.39 \cdot 10^{-8}$	0.47 _{sp}	1.2	20	W	[31, 50]		
25	EK Com	0.267	$-5.6 \cdot 10^{-8}$	0.30 _{sp}	-	15	W	[30, 57]		
26	W Crv	0.388	$\pm 2.89 \cdot 10^{-9}$	0.68 _{ph}	1.68	15	A	[30, 58]	морф. из [31]	
27	CV Cyg	0.983	$-4.36 \cdot 10^{-7}$	0.21 _{ph}	2.42	49	A/W	[30, 98]	M_1+M_2 из [34] Предконтактная?	
28	DK Cyg	0.471	$+8.92 \cdot 10^{-8}$	0.32 _{sp}	2.34	55	A	[30,59, 60]		
29	V401 Cyg	0.583	$+9.26 \cdot 10^{-8}$	0.29 _{sp}	2.17	46	A	[30,59]		
30	V865 Cyg	0.365	$+5.4 \cdot 10^{-8}$	0.45 _{ph}	1.93	18	A	[30,61]	M_1 из [34]	
31	V1073 Cyg	0.786	$-3.84 \cdot 10^{-7}$	0.32 _{sp}	1.98	4	A	[30]		
32	LS Del	0.364	$+2.13 \cdot 10^{-7}$	0.38 _{sp}	1.46	6	W	[30,62,103]		
33	AM Eri	0.316	$+4.39 \cdot 10^{-7}$	-	-	-	-	[56]		
34	BL Eri	0.417	$+7.5 \cdot 10^{-8}$	0.54 _{sp}	0.94	16	A	[30,63]		
35	CT Eri	0.634	$+5.87 \cdot 10^{-8}$	0.32 _{ph}	2.93	-	W	[34,106]	M_1+M_2, q из [34]	
36	V728 Her	0.471	$+3.58 \cdot 10^{-7}$	0.18 _{sp}	1.95	71	W	[30,64,65]		
37	V 842 Her	0.419	$+9.25 \cdot 10^{-7}$	0.26 _{sp}	1.71	25	W	[30,43]		
38	DF Hya	0.331	$+1.65 \cdot 10^{-7}$	0.42 _{ph}	1.48	12	W	[30,31,66]		
39	EZ Hya	0.450	$-6.9 \cdot 10^{-7}$	0.25 _{sp}	2.2	-	A	[30, 67]	i из [34]	
40	SW Lac	0.321	$-5.84 \cdot 10^{-7}$	0.8 _{sp}	1.82	39	W	[30, 68]		
41	UZ Leo	0.618	$+3.59 \cdot 10^{-7}$	0.3 _{sp}	2.7	85	A	[30, 69]	КР-класс [34]	
42	AM Leo	0.366	$-1.53 \cdot 10^{-8}$	0.45 _{sp}	2.0	15	A/W	[30, 70]		
43	CE Leo	0.303	$+7.2 \cdot 10^{-7}$	0.5 _{ph}	1.41	3	W	[31, 71]		

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
44	XZ Leo	0.488	$+1.6 \cdot 10^{-6}$	0.72_{ph}	2.85	2	A	[31,99]	1982 $dP/dt > 0$
45	UV Lyn	0.415	$+1.57 \cdot 10^{-7}$	0.37_{sp}	1.85	45	A	[30, 72]	
46	V502 Oph	0.453	$-1.45 \cdot 10^{-7}$	0.37_{sp}	1.78	24	W	[30, 73]	KP-класс [34]
47	V508 Oph	0.345	$+3.47 \cdot 10^{-8}$	0.53_{ph}	1.53	10	A	[74]	
48	V566 Oph	0.410	$+1.73 \cdot 10^{-6}$	0.24_{sp}	1.83	41	A	[30, 75, 76]	M_1 из [34]
49	V839 Oph	0.409	$+3.1 \cdot 10^{-7}$	0.3_{sp}	2.2	39	A	[30, 77, 78]	
50	V1010 Oph	0.661	$-4.1 \cdot 10^{-7}$	0.45_{ph}	2.5	0	-	[67,101]	M_1 из [34]
51	ER Ori	0.423	$+1.31 \cdot 10^{-7}$	0.64_{ph}	2.51	15	W	[30, 79]	
52	FZ Ori	0.400	$-7.16 \cdot 10^{-8}$	0.79_{ph}	2.6	50	W	[34,80,108]	M_1 из [34]
53	BF Pav	0.302	$+1.62 \cdot 10^{-7}$	0.71_{ph}	1.9	10	W	[30,81]	
54	LT Pav	0.394	$-2.52 \cdot 10^{-7}$	0.34_{ph}	3.84	34	A	[82,83]	$M_1 + M_2$ из [34]
55	U Peg	0.375	$-1.05 \cdot 10^{-7}$	0.32_{sp}	1.45	9	W	[28,30]	
56	BB Peg	0.361	$+1.5 \cdot 10^{-7}$	0.36_{sp}	1.95	37	W	[30,102]	P_{orb} const 30 лет P_{orb} const [59] $M_1 + M_2$ из [34] P_{orb} const 1954-1979гг.
57	BX Peg	0.280	$-1.4 \cdot 10^{-7}$	0.38_{sp}	1.41	19	W	[84]	
58	BY Peg	0.342	$-1.67 \cdot 10^{-7}$	-	-	-	W	[56]	P_{orb} const 30 лет P_{orb} const [59] $M_1 + M_2$ из [34] P_{orb} const 1954-1979гг.
59	YZ Phe	0.235	0	0.41_{ph}	-	16	W	[85]	
60	AD Phe	0.380	0	0.94_{ph}	2.03	15	A	[30,31]	$M_1 + M_2$ из [34] P_{orb} const 1954-1979гг.
61	V743 Sgr	0.277	$-4.35 \cdot 10^{-8}$	0.32_{ph}	1.18	10	W	[30,31,105]	
62	Y Sex	0.420	$-5.5 \cdot 10^{-8}$	0.18_{sp}	1.43	0	A	[86,100,104]	$dP/dt = -5.11 \cdot 10^{-9}$ за период 1944-1976гг. $M_1 + M_2$ из [34]
63	RZ Tau	0.416	$+4.02 \cdot 10^{-8}$	0.54_{sp}	2.52	33	A	[30, 79,107]	
64	AH Tau	0.333	$+5.48 \cdot 10^{-8}$	0.77_{ph}	1.64	9	A	[30, 87,108]	предконтактная
65	EQ Tau	0.341	$-1.72 \cdot 10^{-7}$	0.44_{sp}	1.76	12	A	[30, 56]	
66	GR Tau	0.430	$-1.19 \cdot 10^{-7}$	0.22_{ph}	1.73	0	-	[88,89]	квазипериодическое изменение P_{orb} с 1902 $M_1 + M_2$ из [31]
67	V781 Tau	0.345	$-1.83 \cdot 10^{-8}$	0.4_{sp}	1.74	23	W	[90,91]	
68	W UMa	0.333	-	0.49_{sp}	1.69	32	W	[30]	предконтактная
69	TY UMa	0.354	$+2.12 \cdot 10^{-7}$	0.43_{ph}	1.49	27	W	[30,92]	
70	XY UMa	0.479	$+2.82 \cdot 10^{-8}$	0.61_{ph}	1.76	0	β Lyr	[93,94]	$M_1 + M_2$ из [34]
71	AW UMa	0.439	$-2 \cdot 10^{-7}$	0.08_{sp}	1.93	85	A	[30,95]	
72	BM UMa	0.271	$-1.02 \cdot 10^{-7}$	0.54_{ph}	≈ 1.46	17	W	[96]	$M_1 + M_2$ из [34]
73	AH Vir	0.407	$+1.0 \cdot 10^{-7}$	0.42_{ph}	1.9	24	W	[30,97]	

$q \sim 0.3 \div 0.5$ и имеющей место в отдельных случаях антикорреляции этих величин по сравнению с [109]. Так, например, период системы SW Lac последние десять лет непрерывно уменьшается [110] и оценивается как $-5.84 \cdot 10^{-7}$ день/год, в то время как спектроскопическая оценка q_{sp} достигает 0.8 [30]. Аналогичное замечание можно сделать для систем FZ Ori и BM UMa. В первом случае фотометрическая оценка эволюционного параметра q_{ph} по программе Вильсона-Девинни для случая звездной пятенной модели [108] и темп изменения периода, рассчитанный по квадратичной эфемериде [80] составляют 0.79 и

$-7.16 \cdot 10^{-8}$ день/год, соответственно. Во втором случае изучение орбитального периода ВМ UMa на протяжении более чем тридцати лет показало медленное, но непрерывное его уменьшение со скоростью $1.02 \cdot 10^{-7}$ день/год, а фотометрическое решение синтетических кривых

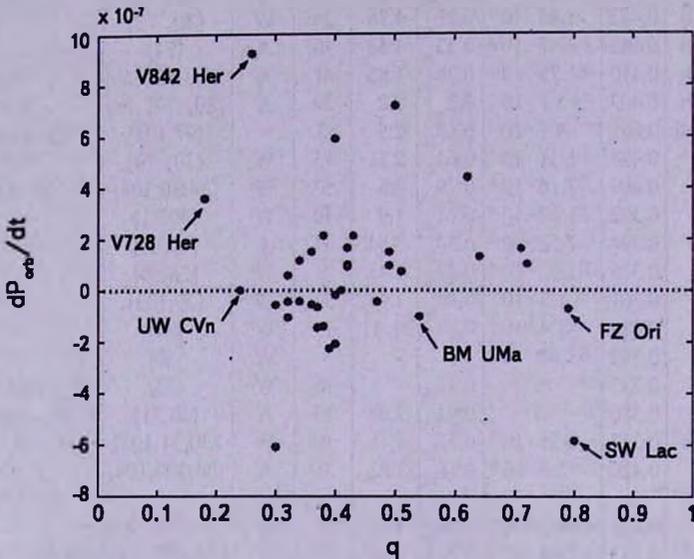


Рис.1. Зависимость векового изменения орбитального периода от отношения масс компонентов контактных систем типа W UMa подкласса W.

блеска дало оценку $q_{ph} \sim 0.54$ [96]. Другими примерами антикорреляции dP_{orb}/dt и q можно назвать контактные системы V728 Her и V842 Her, для которых спектроскопические наблюдения дают очень малое отношение масс - 0.18 и 0.26 - притом, что анализ квадратичных эфемерид указывает на вековое возрастание орбитальных периодов $+3.58 \cdot 10^{-7}$ [65] и $+9.25 \cdot 10^{-7}$ [43] день/год, соответственно.

Здесь необходимо обратить внимание на серьезные трудности в определении отношения масс фотометрически, когда имеется несколько заметно различающихся значений q , которые в равной степени удовлетворительно воспроизводят наблюдательную кривую блеска, как например, для FZ Ori значения q могут варьировать от 0.2 до 0.9 [80, 111], а для UZ Leo - от 0.12 до 0.7 [69]. Вопрос об отличии спектроскопических и фотометрических отношений масс для W UMa-класса исследовался Прибуллой и др. [30] на выборке из 92 звезд, в качестве возможных причин указывались третий блеск, понижающий глубины минимумов, наличие газа в системе, низкокачественная фотографическая спектроскопия. Систематичности в расхождении фотометрических и спектроскопических оценок q не отмечается. Например, для систем CN And, 44i Boo, V523 Cas, CC Com, LS Del,

BB Peg фотометрические отношения масс превышают спектроскопические q , а для RZ Tau и AN Vir - наоборот.

Изучение распределения контактных систем в зависимости от изменения их орбитального периода и фактора переполнения внешней контактной конфигурации f , определяемого на основе безразмерных потенциалов общей фотосферной оболочки Ω , внутренней Ω_{in} и внешней Ω_{out} критических поверхностей из фотометрических решений по формуле $f = (\Omega - \Omega_{in}) / (\Omega_{in} - \Omega_{out})$, показало, что корреляции со знаком векового изменения периода не обнаружено. За исключением CN And, EP And, BB Peg, SW Lac, V728 Her, FZ Ori факторы переполнения f контактных систем W-подкласса не превышают 25% и имеют тенденцию увеличиваться с уменьшением q . Такая же неопределенность остается и в интерпретации зависимости изменения орбитального периода от полной массы компонентов.

Анализ распределения A-подкласса контактных систем (23 системы в выборке) в зависимости от изменения орбитального периода и отношения масс демонстрирует вековое возрастание P_{orb} при $q > 0.45$ за исключением OO Aql (рис.2). Для меньших значений q распределение величины dP_{orb}/dt по знаку вновь выглядит равновероятным.

Возможно, при $q \approx 0.45$ контактная система начинает испытывать тепловые осцилляции, прерывающие на время контактную фазу, как это

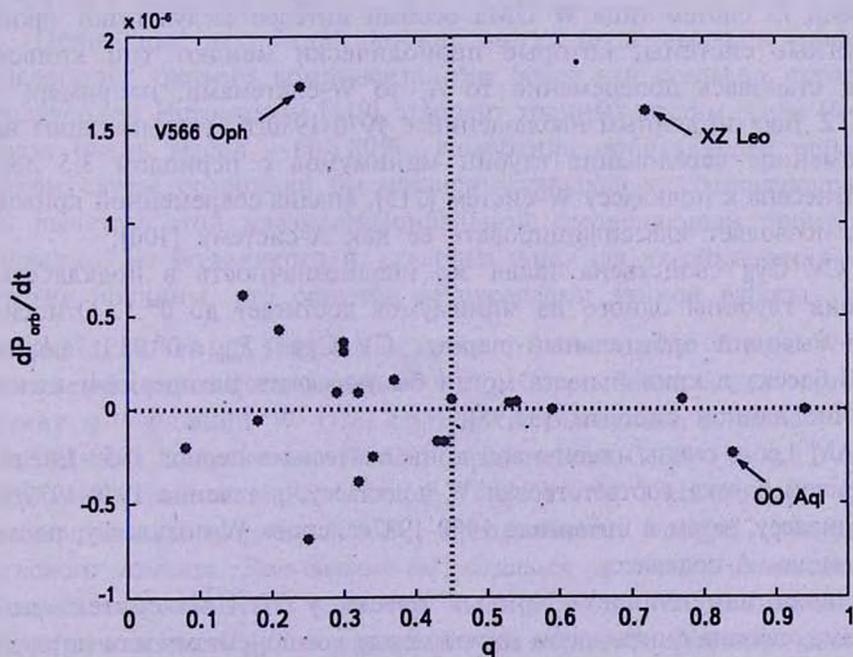


Рис.2. Зависимость векового изменения орбитального периода от отношения масс компонентов контактных систем типа W UMa подкласса A.

обосновывается в рамках ТРО-теории [112-114]. Циклический характер прерывания и возобновления контакта обусловлен невозможностью одновременного достижения теплового и динамического равновесия изоэнтропических моделей-звезд и наглядно объясняет наблюдаемые изменения орбитального периода, указывающие попеременно то на длительное уменьшение орбитального периода, то на его продолжительное возрастание.

Факторы переполнения f контактных систем А-подкласса варьируют от 5 до 50%, в отдельных случаях достигая 85% (VW Boo, UZ Leo, AW UMa). Это указывает на то, что А-подкласс в среднем интенсивней заполняет внешнюю критическую поверхность, чем W-подкласс. В пользу такого вывода также свидетельствует анализ параметра стабильности \mathfrak{Z} (при $\mathfrak{Z} = 0$ перенос массы не происходит из-за равных потенциалов компонентов), введенный Фланером [118] для характеристики темпа переноса массы, который в А-системах оказывается намного выше, чем в системах W-подкласса. Однако и для А-подкласса не отмечается корреляции dP_{orb}/dt и полной массы компонентов $M_1 + M_2$, диапазон изменения которой составляет $1.4 + 2.8 M_{\odot}$ (полная масса LT Pav достигает $\approx 4 M_{\odot}$), и является более компактным по сравнению с W-подклассом. Таким образом, подтверждается вывод о том, что массы А-систем в среднем больше масс W-систем.

Среди 73 систем типа W UMa особый интерес заслуживают такие контактные системы, которые периодически меняют тип кривой блеска, становясь попеременно то А, то W-системами, например:

1. TZ Boo по данным наблюдений с 1970-1980гг., указывающим на попеременное чередование глубин минимумов с периодом 3.5 лет, была отнесена к подклассу W-систем [115], анализ современной кривой блеска позволяет классифицировать ее как А-систему [100];

2. CV Cyg свойственна такая же неоднозначность в подклассах. Вариация глубины одного из минимумов достигает до $0^m.1$. Относительно высокий орбитальный период CV Cyg ($P_{orb} \approx 0^d.98$), форма кривой блеска и кривой цвета могли бы указывать на предконтактное состояние данной системы [34,98];

3. AM Leo с очень изменчивой кривой блеска в период 1959-1969гг. тип кривой блеска соответствовал W-подклассу, в течение 1970-1979гг. - А-подклассу, затем в интервале 1980-1987гг. снова W-подклассу, после 1988г. вновь А-подклассу.

Сильная изменчивость кривых блеска у W UMa-систем, по-видимому, связана с переносом массы между компонентами или потерей массы из системы вообще. Для ряда систем наблюдения позволяют обнаружить корреляцию между изменением в кривой блеска и скачко-

образным изменением периода. Определенно можно сказать, что, будучи подверженной столь сильным изменениям в течение достаточно короткого времени (3-10 лет), кривая блеска не может служить классификационным критерием для разделения класса контактных систем на подклассы A и W. Следует искать другой критерий, исходя из различий физических характеристик или механизмов, обеспечивающих разные уровни активности в конкретных наблюдательных диапазонах.

Используя оценки Раунен [117], полученные при исследовании вопросов устойчивости в контактной фазе ТДС, что продолжительность цикла тепловых осцилляций составляет $\approx 5+10$ миллионов лет, и учитывая работу этих осцилляций в тепловой шкале времени ($\approx 10^8$ лет), встает проблема с объяснением у некоторых W UMa-систем колебательного поведения P_{orb} на существенно более коротком временном диапазоне - 25-50 лет.

- AN Tau (A-подкласс): в течение 1944-1976гг. ее период систематически уменьшался со скоростью $-5.1 \cdot 10^{-9}$ день/год, а после 1976г. до настоящего момента - увеличивается со скоростью $+5.48 \cdot 10^{-8}$ день/год [87];

- Y Sex (A-подкласс): в течение 1954-1979гг. орбитальный период системы оставался постоянным [86], тогда как данные наблюдений с 1982г. и далее подтверждают вековое убывание dP_{orb}/dt со скоростью $-5.5 \cdot 10^{-8}$ день/год [100].

Периодные колебания вполне могут быть вызваны эффектом удаленного третьего компонента, тем более что согласно статистике, полученной Истоминым [119], процент тройных систем среди W UMa-звезд очень высок - $60+80\%$. Колебания орбитального периода в таком случае содержали бы квазисинусоидальную составляющую. Но за вычетом этой квазисинусоидальной составляющей орбитальные "прыжки" не устраняются и, следовательно, для их объяснения нужны другие причины, что остается за пределами данной работы.

3. *Заключение.* Фактом остается то, что почти у всех W UMa-систем обнаруживаются изменения P_{orb} . Современная модель происхождения и эволюции W UMa-систем, связывающая в рамках теории магнитного торможения [18-22] разделенные ТДС ($M_1 \leq 1.5 + 2M_{\odot}$), предконтактные типа RS CVn ($P_{orb} \leq 1^d.2$) и W UMa-звезды в единую эволюционную цепочку [23,24], предсказывает потерю орбитального углового момента. Это должно бы сказаться на вековом уменьшении P_{orb} . Однако статистическое изучение 73 W UMa-систем по наблюдаемым характеристикам dP_{orb}/dt и q показало, что в среднем одинаковы количество увеличений (35 систем) и уменьшений периодов (33 системы), что неплохо иллюстрируют циклический характер тепловых осцилляций.

В подтверждение TRO-теории также можно привести результаты работы [116], полученные при анализе перераспределения полных светимостей компонентов в общей конвективной оболочке, которая, в свою очередь, взаимодействует с компонентами:

- главные и вторичные компоненты А-подкласса расширяются со скоростью +2373.7 м/год и +8.7 м/год, соответственно, тогда как главные компоненты W-подкласса расширяются со скоростью +17.2 м/год, а спутники сжимаются со скоростью -0.32 м/год.

- среди 32 контактных систем найдено, что для 8 систем W-подкласса имеет место перенос массы от главного компонента к спутнику, а для 12 систем W-подкласса отмечается противоположное направление переноса массы; аналогичный расклад для А-подкласса составляет 9 и 3, соответственно.

Эти данные можно рассматривать в пользу существования потоков, направленных попеременно от одной компоненты к другой, которые то прерывают, то возобновляют контакт, что, собственно, и отражается на знакопеременном поведении dP_{orb}/dt . В общей картине эволюции W UMa-систем тепловые осцилляции создают задержку с перераспределением спин-орбитального взаимодействия, вызванного магнитным звездным ветром и приводящего к расходу полного углового момента, запасенного в системе. Наложение тепловых осцилляций с периодом $\approx 7 \cdot 10^6$ лет [117], на шкалу расхода орбитального углового момента $\approx 5 \cdot 10^8$ лет [24] из-за магнитного торможения и запечатлено в статистическом распределении контактных систем W UMa в параметрах $(dP_{orb}/dt, q)$. Таким образом, мы регистрируем мелкомасштабные колебания, накладывающиеся на предсказываемый теорией общий тренд уменьшения P_{orb} и приводящие к равновероятному распределению знака dP_{orb}/dt .

Уральский государственный университет им. Горького,
Екатеринбург, Россия, e-mail: g.n.dryomova@mail.ru

ABOUT SECULAR CHANGE OF THE ORBITAL PERIOD OF W UMa-TYPE CONTACT BINARY SYSTEM

G.N.DRYOMOVA, M.A.SVECHNIKOV

The question about the change of the orbital period P_{orb} depending on mass ratio q was investigated with the use of the sample of 73 W UMa-type contact binaries collected on the base of modern literary survey (1991-

2003 yrs) of photometric and spectroscopic data. Practically whole considered sample of the contact systems (more than 93%) showed the change of the orbital period the character of which is alternating-sign independently of segregation into A- and W- subtypes. Statistical study of these contact binaries in dP_{orb}/dt and q parameters showed that the amount of P_{orb} increases (35 systems) is on average in close agreement with an amount of P_{orb} decreases (33 systems). Such alternating-sign dP_{orb}/dt behaviour of the contact binaries may be accounted for the favour of streams existence directed by turns from one component to other and hold responsible for the thermal oscillations near the contact state. The analysis of the dP_{orb}/dt behaviour subject to mass interval of the primary component allows to make more accurate limit value of the mass ratio $q \approx 0.4 \div 0.45$ for segregation of an A-subtype of the contact binaries from a W-subtype one. The physical properties and evolutionary features of W UMa-type contact binaries are discussed.

Key words: (stars:)contact systems - individual:W UMa - type

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Lucy*, *Astrophys. J.*, **151**, 1123, 1968.
2. *L.Binnendijk*, *Kleine Veroff.*, Bamberg, **4**, 36, 1965.
3. *D.O'Connell*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **111**, 642, 1951.
4. *O.Vilhu*, *J.Heise*, *Astrophys. J.*, **311**, 937, 1986.
5. *V.Hughes*, *B.McLean*, *Astrophys. J.*, **278**, 716, 1984.
6. *R.Cruddace*, *A.Dupree*, *Astrophys. J.*, **277**, 263, 1984.
7. *C.Arge*, *D.Mullan*, *A.Dolginov*, *Astrophys. J.*, **443**, 795, 1995.
8. *W.Soon*, *S.Baliunas*, *Q.Zhang*, *Astrophys. J.*, **414**, 33, 1993.
9. *F.Walter*, *S.Bowyer*, *Astrophys. J.*, **245**, 671, 1981.
10. *L.Binnendijk*, *Vistas in Astronomy*, **12**, 217, 1970.
11. *D.Mullan*, *Astrophys. J.*, **198**, 563, 1975.
12. *Г.Жуков*, *Письма в Астрон. ж.*, **11**, 101, 1985.
13. *A.Linnell*, *Astrophys. J.*, **300**, 304, 1986.
14. *S.Rucinski*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **215**, 615, 1985.
15. *J.Eaton*, *INVS*, N2711, 1985.
16. *I.Pustyl'nik*, *L.Sorgsepp*, *A.Sapar*, *Prepr. Academy Sci. Estonian SSR*, Tartu, **A3**, 1, 1981.
17. *J.Kreiner*, *IAU Coll.*, Eds. *R.Kippenhahn*, *W.Strohmeier*, Bamberg, **N42**, 393, 1977.
18. *E.Schatzman*, *Ann. Astrophys.*, **25**, 18, 1962.
19. *S.Huang*, *Ann. Astrophys.*, **29**, 331, 1966.

20. *L.Mestel*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 138, 359, 1968.
21. *A.Skumanich*, Astrophys. J., 171, 565, 1972.
22. *I.Iben, A.Tutukov*, Astron. J., 284, 719, 1984.
23. *G.Dryomova, M.Svechnikov*, Odessa Astron. Publ., 12, 187, 1999.
24. *А.Тутуков, Г.Дремова, М.Свечников*, Астрон. ж., 81, 2004.
25. *O.Vilhu*, Astron. Astrophys., 109, 17, 1982.
26. *M.Mateo, H.Harris, J.Nemes, E.Olszewski*, Astron. J., 100, 469, 1990.
27. *S.Rucinski*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 106, 462, 1994.
28. *L.Maupome, E.Rodriguez, M.Hobart, J.Pena, R.Peniche*, Rev. Mexicana Astron. Astrof., 22, 235, 1991.
29. *A.Kalimeris, H.Rovithis-Livaniou, P.Rovithis*, Astron. Astrophys., 282, 775, 1994.
30. *T.Pribulla, J.Kreiner, J.Tremko*, Contrib. Astron. Observ. Scalnate Pleso, 33, 38, 2003.
31. *C.Maceroni, F.van't Veer*, Astron. Astrophys., 311, 523, 1996.
32. *W. Van Hamme, R.Samec, N.Gothard et al.*, Astron. J., 122, 3436, 2001.
33. *П.Холопов*, ОКПЗ, 4 изд., Наука, М., 1985.
34. *М.Свечников, Э.Кузнецова*, Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд, Екатеринбург, изд. УрГУ, 1, 2, 456, 1990.
35. *Y.Yang, Q.Liu*, Astron. Astrophys., 401, 631, 2003.
36. *T.Borkovits, T.Hegedus*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 120, 63, 1996.
37. *Sh.Qian*, Astron. Astrophys., 400, 649, 2003.
38. *R.Samec, W.Su, J.Dewitt*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 105, 1441, 1993.
39. *M.Kurpiska-Winiarska, B.Zakrzewski*, IBVS, N3485, 1990.
40. *O.Liu, Y.Yang*, Astron. Astrophys., 361, 226, 2000.
41. *H.Rovithis-Livaniou, P.Rovithis, O.Bitzaraki*, Astrophys. Space Sci., 189, 237, 1992.
42. *B.Hrivnak*, ASP Conference Series, 38, 269, 1993.
43. *Sz.Csizmadia*, IBVS, N5191, 2001.
44. *P.Moltk, M.Wolf*, IBVS, N4640, 1998.
45. *R.Jones*, IBVS, N3799, 1992.
46. *Y.Yang, O.Liu*, Chinese Journal of Astron. Astrophys., 2, 369, 2002.
47. *G.Kopacki, A.Pigulski*, Acta Astronomica, 45, 753, 1995.
48. *B.Albayrak, Z.Muyesserolu, S.Ozdemir*, Astronomische Nachrichten, 322, 125, 2001.
49. *X.Liu, H.Tan*, Astrophys. Space Sci., 183, 237, 1991.
50. *Sh.Qian*, Astrophys. Space Sci., 278, 415, 2001.
51. *J.Gray, S.Woissol, R.Samec*, IBVS, N4359, 1996.
52. *M.Khajavi, M.Edalati, D.Jassur*, Astrophys. Space Sci., 282, 645, 2002.
53. *D.Bradstreet, M.Devita, J.Hargis et al.*, American Astron. Soc., 29, 1280, 1997.
54. *Sh.Qian*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 342, 1260, 2003.
55. *Y.Yang, O.Liu*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 115, 748, 2003.
56. *Sh.Qian, Yu.Ma*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 113, 754, 2001.
57. *R.Samec, B.Carrigan, E.Padgen*, IBVS, N4167, 1995.
58. *A.Odell*, IBVS, N 4138, 1994.

59. *M.Wolf, P.Molik, K.Hornoch, L.Sarounova*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **147**, 243, 2000.
60. *N.Awadalla*, *Astron. Astrophys.*, **289**, 137, 1994.
61. *R.Samec, S.Herr, J.Zetzl, T.Kreidl*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **104**, 29, 1992.
62. *O.Demircan, S.Selam, E.Derman*, *Astrophys. Space Sci.*, **186**, 57, 1991.
63. *P.Molik*, *IBVS*, **N4577**, 1998.
64. *E.Schmidt*, *IBVS*, **N4552**, 1998.
65. *Nelson*, *JAASO*, **27**, 26, 1999.
66. *R.Srivastava*, *Astrophys. Space Sci.*, **181**, 15, 1991.
67. *R.Samec, W.Su, D.Terrel, D.Hube*, *Astron. J.*, **106**, 318, 1993.
68. *J.Pena, M.Hobart, E.Rodriguez*, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **25**, 63, 1993.
69. *T.Hegedüs, Z.Jäger*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **104**, 733, 1992.
70. *O.Demircan, E.Derman, H.Dündar*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **95**, 213, 1992.
71. *Sh.Qian*, *Astron. Astrophys.*, **384**, 908, 2002.
72. *X.Zhang, R.Zhang, D.Zhai, M.Fang*, *IBVS*, **N4240**, 1995.
73. *E.Derman, O.Demircan*, *Astron. J.*, **103**, 1658, 1992.
74. *E.Lapasset, M.Gomez*, *Astron. Astrophys.*, **231**, 365, 1990.
75. *P.Niarchos, H.Rovithis-Livaniou, P.Rovithis*, *Astrophys. Space Sci.*, **203**, 197, 1993.
76. *P.Niarchos, H.Rovithis-Livaniou, P.Rovithis*, *IBVS*, **N3861**, 1993.
77. *A.Akalin, E.Derman*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **125**, 407, 1997.
78. *M.Wolf, L.Sarunová, P.Molik*, *IBVS*, **N4304**, 1996.
79. *M.Hobart, J.Pena, R.Peniche et al.*, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **28**, 111, 1994.
80. *A.El-Bassuny Alawy*, *Astrophys. Space Sci.*, **207**, 171, 1993.
81. *J.Gonzales, E.Lapasset, M.Gomez, J.Ahumada*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **108**, 338, 1996.
82. *M.Cerruti*, *Acta Astronomica*, **44**, 291, 1994.
83. *M.Cerruti*, *Acta Astronomica*, **45**, 329, 1995.
84. *R.Samec, D.Hube*, *Astron. J.*, **102**, 1171, 1991.
85. *M.Arruda, R.Samec, J.Holcomb, D.Terrell*, *IBVS*, **N3884**, 1993.
86. *R.Herczeg*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **105**, 911, 1993.
87. *Y.Yulan, L.Qingyao*, *Astron. Astrophys.*, **390**, 555, 2002.
88. *X.Zhang, R.Zhang, M.Fang*, *Astron. Astrophys.*, **395**, 587, 2002.
89. *M.Fang, D.Zhai, Z.Gao et al.*, *IBVS*, **N4082**, 1994.
90. *Q.Liu, Y.Yang*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **142**, 31, 2000.
91. *W.Lu*, *Astron. J.*, **105**, 646, 1993.
92. *Young WoonKang, Kyu-DongOh, Chun-HweyKim et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **331**, 707, 2002.
93. *A.Erdem, N.Güdüür*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, 257, 1998.
94. *G.Pojmanski*, *Acta Astronomica*, **48**, 711, 1998.
95. *O.Demircan, E.Derman, Z.Müyesseroglu*, *Astron. Astrophys.*, **263**, 165, 1992.
96. *R.Samec, J.Gray, B.Carrigan*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **107**, 136, 1995.
97. *A.Kalimeris, H.Rovithis-Livaniou, P.Rovithis*, *Astron. Astrophys.*, **282**, 775, 1994.
98. *O.Demircan, Z.Müyesseroglu, S.Selam, E.Derman, A.Akalin*, *Astron.*

- Astrophys., 297, 364, 1995.
99. *P.Niarchos, M.Hoffman, H.Duerbeck*, Astron. Astrophys., 292, 494, 1994.
100. *Sh.Qian, Q.Liu*, Astron. Astrophys., 355, 171, 2000.
101. *M.Corcoran, M.Siah, E.Guinan*, Astron. J., 101, 1828, 1991.
102. *N.Awadalla*, Astrophys. Space Sci., 140, 137, 1988.
103. *L.Kiss, G.Kaszás, G.Fürész, J.Vinkó*, IBVS, N4681, 1999.
104. *Y.Yang, Q.Liu*, New Astron., 8, 465, 2003.
105. *R.Samec, J.Dewitt*, IBVS, N3523, 1990.
106. *S.Lipari, R.Sistero*, Astron. J., 94, 792, 1987.
107. *Y.Yang, Q.Liu*, Astron. J., 126, 1960, 2003.
108. *K.Byboth, N.Markworth, W.Bruton*, IBVS, N5554, 2004.
109. *Sh.Qian*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 328, 635, 2001.
110. *A.Derekas, L.Kiss, Zs.Bebesi*, IBVS, N5255, 2002.
111. *J.Rukmini, P.Vivekananda Rao, B.Ausekar*, Bull. of Astron. Soc. India, 29, 323, 2001.
112. *S.Rucinski*, Acta Astronomica, 24, 119, 1974.
113. *J.Hazlehurst, S.Refsdal*, Astron. Astrophys., 133, 63, 1984.
114. *L.Lucy, R.Wilson*, Astrophys. J., 231, 502, 1979.
115. *M.Hoffmann*, IBVS, N1877, 1980.
116. *J.-M.Wang*, Astron. J., 110, 782, 1995.
117. *T.Rahunen*, Astron. Astrophys., 109, 66, 1982.
118. *B.Flannery*, Astrophys. J., 205, 217, 1976.
119. *Л.Ф.Истомин*, Астрономо-геодезические исследования. Близкие двойные и контактные звезды, с.104, 1990.

УДК: 524.331

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД. I. МЕТОДЫ АНАЛИЗА НАБЛЮДЕНИЙ

И.Л.АНДРОНОВ, В.И.МАРСАКОВА

Поступила 15 апреля 2006

Принята к печати 9 июня 2006

Обсуждаются методы обработки временных рядов долгопериодических переменных звезд по наблюдениям из баз данных наблюдателей переменных звезд. Проведено сравнение методов с точки зрения получения лучшей точности характеристик индивидуальных циклов переменности.

1. *Введение.* Так как долгопериодические переменные звезды характеризуются сильной изменчивостью кривых блеска от цикла к циклу, то для выявления закономерностей в их переменности и проведения их точной классификации необходимы длинные ряды наблюдений, охватывающие десятки и сотни пульсационных циклов.

Мы использовали наблюдения из баз данных Ассоциации Французских Наблюдателей Переменных Звезд AFOEV [1] и Японской Лиги Наблюдателей Переменных Звезд VSOLJ [2]. Они охватывают переменность в интервале до 80 лет, начиная с 1921г. Конечная дата различная для разных звезд, так как базы данных пополнялись с течением времени. Однако в интервале около JD 2431000-39000 часто данные были редки или вообще отсутствовали. Поскольку данные представляют собой смесь наблюдений большого количества любителей, каждый из которых обладает индивидуальной фотометрической системой, они показывают значительный разброс $0^m.3-0^m.5$, в то время, как точность оценок блеска наиболее опытных наблюдателей существенно лучше - до $0^m.07$.

2. *Первичная обработка наблюдений.* Для нашего анализа из данных по каждой звезде были удалены неуверенные значения (т.е. оценки, отмеченные как "неуверенные", самими наблюдателями) и оценки блеска "слабее чем". Для основного анализа использовались наблюдения, полученные в визуальном диапазоне. Часть наблюдений вблизи одного из минимумов R Суг показаны на рис.1, вместе с рассматриваемыми аппроксимациями.

Чтобы уменьшить разброс данных, применялась следующая методика.

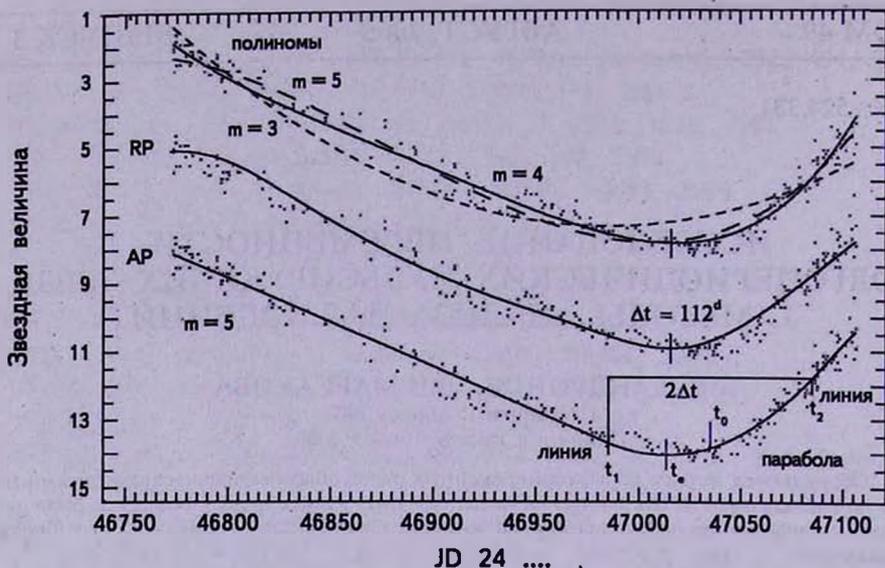


Рис.1. Аппроксимации отдельного экстремума кривой блеска мириды R Суг различными методами с числом определяемых параметров m : полиномы (вверху), "скользящие" (в середине) и "асимптотические" (внизу) параболы. Исходные данные (253 точки) показаны трижды для различных аппроксимаций со сдвигом 3^m . Вертикальными черточками показаны оценки момента экстремума t_e . На нижнем рисунке отмечены границы (t_1 , t_2) перехода между линейными асимптотами и переходной параболой при аппроксимации методом "асимптотических парабол", а также середина параболического интервала $t_0 = (t_1 + t_2)/2$.

Через все наблюдения проводилась сглаживающая кривая методом скользящих парабол [3], который будет более подробно рассмотрен ниже. Для каждого наблюдателя вычислялось среднее значение отклонения блеска от сглаживающей кривой $O-C$. Если оно оказывалось отстоящим от общей сглаживающей кривой более, чем на $3\sigma_1$ (σ_1 - среднеквадратичная точность среднего значения для каждого наблюдателя), то ко всем наблюдениям этого наблюдателя прибавлялось это среднее значение. Если впоследствии звездная величина какого-либо наблюдения отстояла более чем на $3\sigma_1$ от сглаживающей кривой, то данная точка удалялась. Для реализации этого алгоритма использовалась программа [4]. Таким образом, осуществлялось приведение разных наблюдателей к одной фотометрической системе и фильтрация сильно выпадающих точек. При амплитудах, больших 2^m , характерных для исследуемых звезд и достаточно плотном расположении наблюдений по времени, эта методика позволяет получать хорошую точность сглаживающей кривой.

3. *Средняя фазовая кривая.* Система нормальных уравнений, соответствующих методу наименьших квадратов (МНК), может быть записана как

$$\sum_{\alpha=1}^m A_{\alpha\beta} C_{\alpha} = B_{\beta}, \quad (1)$$

$$A_{\alpha\beta} = \sum_{k=1}^n f_{\alpha}(t_k) \cdot f_{\beta}(t_k), \quad (2)$$

$$B_{\beta} = \sum_{k=1}^n x_k \cdot f_{\beta}(t_k), \quad (3)$$

где коэффициенты C_{α} , $\alpha = 1 \dots m$ зависят от наблюдений x_k , полученных в моменты t_k и от выбора базисных функций $f_{\alpha}(t)$. Здесь n - количество наблюдений, и m - число определяемых параметров, иначе называемое "порядком модели". Здесь и далее мы предполагаем, что погрешности отдельных наблюдений статистически независимы, и их погрешности одинаковы для всех точек. Общий случай некоррелированных погрешностей с разными весами и дополнительной функцией "веса" ("фильтра") рассмотрен Андроновым [3]. Статистическая теория обратных задач рассмотрена в монографии Теребижа [5].

Сглаживающая функция $x_c(t)$ и ее производная $x_c^{[s]}$ порядка s по параметру t равны [6]:

$$x_c(t) = \sum_{\alpha=1}^m C_{\alpha} f_{\alpha}(t), \quad (4)$$

$$x_c^{[s]}(t) = \sum_{\alpha=1}^m C_{\alpha} f_{\alpha}^{[s]}(t). \quad (5)$$

Среднеквадратичная погрешность их значений может быть определена как

$$\sigma^2[x_c^{[s]}(t)] = \sigma^2 \sum_{\alpha\beta=1}^m A_{\alpha\beta}^{-1} f_{\alpha}^{[s]}(t) f_{\beta}^{[s]}(t), \quad (6)$$

где σ^2 - погрешность "единицы веса", а $A_{\alpha\beta}^{-1}$ - матрица, обратная к $A_{\alpha\beta}$. Математическое ожидание величины σ^2 равно

$$\sigma_m^2 = \frac{1}{n-m} \sum_{k=1}^n [x_k - x_c(t_k)]^2 \quad (7)$$

для всех m , для которых нет систематических отличий наблюдений от сглаживающей функции. Однако мы используем не генеральную дисперсию σ^2 , а ее выборочную оценку σ_m^2 . Зависимость тест-функции (7) показана на рис.2. Она показывает быстрое уменьшение, сменяющееся практически постоянным уровнем для $m > 4$.

Момент экстремума t_e является корнем уравнения $x_c^{[1]}(t_e) = 0$. Среднеквадратичная оценка погрешности равна

$$\sigma[t_e] = \frac{\sigma[x_c^{[1]}(t_e)]}{|x_c^{[2]}(t_e)|}. \quad (8)$$

Эти выражения могут быть обобщены для случая, когда сглаживающая функция зависит от дополнительных параметров D_γ , $\gamma = 1 \dots p$.

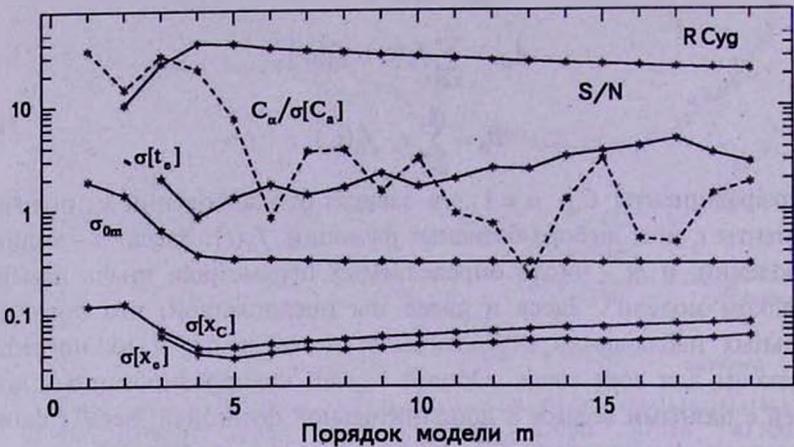


Рис.2. Зависимость от порядка модели m тест-функций S/N , σ_{0m} , $\sigma[x_c]$ для тестового минимума, показанного на рис.1. Для числа параметров $m > 2$ (парабола и полиномы высоких степеней) показаны оценки точности определения момента экстремума $\sigma[t_e]$ и соответствующего значения сигнала $\sigma[x_e]$. Для трех критериев (максимум S/N , минимумы $\sigma[t_e]$ и $\sigma[x_e]$), оптимальное значение $m = 4$ (полином степени $m - 1 = 3$).

Можно выбрать начальное приближение и затем определять дифференциальные поправки, используя систему условных уравнений

$$\sum_{\alpha=1}^m f_\alpha(x) \cdot \delta C_\alpha + \sum_{\gamma=1}^p \frac{\partial x_c}{\partial D_\gamma} \delta D_\gamma = x_k - x_c(t_k). \quad (9)$$

После нескольких итераций можно определить $m + p$ параметров C_α , ∂D_γ и соответствующие оценки ошибок. Очевидно, производные

$$f_{m+\gamma}(t) = \frac{\partial x_c(t)}{\partial D_\gamma} = \sum_{\alpha=1}^m C_\alpha \left(\frac{\partial f_\alpha(t)}{\partial D_\gamma} \right)_{t=t_k} \quad (10)$$

могут быть определены, используя значения коэффициентов C_α , определенных из m нормальных уравнений для фиксированных значений D_γ .

Другими словами, в линеаризованной модели $f_{m+\gamma}(t)$ могут рассматриваться как базисные функции с дополнительными номерами от $m + 1$ до $m + p$. Можно формально написать $\delta C_{m+\gamma} = \delta D_\gamma$ и считать число неизвестных равным $m' = m + p$. Оценки погрешностей могут быть вычислены по приведенным выше формулам. Важно отметить, что оценки погрешностей коэффициентов C_α , полученные по моделям с m и $m + p$ неизвестными, в общем случае различны.

В МНК обычно сравнивают дисперсию отклонений от сглаживающей функции с дисперсией исходных наблюдений. В качестве тест-функции мы использовали статистику

$$S(f) = \frac{\sigma_c^2}{\sigma_o^2} = 1 - \frac{\sigma_{o-c}^2}{\sigma_o^2}, \quad (11)$$

где σ_o - среднеквадратичное отклонение "наблюдений" (O) от среднего.

Индекс C соответствует "расчетным" (или "вычисленным") значениям и $O-C$ - отклонениям "наблюдаемых" значений от "расчетных".

Если значения x_k являются некоррелированными случайными значениями, распределенными нормально с одинаковыми средними и дисперсиями, то случайная переменная S имеет В-распределение

$$\rho(S) = \frac{\Gamma(\mu + \nu)}{\Gamma(\mu)\Gamma(\nu)} S^{\mu-1} (1 - S)^{\nu-1}$$

(например [5]) с параметрами $\mu = n_1/2$, $\nu = n_2/2$, где n_1 - число дополнительных степеней свободы, используемых для приближения по сравнению с использованным для определения σ_o . Математическое ожидание среднего значения - $\langle S \rangle = \mu/(\mu + \nu) = n_1/(n_1 + n_2)$.

Обсуждение методов поиска периода с применением МНК приведено Андроновым в [6]. В случае периодограммного анализа, математическая модель:

$$x_c(t) = C_1 + C_2 \sin(\omega t) + C_3 \cos(\omega t).$$

Таким образом, значения базисных функций в аргументах t_k -

$$f_1(t_k) = 1, \quad f_2 = \sin(\omega t_k), \quad f_3 = \cos(\omega t_k).$$

Здесь $\omega = 2\pi \cdot f$, где $f = 1/P$ - пробная частота, P - пробный период.

"Истинное" приближение гармонической функцией методом наименьших квадратов отличается от широко используемых приближений Диминга [7], Ломба [8] и Скаргля [9]. Подробное описание преобразования Фурье и его модификаций рассмотрено в монографии Теребижа [10].

Для определения σ_o используется $n-1$ независимая переменная, поскольку из n значений вычитается среднее. Для одночастотной модели определяются два дополнительных параметра C_2 и C_3 . Таким образом, число степеней свободы - $n_1 = 2$ и $n_2 = n - 1 - n_1 = n - 3$:

$$\rho(S) = \frac{n-3}{2} (1-S)^{(n-3)/2}.$$

Соответствующее среднее значение равно $\langle S \rangle = 2/(n-1)$, вероятность $Pr_1 = \text{Prob}(S > S_0)$ того, что $S > S_0$ равна

$$Pr_1 = \int_{S_0}^1 \rho(S) dS = (1 - S_0)^{(n-3)/2}. \quad (12)$$

Следует отметить, что это выражение существенно отличается от обычно используемого приближения $Pr_1 = \exp(-S_0/\langle S \rangle)$ (например, [7]).

Это приближение фактически соответствует распределению χ_2^2 .

Однако распределение χ^2 может использоваться, только если известна генеральная дисперсия наблюдений σ_2 . Практически вместо нее для определения $S(f)$ используется выборочная оценка σ_0^2 , получаемая из наблюдений.

Таким образом, статистически оправданным является использование В-распределения вместо χ^2 .

Для большого количества пробных частот необходимо оценить вероятность "ложной тревоги" [8,7]

$$Pr = 1 - (1 - Pr_1)^K, \quad (13)$$

где K - число "независимых частот", которое может быть оценено для n равномерно распределенных по времени наблюдений $K = (f_{max} - f_{min})/\Delta f$, где $\Delta f = n/((n-1)(t_n - t_1))$. Для наблюдений, распределенных по времени примерно равномерно, эта оценка K не является сильно искаженной.

Спектральное окно вычисляется как

$$S_\omega(f) = \left(\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \cos \omega t_k \right)^2 + \left(\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \sin \omega t_k \right)^2 \quad (14)$$

(например, [8,9]). Эта функция равна единице при $\omega = 0$ и должна быть близка к нулю для "хороших" (почти равноотстоящих по времени) наблюдений. Если сигнал содержит периодические компоненты с частотами f_{0j} и спектральное окно имеет пики на частотах $f_{\omega l}$, то появляется ряд пиков вблизи "ложных" частот $|f_{0j} \pm f_{\omega l}|$.

Для поиска периодичности нами была использована программа FOUR-0 [6], в которой сначала вычисляется тест-функция и спектральное окно для сетки пробных частот с шагом $\Delta f = \eta(t_n - t_1)$ с $\eta \approx 0.05 - 0.10$ (например, [11]).

Мультигармоническая аппроксимация. Для периодических сигналов со сложной формой можно использовать базисные функции ($f_1 = 1$, $f_{2j} = \sin j \omega t$, $f_{2j+1} = \cos j \omega t$, $j = 1 \dots s$). Для случайных данных число степеней свободы - $n_1 = 2s$, $n_2 = n - 1 - 2s$. После предварительного определения наилучшей частоты (например, методом одночастотного периодограммного анализа), можно использовать метод дифференциальных поправок

$$F_{2s+2}(t) = t \sum_{j=1}^s (C_{2j} \cos j \omega t - C_{2j+1} \sin j \omega t) j. \quad (15)$$

Оценка погрешности $\sigma[\omega] = \sigma \cdot (A_{2s+2, 2s+2}^{-1})^{1/2}$. Очевидно, $\sigma[f] = \sigma[\omega]/(2\pi)$ и $\sigma[P] = \sigma[f] \cdot f^{-2}$.

Проблема состоит в том, чтобы выбрать адекватную степень тригонометрического полинома s , т.е. число гармоник, равное $s - 1$. Число определяемых коэффициентов равно $m = 2s + 1$. Выбирается максимальное

число s_0 (обычно 4-8) и вычисляются периодограммы для всех $s \leq s_0$. В программе FOUR-M [6] выбирается предварительное значение частоты и используется метод дифференциальных поправок. Если построить зависимость $\sigma_s(s) = \sigma_{s,2s+1}$, то можно заметить, что значение σ_s уменьшается с s для небольших s и затем становится практически постоянным в пределах оценок погрешности. Таким образом, первая часть задачи состоит в том, чтобы определить номер s , после которого существенное уменьшение σ_s прекращается [6,10].

Введем параметр

$$V_s = \frac{(n-2s+1)\sigma_s^2(s-1)}{(n-2s-1)\sigma_s^2(s)},$$

который (для случайных данных, имеющих нормальное распределение) является случайной величиной, имеющей распределение Фишера с 2 и $(n-2s-1)$ степенями свободы (например, [12]).

Таким образом, задавая доверительную вероятность, определяем максимальное значение s в интервале от 1 до s_0 .

Среднеквадратичное значение погрешности σ_{obs} сглаживающей функции в моменты времени наблюдений определяется из уравнения

$$\sigma_{obs}^2 = \frac{\sigma_s^2}{n} \sum_{k=1}^n \sum_{\alpha\beta=1}^m A_{\alpha\beta}^{-1} f_\alpha(t_k) f_\beta(t_k) = \frac{m}{n} \sigma_s^2. \quad (16)$$

Чтобы минимизировать статистическую ошибку сглаживающей кривой, нужно выбрать значение m , минимизирующее правую сторону этого уравнения. Однако для сильно зашумленных сигналов, значение σ_s уменьшается с m не очень быстро. Поэтому формально предпочтительно использовать одночастотное приближение или даже постоянное среднее значение.

Такая же проблема возникает при минимизации среднеквадратичной оценки погрешности σ_{phase} определенной интегрированием по всем фазам:

$$\sigma_{phase}^2 = \sigma_s^2 \frac{1}{P} \int_0^P \sum_{\alpha\beta=1}^m A_{\alpha\beta}^{-1} f_\alpha(t) f_\beta(t) dt = \sigma_s^2 \left(A_{11}^{-1} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha=2}^m A_{\alpha\alpha}^{-1} \right).$$

В отличие от приведенной выше оценки погрешности момента экстремума, оценка погрешности $\sigma[U]$ асимметрии $U = (t_{max} - t_{min})/P$ может быть вычислена, используя более сложное выражение [6]

$$\sigma^2[U] = P^{-2} \sigma_s^2 \sum_{\alpha\beta=1}^m Z_\alpha Z_\beta.$$

Здесь $Z_\alpha = z(t_{max}) - z(t_{min})$ и

$$Z_\alpha(t) = \frac{\dot{f}_\alpha(t)}{\sum_{s=1}^m C_s \ddot{f}_s(t)}.$$

$$\text{Для мультигармонического приближения, } z_1(t) = 0, \\ z_{2j}(t) = -j \cos j \omega t / (\omega Y), \quad z_{2j+1}(t) = -j \sin j \omega t / (\omega Y),$$

$$Y = \sum_{j=1}^s j^2 (C_{2j} \sin j \omega t + C_{2j+1} \cos j \omega t).$$

С целью уточнения среднего периода, среднего момента экстремума и других характеристик средней фазовой кривой блеска и ее формы, для исследуемых звезд в данных промежутках времени была использована программа FOUR-M [6], реализующая аппроксимацию тригонометрическим полиномом порядка s .

Частота начального приближения, обратная периоду из "Общего Каталога Переменных Звезд" [13], была исправлена методом дифференциальных поправок. Чтобы определить статистически значимое значение порядка модели s , мы использовали критерий Фишера с уровнем вероятности ложной тревоги $Pr = 10^{-2}$ [12].

Недавно возрос интерес к сравнению коэффициентов аппроксимации тригонометрическим полиномом кривых блеска звезд типа δ Сер с теоретическими моделями пульсаций, как видно, например, из работ [14,15].

4. *Определение характеристик экстремумов.* Для определения моментов экстремумов использовались два метода: скользящих парабол (running parabola, RP) [3] и "асимптотических парабол" (asymptotic parabola, AP) [16].

Скольльзящие параболы. В основе всех методов скользящего сглаживания лежит аппроксимация данных в некотором интервале $[t_0 - \Delta t, t_0 + \Delta t]$ при помощи МНК с выбранными базисными и весовыми функциями. Сглаживающая функция состоит из вычисленных значений, взятых в средней точке каждого интервала сглаживания $[t_0 - \Delta t, t_0 + \Delta t]$, где аргумент t_0 выбирается с произвольным шагом.

Полуширина фильтра Δt является свободным параметром, изменяя который необходимо найти компромисс между систематическим отклонением сглаживающей кривой от формы сигнала и статистическим весом сглаживающей величины.

Так же, как и другие методы, скользящие аппроксимации очень чувствительны к промежуткам в наблюдениях. Поэтому в практической реализации методов скользящих парабол и синусов аппроксимация для данного пробного момента принимается, если число наблюдательных точек, попадающих в интервал от $t_0 - 0.5\Delta t$ до $t_0 + 0.5\Delta t$ превышает 3; сглаживающие значения вычисляются для t_0 в интервале от $(1 + \alpha)x_{min} - \alpha x_{max}$ до $(1 + \alpha)x_{max} - \alpha x_{min}$ (мы использовали $\alpha = 0.05$); оценка погрешности сглаженных значений не превышает σ_0 . Если любое из этих условий

не выполняется, то данные не записываются в файл. Это позволяет уменьшить число плохих значений автоматически.

Пусть задан дискретный набор наблюдательных данных (t_k, x_k) , $k=1 \dots n$. Необходимо вычислить значение сглаживающей функции $x_c(t_0)$ в некоторой точке t_0 , не обязательно совпадающей с одним из аргументов наблюдений t_k . Для этого можно воспользоваться разложением функции $x_c(t)$ вблизи точки t_0 по базисным функциям, для полиномиальной аппроксимации, имеющим вид $f_\alpha(t) = t_\alpha - 1$, $\alpha=1 \dots m$:

$$x_c(t) = \sum_{\alpha=1}^m C_\alpha(t_0) f_\alpha(t-t_0). \quad (17)$$

Система нормальных уравнений, соответствующих МНК (1-3), может быть записана как

$$\sum_{\alpha=1}^m A_{\alpha\beta} C_\alpha = B_\beta, \quad (18)$$

$$A_{\alpha\beta} = \sum_{k=1}^n p_k w_k f_\alpha(t_k - t_0) f_\beta(t_k - t_0), \quad (19)$$

$$B_\beta = \sum_{k=1}^n p_k w_k x_k f_\beta(t_k - t_0). \quad (20)$$

Коэффициенты разложения:

$$C_\alpha = \sum_{\beta=1}^m A_{\alpha\beta}^{-1} \sum_{k=1}^n p_k w_k x_k f_\beta(t_k - t_0).$$

Здесь w_k - "веса наблюдений", обратно пропорциональные квадратам оценки точности наблюдения: $w_k = \sigma_o^2 / \sigma_k^2$. Для наших задач неизвестна точность каждого наблюдения и принимается $w_k = 1$.

Множитель $p_k(t_0)$ - функция фильтра, с помощью которой учитывается то обстоятельство, что при локальной аппроксимации берем наблюдения не во всем интервале, а лишь в окрестностях точки t_0 . Здесь - полуширина фильтра.

Естественно, существует бесконечное множество функций, которые можно было бы использовать в качестве функции фильтра, и выбор между ними связан не со статистическим обоснованием, а с дополнительными соображениями, в частности с требованиями гладкости, минимальной систематической погрешности и максимального веса попадающих в данный интервал наблюдений.

Для практических приложений использовалась функция

$$p_k(\varepsilon) = \begin{cases} (1 - \varepsilon^2)^2, & \text{где } \varepsilon^2 \leq 1, \\ 0, & \text{где } \varepsilon^2 \geq 1, \end{cases}$$

которая является сплайном четвертой степени дефекта 3, поскольку она и ее первая производная непрерывны, а вторая, третья и четвертая

- терпят разрыв при $\varepsilon = \pm 1$. Она может быть примером компромисса между требованием гладкости функции и наибольшего суммарного веса наблюдений при фиксированном значении Δt .

Для нахождения оптимального Δt необходимо вычислить зависимость от Δt следующих параметров: $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4, \sigma_5$, (они описаны ниже) и отношения сигнал/шум. Здесь σ_1, σ_2 - оценки ошибок единицы веса наблюдений, вычисленные в соответствии с уравнениями, приведенными в [3]. Величина σ_1 определяется с учетом отклонений наблюдений от каждой дуги параболы в интервале $[t_0 - \Delta t, t_0 + \Delta t]$:

$$\Phi = \Phi_t + \left(\sum_{k=1}^n p_k - \sum_{\alpha\beta=1}^m A_{\alpha\beta}^{-1} G_{\alpha\beta} \right) \sigma_0^2 = \Phi_t + \phi \sigma_0^2,$$

где

$$G_{\gamma\varepsilon} = \sum p_k^2 w_k f_\gamma(t_k - t_0) f_\varepsilon(t_k - t_0),$$

$$\Phi = \sum_{k=1}^n p_k w_k [x_k - \phi(t_k, t_0, \Delta t)]^2 -$$

полная сумма квадратов невязок,

$$\Phi_t = \sum_{k=1}^n p_k w_k [x_{kt} - \phi_t(t_k, t_0, \Delta t)]^2 -$$

сумма квадратов невязок, обусловленная систематическим отклонением сглаживающей кривой от наблюдений;

$A_{\alpha\beta}^{-1}$ - матрица, обратная матрице нормальных уравнений, p_k - значение функции фильтра, w_k - весовой множитель, связанный с точностью наблюдений,

$$\phi(t_0, t_0, \Delta t) = x_c(t_0);$$

σ_2 - определяется с учетом отклонений наблюдений от сглаживающей кривой только в каждой центральной точке t_0 :

$$\langle w_k (x_k - x_c(t_k))^2 \rangle = \sigma_0^2 \left(1 + w_k \sum_{\alpha\beta=0}^m f_\alpha(0) f_\beta(0) (R_{\alpha\beta} - 2 p_k A_{\alpha\beta}^{-1}) \right),$$

где

$$R_{\alpha\beta} = \sum_{\gamma\varepsilon=0}^m A_{\alpha\gamma}^{-1} G_{\gamma\varepsilon} A_{\varepsilon\beta}^{-1}.$$

Таким образом, σ_1 всегда больше, чем σ_2 . Здесь σ_3 - среднеквадратичное отклонение наблюдений от аппроксимации; коэффициент пропорциональности R между ошибкой единицы веса и оценкой погрешности сглаживающей функции $\sigma[m(t)]$. Так как используются две величины σ_1 и σ_2 , то существуют две оценки величины $\sigma[m(t)]$: $\sigma_4 = R \sigma_1$ и $\sigma_5 = R \sigma_2$. Параметр σ_c/σ_5 - это отношение "сигнал/шум".

Существует несколько критериев выбора величины Δt : нахождение значения Δt , при котором отношение "сигнал/шум" максимально; минимизация оценки среднеквадратичного отклонения наблюдений от сглаживающей кривой; минимизация оценки точности сглаженного значения σ_4 и σ_5 .

Зависимости этих величин от Δt , полученные для аппроксимации всей кривой блеска R Cyg (13075 точек), показаны на рис.3. Величина, соответствующая максимуму отношения "сигнал/шум" ($S/N = 30.5$) - $\Delta t = 111^d.7$. Эта величина более, чем в 2 раза меньше, чем значение $0.54P = 230^d$, ожидаемое для тригонометрического полинома первой степени, вследствие несинусоидальной формы кривой блеска. Здесь мы использовали значение периода пульсаций $P = 426^d.45$ [13]. Другой критерий -

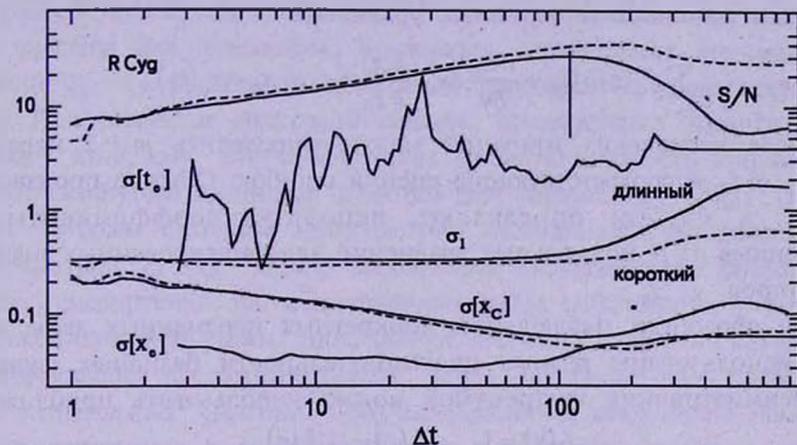


Рис.3. Зависимость от полуширины фильтра Δt параметров аппроксимации методом "скользящих парабол". Сплошными линиями показаны тест-функции S/N , σ_1 и $\sigma[x_c]$ для "длинного" ряда, пунктиром - для "короткого" вблизи одного из минимумов (рис.1). Также показаны зависимости от Δt оценок погрешностей определения момента экстремума $\sigma[t_e]$ и экстремального значения сглаживающей функции $\sigma[x_e]$. Вертикальная линия показывает величину $\Delta t = 112^d$, соответствующую максимуму отношения "сигнал/шум" для "длинного ряда".

минимизация оценки средней точности сглаженного значения σ_4 . Этот параметр минимален при $\Delta t = 111^d.1$, что практически совпадает со значением, полученным для предыдущего критерия, и равен $0^m.059$. Смещение в область меньших значений несущественно. Такое поведение согласуется с иллюстративными примерами, приведенными в [3] и показывает согласованность оценок Δt , полученных по разным критериям.

Асимптотические параболы. Для определения характеристик кривых блеска переменных звезд, имеющих асимметричные экстремумы, нами был разработан метод "асимптотических парабол" [16].

В данной модели, коэффициенты C_n в системе нормальных урав-

нений МНК (1-3) зависят как от наблюдений x_k в моменты t_k , которые выбраны для использования вблизи экстремума, так и от выбора базисных функций $f_\alpha(z)$, а также начальной эпохи t_0 и "масштаба времени" Δt , которые обеспечивают переход к безразмерным аргументам $z = (t - t_0)/\Delta t = t/\Delta t + z_0$.

Среднеквадратичная погрешность σ сглаживающей функции (4) и ее производных порядка s (5) по параметру z (в том числе в момент экстремума t_e) может быть определена по формуле (6).

Оценка дисперсии момента экстремума t_e определяется формулой (8).

Эти формулы могут быть обобщены на случай, когда сглаживающая функция зависит от дополнительных параметров t_0 , $\Delta t = v - 1$. Нужно оценить их начальные значения, а потом определить дифференциальные поправки из системы условных уравнений

$$\sum_{\alpha=1}^m f_\alpha(z) \delta C_\alpha + \frac{\partial x_c}{\partial v} \delta v + \frac{\partial x_c}{\partial z_0} \delta z_0 = x_k - x_c(t_k). \quad (21)$$

После нескольких итераций можно определить $m + 2$ параметра C_α , v , δz_0 и соответствующие оценки ошибок. Обычно производные $\partial x_c / \partial v$ и $\partial x_c / \partial z_0$ определяют, используя коэффициенты C_α , полученные из m нормальных уравнений для фиксированных значений параметров v , z_0 .

Для обработки наблюдений конкретных переменных звезд могут быть использованы разные последовательности базисных функций. Для асимметричных экстремумов можно использовать приближение

$$f_1(z) = 1, \quad f_2(z) = -f_3(z)$$

с асимптотами для больших положительных z

$$f_2(-z) = 0, \quad f_2(+z) = z,$$

Например, может быть использован "линейный сплайн" (LS) и "гиперболический тангенс" (НТ), для которых значения базисной функции и ее производной следующие:

	$z < -1$	$(-1 < z < 1)$	$(z > 1)$	
$f_1(z) =$	0	$(1/4)(1 + z)^2$	z	LS
$f_2^{(1)}(z) =$	0	$(1/2)(1 + z)$	1	
$f_1(z) =$	$(1/2)(z + \ln(e^z + e^{-z}))$			НТ
$f_2^{(1)}(z) =$	$(1/3)(1 + \text{th}z)$			

Величина $2\Delta t$ (рис.1) может быть интерпретирована как "эффективная продолжительность" перехода с одной "асимптоты" на другую. Как показывают модельные расчеты, использование функции НТ приводит к вдвое большей ошибке экстремума $\sigma[t_e]$, чем при использовании LS, поэтому LS-аппроксимация была выбрана для практического применения

к обработке наблюдений долгопериодических переменных звезд. В дальнейшем мы будем использовать для нее название "метод асимптотических парабол", сокращенно AP.

Дополнительной сложностью для практических вычислений является определение положения точек перехода ξ_1 , ξ_2 между параболой и линиями. В многократно использованной ранее программе *Asymp* [16], для каждого участка наблюдений, время линейно преобразуется к интервалу $[0,1]$, затем вычисляется тест-функция $\sigma^2(\xi_1, \xi_2)$, равная дисперсий невязок, для сетки пар значений ξ_1 , ξ_2 . Их окончательные значения уточняются методом дифференциальных поправок, что позволяет использовать оценки погрешностей методом наименьших квадратов.

Для дополнительного тестирования метода асимптотических парабол, была разработана новая программа AP, в которой в базисный алгоритм были внесены два новшества. Во-первых, определение оптимальных значений ξ_1 , ξ_2 проводится локальным перебором с уменьшающимся шагом. При равенстве дисперсий невязок, предпочтение отдается более широкому интервалу. Это обеспечивает большую гладкость кривых при наличии вытянутого минимума функции двух переменных $\sigma^2(\xi_1, \xi_2)$ типа "оврага". Вторым отличием является учет нелинейности аппроксимации по параметрам ξ_1 , ξ_2 . После вычисления сглаживающей функции и невязок, генерируются 100 искусственных рядов наблюдений, в которых к сглаженным значениям добавляются невязки в другой случайной неповторяющейся последовательности. Затем, для такого ряда проводится поиск оптимальных значений. Среднеквадратичное отклонение моментов времени экстремума и соответствующего сглаженного значения сигнала принимаются за оценку точности выборочного экстремума.

Эти две модификации далее обозначаются как AP1 и AP2.

Аппроксимация тестового минимума с помощью метода асимптотических парабол также показана на рис.1. Для длинных рядов, согласие сглаживающих функций по пересекающимся интервалам показывает как качество избранной аппроксимирующей функции, так и правильность выбора интервала вблизи экстремума. В случае плохого согласия, рекомендуется переопределить интервалы для сглаживания.

На рис.1 для сравнения показаны аппроксимации отдельного минимума методами: асимптотическими параболой (AP), полиномом 4-й степени (P5), скользящими параболой (RP). Первые два метода имеют по 5 определяемых параметров, таким образом, их сравнение статистически обосновано. В табл.1 приведены значения и погрешности момента и звездной величины экстремума для этих методов. Отметим, что степень полинома на единицу меньше, чем число определяемых параметров, так что, например, обозначение P3 (полином с $m = 3$)

соответствует полиному второй степени (параболе). Кроме того, P_{opt} показывает полиномиальную аппроксимацию с автоматическим определением степени, соответствующим наименьшей статистической погрешности момента экстремума.

Анализ табл.1 показывает, что для столь асимметричного экстремума, наихудшими по точности определения момента экстремума являются

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ И ПОГРЕШНОСТИ МОМЕНТА И ЗВЕЗДНОЙ ВЕЛИЧИНЫ ЭКСТРЕМУМА, ПОЛУЧЕННЫЕ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ

Метод	t_i	$\sigma[t_i]$	m_i	$\sigma[m_i]$
P3	46986.2	2.0	13.331	0.061
P4	47007.0	0.9	13.831	0.040
P5	47015.9	1.3	13.849	0.037
P6	47016.9	1.7	13.834	0.041
RP	47015.6	2.0	13.929	0.041
AP1,2	47013.4	1.5	14.045	0.038

P3 (парабола) и RP (скользящая парабола). Однако RP дает значение, более близкое к ожидаемому.

Формально наилучшей по точности является кубическая парабола P4, однако, сам момент сильно смещен относительно значений, соответствующих группе около 47015 (здесь и далее время выражается в HJD-2400000).

Кроме обработки наблюдений долгопериодических переменных, метод также может быть успешно использован для аппроксимации минимумов затменных переменных звезд.

Для сравнения трех методов - P, RP и AP был вычислен средний вес по индивидуальным весам экстремумов $\bar{w}_i = 1/\sigma_i^2$ где σ_i - статистическая оценка погрешности параметра цикла номер i . Средняя погрешность определения экстремума:

$$\bar{\sigma} = \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2} \right)^{-1/2},$$

где n - число исследуемых экстремумов.

Эти величины приведены на примере звезды R Cyg в табл.2, из которой видно, что для AP1-метода средняя погрешность определения момента времени σ_t в несколько раз меньше, чем для RP, а средняя погрешность звездной величины σ_m - в ~1.2 раза больше. Аналогичные соотношения были получены для других звезд.

На рис.1 показан пример аппроксимации экстремума звезды R Cyg

разными методами. Различие между двумя сглаживающими кривыми не превосходит оценку погрешности сглаженного значения, за исключением параболы, показывающей сильные систематические отклонения от хода кривой блеска. На кривой RP наблюдаются малоамплитудные волны, накладывающиеся на основной ход экстремума, что характерно для меньшей ширины фильтра сглаживания. Это и приводит к уменьшению оценки среднеквадратичного отклонения от сглаживающей кривой по

Таблица 2

СРЕДНИЕ ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭКСТРЕМУМОВ
 ДЛЯ МЕТОДОВ P, AP И RP ПРИ АППРОКСИМАЦИИ 83
 ЭКСТРЕМУМОВ R Cуг: $\bar{\sigma}_t$ - ПОГРЕШНОСТЬ МОМЕНТА
 ЭКСТРЕМУМА, $\bar{\sigma}_m$ - ПОГРЕШНОСТЬ ЗВЕЗДНОЙ ВЕЛИЧИНЫ
 ЭКСТРЕМУМА

	P3	P4	P5	P6	P _{opt}	AP1	AP2	RP
$\bar{\sigma}_t$, суг	1.28	1.73	1.95	2.41	1.19	0.54	1.89	2.80
$\bar{\sigma}_m$, mag	53	45	50	54	51	63	54	54

сравнению с кривой AP и увеличению погрешности экстремума, более подверженного влиянию локальных флуктуаций.

Поэтому для основной массы звезд применялся AP-метод для определения характеристик экстремумов. RP-метод применялся в тех случаях, когда на кривой наблюдались сильные неправильности (типа вторичного максимума), которые искажали форму экстремумов.

В качестве еще одного теста для сравнения разных методов мы обработали 100 искусственных рядов по 101 точке: $t_k = 2(k-1)/100 - 1$, $x_k = t_k^2 + \alpha \epsilon_k$, где ϵ_k - случайная величина, распределенная по нормальному закону с нулевым средним и единичной дисперсией. Результаты анализа приведены в табл.3.

Для "слабого шума" $\alpha = 0.1$, асимптотические параболы AP1 по точности определения экстремума почти в два раза лучше полиномиальной аппроксимации P5 с тем же числом степеней свободы, в то время как погрешность экстремального значения сигнала отличается несущественно. Несомненный выигрыш по точности у параболы P3, что объясняется соответствием тестового сигнала аппроксимирующей функции. Как мы видели для асимметричных экстремумов R Cуг, P3 дает формально небольшую оценку погрешности, но реально большие значения систематического сдвига.

Для "очень сильного шума" $\alpha = 1$, экстремумы для всех аппроксимаций распределены почти по всему интервалу данных, что приводит

Таблица 3

СРЕДНИЕ ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭКСТРЕМУМОВ
 ДЛЯ МЕТОДОВ AP И RP ПРИ АППРОКСИМАЦИИ
 ЭКСТРЕМУМОВ МОДЕЛЬНОЙ ЗАШУМЛЕННОЙ ПАРАБОЛЫ:
 $\bar{\sigma}_l$ - ПОГРЕШНОСТЬ МОМЕНТА ЭКСТРЕМУМА, $\bar{\sigma}_m$ -
 ПОГРЕШНОСТЬ ЗВЕЗДНОЙ ВЕЛИЧИНЫ ЭКСТРЕМУМА,
 σ_l и σ_m -
 СООТВЕТСТВУЮЩИЕ СРЕДНЕМУ ВЕСУ; σ_l и σ_m -
 РЕАЛЬНЫЙ СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЙ РАЗБРОС

Метод	$\alpha = 1$				$\alpha = 0.1$			
	$\bar{\sigma}_l$	σ_l	$\bar{\sigma}_m$	σ_m	$\bar{\sigma}_l$	σ_l	$\bar{\sigma}_m$	σ_m
P3	0.084	0.094	0.148	0.140	0.0085	0.0081	0.0149	0.0143
P4	0.136	0.181	0.157	0.141	0.0212	0.0226	0.0149	0.0143
P5	0.118	0.293	0.182	0.201	0.0214	0.0228	0.0185	0.0189
P6	0.097	0.357	0.202	0.292	0.0361	0.0358	0.0186	0.0191
P ^{ср}	0.071	0.294	0.163	0.293	0.0085	0.0081	0.0150	0.0143
AP1	0.318	0.420	0.235	0.188	0.0092	0.0115	0.0171	0.0150
AP2	0.252	0.459	0.192	0.201	0.0129	0.0150	0.0192	0.0201

к колоссально большим значениям среднеквадратичного разброса. В этом случае наилучшей является P3, но это преимущество теряется, если экстремум сдвинут относительно середины интервала наблюдений или является сильно асимметричным.

Аппроксимация скользящими параболками позволяет отслеживать мелкие детали кривой, но они более чувствительны к разрывам в данных и недостаточному количеству наблюдательных точек.

Метод AP удобен для аппроксимации кривых блеска мирид, в том числе имеющих асимметричные экстремумы, которые могут сильно искажаться при сглаживании другими методами, в том числе и RP.

5. Характеристики индивидуальных циклов. Для каждого цикла переменности были определены такие основные параметры:

- моменты минимума и максимума, их фазы и звездные величины (определенные методами AP или RP);
- средний момент, фаза и звездная величина горба на восходящей ветви (если он присутствует). Момент определялся как среднее из крайних точек горба по оригинальной кривой, так как в большинстве случаев с помощью скользящих парабол горб прописывался плохо из-за малого количества наблюдательных точек и большой полуширины фильтра, выбранной оптимальной для всей кривой. Звездная величина - выборочное среднее из всех точек горба. В случае получения характеристик горба (вторичного максимума) как экстремума, с помощью

скользящих парабол, вычислялись как параметры максимума, так и следующего за горбом понижения блеска;

- для определения величин обратных наклонов dt/dm для индивидуальных циклов на восходящей и нисходящей ветвях были выбраны линейные участки индивидуально для каждого цикла и аппроксимированы прямой линией;

- также использовались моменты и фазы пересечений линейными участками уровней фиксированных звездных величин (для большинства звезд 10^m);

Характеристики индивидуальных экстремумов частично опубликованы в [17], полный вариант каталога можно запросить у авторов.

Кроме основных параметров, вычислялись следующие, связанные с ними, характеристики:

- амплитуда восходящей и нисходящей ветви (разница звездных величин текущего максимума и двух соответствующих минимумов);

- период, как интервал времени, между последовательными максимумами;

- период, как интервал времени, между последовательными минимумами;

- продолжительности восходящей и нисходящей ветвей;

- асимметрия (два значения: как отношение продолжительности восходящей ветви к: 1 - периоду между максимумами, 2 - периоду между минимумами. Для корреляционного анализа, как правило, играл большую роль параметр 1, так как для него вычислялось больше значений, поскольку максимумы блеска наблюдаются в среднем чаще);

- разность звездных величин между последовательными максимумами;

- разность звездных величин между последовательными минимумами;

- средний блеск (звездная величина) на восходящей и нисходящей ветви.

Исследовалась зависимость всех этих величин от времени. При этом обоим периодам и асимметриям приписывался момент текущего максимума, а таким характеристикам, как амплитуда и средний блеск, которые дважды встречаются в одном цикле, приписывался средний момент времени между максимумом и соответствующим минимумом.

Когда это необходимо, проводился периодограммный анализ с целью определения характерных времен изменения периода. Для этой же цели изменения характеристик индивидуальных циклов аппроксимировались с помощью RP-метода. Для полуправильных звезд применялся всплеск-анализ [18] для изучения стабильности периода.

Перечисленные выше характеристики использовались нами для корреляционного анализа.

Если имеется m параметров, то это соответствует $m(m-1)/2$ независимым значениям коэффициента корреляции. Кроме самого коэффициента корреляции ρ , вычислялось также значение параметра "сигнал/шум", равное

$$S = \frac{|\rho|}{\sigma_\rho} = |\rho| \cdot \sqrt{\frac{n-2}{1-\rho^2}},$$

где n - количество пар характеристик. При $S > 3$, т.е. $|\rho| > 3\sigma_\rho$, корреляция считается значимой [19].

Необходимо отметить, что часть корреляций является тривиальной. Таким образом, выборка значимых независимых корреляций сужается.

Обсуждение результатов для исследуемых звезд планируется привести в последующих работах.

Авторы выражают свою благодарность за полезное обсуждение В.П.Гринину, В.Ю.Теребижу и рецензенту.

Астрономическая обсерватория и кафедра астрономии Одесского национального университета им. И.И.Мечникова,
Украина, e-mail: il-a@mail.od.ua vlada@mail.od.ua

INVESTIGATION OF VARIABILITY OF LONG-PERIODIC PULSATING STARS. I. METHODS OF ANALYSIS OF OBSERVATIONS

I.L.ANDRONOV, V.I.MARSAKOVA

The methods of time series analysis of long periodic stars by the observation from databases of variable stars observers are discussed. The methods were compared to obtain the better accuracy of characteristics of individual variability cycles.

Key words: *Stars: long-period: pulsating - methods - observational*

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Schweitzer*, <http://cdsarc.u-strasbg.fr/pub/afoev/>
2. *D.Nogami*, <http://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/vsnet/>
3. *I.L.Andronov*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **125**, 207, 1997.
4. *L.S.Shapovalova*, *Odessa Astron. Publ.*, **10**, 131, 1997.
5. *В.Ю.Теребиж*, Введение в статистическую теорию обратных задач. Наука, М., 2005, с.376.
6. *I.L.Andronov*, *Odessa Astron. Publ.*, **7**, 49, 1994.
7. *T.J.Deeming*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **36**, 137, 1975.
8. *N.R.Lomb*, *Astrophys. Space Sci.*, **39**, 447, 1976.
9. *J.D.Scargle*, *Astrophys. J.*, **263**, 835, 1982.
10. *В.Ю.Теребиж*, Анализ временных рядов в астрофизике, Наука, М., 1992, с.392.
11. *П.Н.Холопов*, Фотографическая фотометрия переменных звезд. Методы исследования переменных звезд, Наука, М., 1971, с.91.
12. *К.Мардиа, П.Земроч*, Таблицы F-распределений, Наука, М., 1985, с.640.
13. *П.Н.Холопов и др.*, Общий каталог переменных звезд, Т.1-3, Изд. 4-е, Наука, М., 1985.
14. *E.Antonello*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 140, 1994.
15. *G.Kovacs, I.Shlosman, J.R.Buchler*, *Astrophys. J.*, **307**, 593, 1986.
16. *V.I.Marsakova, I.L.Andronov*, *Odessa Astron. Publ.*, **9**, 127, 1996.
17. *V.I.Marsakova, I.L.Andronov*, *Odessa Astron. Publ.*, **11**, 79, 1999.
18. *И.Л.Андронов*, Кинематика и физика небесных тел, **14**, 490, 1988.
19. *Г.А.Корн, Т.М.Корн*, Справочник по математике для научных работников и инженеров: Пер. с англ., Наука, М., 1970, с.720.

УДК: 524.38

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ 61 ЛЕБЕДЯ ПО
НАБЛЮДЕНИЯМ НА 26-ДЮЙМОВОМ РЕФРАКТОРЕ
ПУЛКОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Д.Л.ГОРШАНОВ, Н.А.ШАХТ, А.А.КИСЕЛЕВ

Поступила 29 марта 2006

Принята к печати 9 июня 2006

Представлены результаты обработки сорокалетнего ряда фотографических наблюдений двойной звезды 61 Лебеда на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории. По относительным положениям компонент построена орбита и определена сумма масс компонент. Изучение индивидуального движения компонент 61 Лебеда относительно окружающих звезд позволило определить их отношение масс и массы главной и вторичной компоненты, которые составили 0.74 и 0.46 массы Солнца соответственно. В относительном движении компонент выявлена колебательная составляющая с периодом 6.5 года, причину появления которой можно объяснить, в частности, присутствием в системе темного маломассивного спутника.

1. *Введение.* Визуально-двойная звезда 61 Лебеда (ADS 14636 = WDS 21069 + 3845 = Gliese 820 = HR 8085 + HR 8086 = HD 201091 + HD 201092) входит в пулковскую программу наблюдений звезд с заподозренными невидимыми спутниками и наблюдается на нормальном астрографе с 1895г. и на 26-дюймовом рефракторе - с 1958г. Ее основные параметры следующие: экваториальные координаты: $\alpha_{2000} = 21^{\text{h}}06^{\text{m}}.9$, $\delta_{2000} = 38^{\circ}45'$, тригонометрический параллакс: $\pi_{\text{r}} = 0''.296$, блеск компонент в полосе V: $5^{\text{m}}.4$, $6^{\text{m}}.1$; спектральные классы компонент: K5V, K7V; относительные полярные координаты: $\rho_{2000} = 30''.5$, $\theta_{2000} = 150^{\circ}$; собственное движение: $\mu_{\alpha} = 0''.35107/\text{год}$, $\mu_{\delta} = 3''.2589/\text{год}$.

Под *невидимым спутником* в настоящей работе подразумевается объект слабой светимости и малой массы, который оказывает возмущение в орбитальном движении исследуемой звезды. В нашем случае это влияние может быть обнаружено по периодическим отклонениям от ее видимого орбитального движения.

2. *Историческая справка.* Одна из наиболее близких к Солнцу звезд, 61 Лебеда в течение многих лет была объектом исследования нескольких поколений астрономов. В настоящее время ее движение и физическая природа хорошо изучены на основе как астрометрических, так и астрофизических наблюдений. Приведем небольшую историческую справку с результатами исследований, которые были использованы нами в настоящей работе.

Данные о положении этой звезды на небе впервые были опубликованы Гевелием в его каталоге 1500 звезд, наблюдаемых без помощи зрительной трубы, в середине XVII в. В качестве двойной ее впервые отмечает Фламстид под номером 61 созвездия Лебеда в каталоге 3000 звезд, изданном в 1725г.

Относительная орбита определялась различными авторами как в XIX в., так и по более современным данным (см., например, [1,2]).

Как известно, предположение о наличии спутника у звезды 61 Лебеда было высказано Вильзингом еще в 1893г. [3], который обнаружил периодические колебания в расстояниях между звездами пары. Несмотря на то, что эти результаты впоследствии были объяснены инструментальными погрешностями, работа Вильзинга возбудила новый интерес к 61 Лебеда. В дальнейшем на основе астрометрических наблюдений неоднократно делались попытки обнаружить влияние третьего тела путем исследования отклонений от орбитального движения пары или от прямолинейного движения каждой компоненты на фоне опорных звезд. В некоторых случаях наблюдательные данные позволяли достаточно уверенно выделить периодическую составляющую, а также построить модель орбиты возможного спутника и оценить его массу [1,4].

В Пулкове эта звезда наблюдается на нормальном астрографе с 1895г., а в 1958г. были также начаты планомерные наблюдения этой звезды на 26-дюймовом рефракторе в рамках пулковской программы исследований звезд с невидимыми спутниками.

Согласно работе Дейча и Орловой [5], основанной на многолетних наблюдениях на двух пулковских астрографах и наблюдениях в обсерваториях МакКормик и Спрул, в орбитальном движении этой звезды имеются периодические отклонения, которые можно было интерпретировать как возмущения от двух невидимых спутников с периодами обращения 6 и 12 лет. При этом наиболее уверенный период 6 лет дал возможность построить модель орбиты фотоцентра, описываемой под влиянием этого гипотетического спутника: $T=1957.0$, $e=0.2$, $a=0''.006$, $i=\pm 34^\circ$, $\Omega=108^\circ$, $\omega=301^\circ$. Нижний предел массы предполагаемого спутника составил $0.004 M_\odot$.

Однако известно, что спекл-интерферометрические исследования не подтвердили существование спутников вблизи главной и вторичной компонент 61 Лебеда [6]. Правда, в [6] речь идет о спутниках звездной природы с блеском, отличающимся от блеска видимых компонент не более чем на 2^m , и отстоящих от них не менее чем на $0''.038$. Астрометрические наблюдения в Морской обсерватории США также не обнаружили периодических колебаний, превышающих уровень

шума, во взаимных расстояниях между компонентами 61 Лебеда [7]. Марси и Чен [8] пришли к выводу, что история эволюции звезды и малая скорость вращения каждого из ее компонент вокруг своей оси не допускают образования спутников.

В то же время теоретические небесно-механические расчеты (см., например, [9]), показывают, что планетные орбиты в двойных системах могут быть квазистабильными, т.е., менять в некоторых пределах свои параметры: эксцентриситет, величину полуосей и т.д. Это обстоятельство может затруднить обнаружение планет в таких системах. Если предположить, что невидимый спутник в системе 61 Лебеда находится на квазистационарной орбите, этим, возможно, можно объяснить изменяющуюся амплитуду колебаний в движении видимых компонент и сложности с определением их периода, полученную по нашим данным (см. ниже).

Исследование лучевой скорости компоненты А, опубликованное в статье [10], не показало ее изменения на величину более чем 50 м/с, что свидетельствует об отсутствии около главной компоненты спутников с величиной $M \sin i$ в несколько масс Юпитера. Однако в работах [10,11] имеется доказательство циклической хромосферной активности обеих компонент 61 Лебеда с периодами около 7 лет.

При наблюдениях системы 61 Лебеда на космическом телескопе им. Хаббла спутники, в том числе планетоподобные, не были обнаружены [12]. Правда, эти наблюдения продолжались в течение сравнительно короткого периода (около полутора лет).

В связи с тем, что наш ряд наблюдений является достаточно протяженным и однородным, основной задачей настоящей работы являлось динамическое исследование движения 61 Лебеда, определение параметров относительной орбиты и оценка масс составляющих. Теоретические расчеты и практика наблюдений на 26-дюймовом рефракторе показали, что за достаточно продолжительный интервал наблюдений у близких звезд типа 61 Лебеда возможно выявить колебания в движении, вызываемые притяжением спутника с массой более $0.01 M_{\odot}$ и с периодами обращения от 3 до 20 лет. Поэтому дополнительной нашей задачей была также проверка гипотезы о наличии спутника с параметрами, соответствующими возможностям и точности наших наблюдений.

3. Наблюдения и измерения. 61 Лебеда фотографически наблюдается на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории (диаметр объектива 65 см, фокусное расстояние 10.412 м, масштаб в фокальной плоскости $19.807''/\text{мм}$) с 1958г. по настоящее время. Каждый год в течение наблюдательного сезона, длящегося для этой звезды с августа

по ноябрь, получается около 10 фотопластинок, содержащих в среднем около 20 экспозиций исследуемой пары на фоне окружающих звезд.

С 1976г. для контроля каждую ночь сразу после 61 Лебеда наблюдается заведомо далекая визуально-двойная звезда ADS 14710 ($\alpha_{2000} = 21^{\text{h}}10^{\text{m}}.5$; $\delta_{2000} = 22^{\circ}27'$; $\mu_{\alpha} = 0^{\circ}.0017$; $\mu_{\delta} = 0^{\circ}.013$; $\pi_{\text{pr}} = 0^{\circ}.002$; $\rho_{2000} = 18^{\text{m}}.1$; $\theta_{2000} = 119^{\circ}$; $6^{\text{m}}.9$, $7^{\text{m}}.7$; A1V, A0), наблюдения которой также были нами обработаны [13]. Дополнительно также был обработан ряд наблюдений двойной звезды - ADS 7251 ($\alpha_{2000} = 9^{\text{h}}14^{\text{m}}.4$; $\delta_{2000} = +52^{\circ}41'$; $\mu_{\alpha} = -0^{\circ}.1714$; $\mu_{\delta} = -0^{\circ}.615$; $\pi_{\text{pr}} = 0^{\circ}.166$; $\rho_{2000} = 17^{\text{m}}.3$; $\theta_{2000} = 82^{\circ}$; $7^{\text{m}}.8$, $7^{\text{m}}.9$; K2, K2), имеющий с 61 Лебеда почти общий интервал наблюдений (наблюдается с 1962г.). Обнаружение одинаковых периодов в движении компонент этих трех двойных звезд явилось бы свидетельством их общего инструментального или астроклиматического происхождения, что заставило бы исключить гипотезу о наличии спутника у 61 Лебеда.

В конце 90-х годов XX в. фотопластинки этих рядов были измерены на автоматическом измерительном комплексе "Фантазия" в Пулковской обсерватории [13]. Средняя ошибка измерения одной экспозиции составила $0^{\circ}.028$. Ошибки одного среднегодового положения составили $0^{\circ}.007$, $0^{\circ}.008$ и $0^{\circ}.004$ для 61 Лебеда, ADS 14710 и ADS 7251, соответственно. Обработка измерений фотопластинок для получения расстояния ρ и позиционного угла θ проводилась по стандартной методике, описанной, например, в [14].

Полученные в результате обработки ряды относительных положений компонент были использованы для построения орбиты двойной звезды и выявления возможных периодических отклонений от орбитального движения. Относительные расстояния ρ и позиционные углы θ 61 Лебеда, полученные по наблюдениям в Пулкове в 1958-1997гг., предварительные значения отношения масс компонент А и В и соответствующая методика опубликованы в наших работах [13,15].

4. Относительная орбита и сумма масс компонент 61 Лебеда.

Относительная орбита (движение компоненты В относительно А) была определена методом параметров видимого движения (ПВД), разработанным в Пулковской обсерватории (см. [16,17]). Этот метод позволяет построить орбиту по короткой дуге наблюдений с привлечением одной удаленной по времени точки и одного измерения разности лучевых скоростей вблизи середины наблюдаемой дуги.

Исходными данными для 61 Лебеда явились пять параметров видимого движения, определяемых из имеющейся у нас дуги орбиты на средний момент наблюдений ($t_0 = 1978.3$). К ним относятся: расстояние между компонентами ρ , позиционный угол θ , относительное движение

μ , его направление ψ и радиус кривизны дуги ρ_c . Из этих величин из наблюдений наименее надежно определяется радиус кривизны ρ_c .

Дополнительными необходимыми параметрами для определения орбиты являются тригонометрический параллакс π_{tr} , относительная лучевая скорость ΔV_r (разность лучевых скоростей компонент) и сумма масс компонент M_{A+B} . Из них наиболее надежным является параллакс этой пары, определенный по наблюдениям HIPPARCOS. Для определения относительной лучевой скорости были использованы ее определения за последние десятилетия. В работе [18] приведены результаты некоторых таких определений для нескольких широких двойных звезд, включая 61 Лебеда, а также результаты, полученные самими авторами указанной статьи в середине 80-х годов XX в. на 6-м телескопе БТА. Помимо определения лучевых скоростей звезд по стандартной методике (*), ими был применен специальный метод для более точного непосредственного измерения разности лучевых скоростей компонент (**). В табл.1 приведена сводка значений из указанной статьи, дополненная результатом из работы [10].

Таблица 1

ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ 61 ЛЕБЕДЯ

Годы измерений	V_{ra} (км/с)	V_{rb} (км/с)	ΔV_r (км/с)	Авторы
1982	-66.08	-65.01	1.07	Киселев и др., 1987
1983-1985	-64.96 ± 0.05	-63.88 ± 0.04	1.08 ± 0.06	Марси, Бениц, 1989
1982-1987	-65.14	-64.07	1.07 ± 0.12 (*) 1.10 ± 0.08 (**)	Романенко, Ченцов, 1994
1986.5			1.169 ± 0.118	Кэмпбелл и др., 1988
1989-1992	-66.06 ± 0.12	-64.58 ± 0.17	1.48 ± 0.21	Токовинин, 1994

Массы компонент можно предварительно оценить по их спектральным классам (см., например, справочник [19]): первичная А – K5V-0.7 M_{\odot} , вторичная В – K7V-0.6 M_{\odot} . Таким образом, сумма масс компонент оценивается как $M_{A+B} = 1.3 M_{\odot}$.

Использование наблюдения, удаленного по времени от дуги наших наблюдений, позволяет сделать выбор между двумя равноценными орбитами, выводимыми методом ПВД из имеющейся орбитальной дуги и отличающимися геометрическими элементами (но тождественными с динамической точки зрения). Если же имеется множество таких удаленных по времени наблюдений, то, несмотря на их неоднородность и, возможно, меньшую точность, из сравнения с ними полученной орбиты можно

точнее оценить правильность выбранных значений входных параметров. Варьируя эти параметры, можно добиться наилучшего соответствия построенной орбиты всем известным наблюдениям.

Таким образом, нами были приняты следующие начальные значения параметров: $\rho_c = 20''.5$, $\Delta V_r = 1.1$ км/с, $M_{A+B} = 1.3 M_\odot$. Эти параметры варьировались вокруг указанных начальных значений, а построенные орбиты сравнивались со всей совокупностью позиционных наблюдений 61 Лебеда, выполненных в мире и собранных на сайте каталога WDS Вашингтонской Морской обсерватории США (<http://ad.usno.navy.mil/ad/wds/wds.html>). Эти данные были очищены от слишком далеко "вылетающих" точек, а в значения позиционного угла были введены поправки за собственное движение и прецессию для приведения их к эпохе и равноденствию 2000.0. При этом для каждого момента

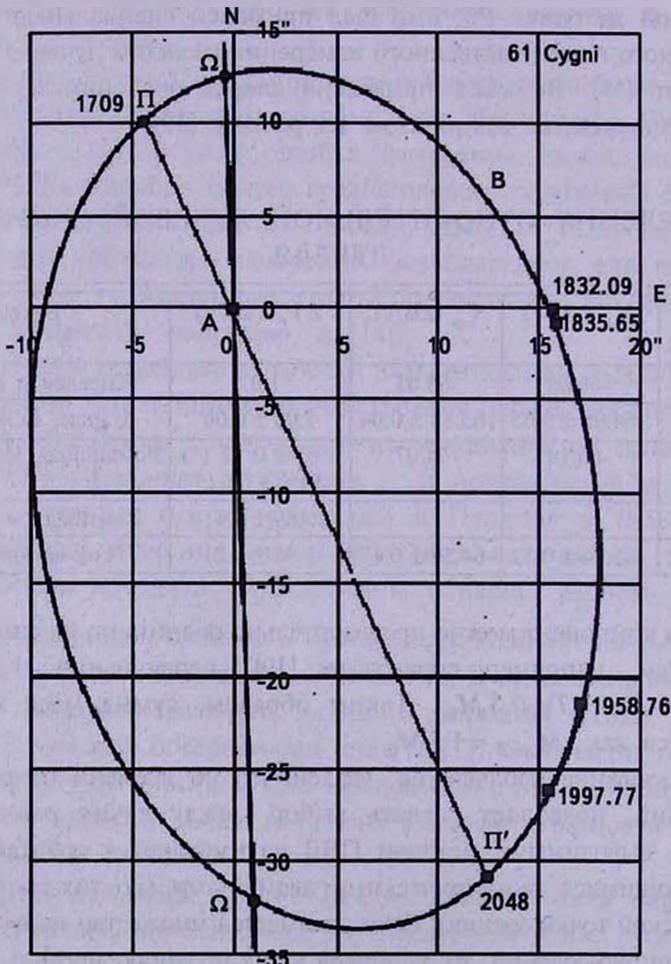


Рис.1. Видимая относительная орбита 61 Лебеда, построенная методом ПВД по наблюдениям на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории.

времени из общего списка наблюдений по полученной орбите вычислялись эфемеридные значения расстояний и позиционных углов, из сравнения которых с наблюдаемыми значениями определялись разности О-С. Три упомянутые параметра метода ПВД при вычислении орбитальных элементов подбирались так, чтобы минимизировать среднее значение О-С всех имеющихся наблюдений.

В результате, минимум среднего О-С был найден при следующих значениях этих параметров (на момент $t_0 = 1978.3$): $\rho_c = 24''.5$, $M_{A+B} = 1.2 M_\odot$, $\Delta V_r = 0.9$ км/с (линейная экстраполяция значений ΔV_r из табл.1 дает близкое значение $\Delta V_r = 0.8$ км/с). Этим значениям соответствуют следующие орбитальные элементы: $a = 82 \pm 2$ а.е.; эксцентриситет $e = 0.49 \pm 0.03$; наклонение $i = 129^\circ \pm 2^\circ$; долгота периастра $\omega = 149^\circ \pm 6^\circ$; долгота восходящего узла $\Omega = 178^\circ \pm 2^\circ$; период $P = 678 \pm 34$ г.; момент прохождения периастра $T_0 = 1709 \pm 16$ г. На рис.1 изображена найденная орбита, соответствующая указанным элементам, отмечена дуга, соответствующая пулковским наблюдениям, и для примера приведены две точки из списка наблюдений 61 Лебеда, выполненных ранее (из каталога WDS), которые послужили контролем для нашей орбиты.

Таким образом, описанная методика позволила построить новый вариант относительной орбиты компонент 61 Лебеда и оценить сумму их масс. Ошибка суммы масс составила $\pm 0.15 M_\odot$. Полученное значение суммы масс не превышает оценки, сделанной на основе спектральных классов компонент, что свидетельствует об отсутствии скрытой массы порядка 0.1 и более массы Солнца.

5. Исследование уклонений от орбитального движения. После определения параметров орбиты были вычислены эфемериды положений на каждый момент наблюдений и затем получены разности О-С в смысле "наблюдения минус эфемерида". Эти разности были проанализированы и исследованы, в частности, с помощью метода периодограммы Скаргла (см. [20]) и метода CLEAN [21].

Наряду с 61 Лебеда, были исследованы и О-С контрольных звезд ADS 14710 и ADS 7251. Значимые пики на периодограммах выявились только у двойной звезды 61 Лебеда по координате X (в проекции на прямое восхождение: $X = \rho \sin \theta$). Это два пика, соответствующие периодам 6.5 и 11.2 года (см. рис.2). Пунктирная линия соответствует уровню значимости периодов. При исследовании первой и второй половин нашего ряда по отдельности выявленные пики сохраняются. Полученные периоды близки к результатам Дейча и Орловой [5]. Однако, возможно, что меньший пик (около 12 лет) может быть объяснен инструментальными или астроклиматическими причинами,

которые, как указано в работе [22], вызывают незначительные периодические колебания масштаба инструмента.

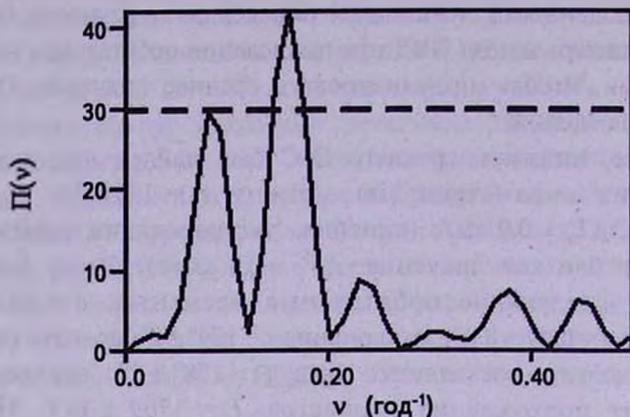


Рис.2. Периодограмма, построенная по (O-C)_x - отклонениям от относительного движения 61 Лебеда.

Объяснением главного периода в 6.5 лет может быть наличие невидимого маломассивного спутника, обращающегося, возможно, по квазистационарной орбите около одной из компонент. Если принять это предположение, то можно усреднить наши невязки с этим периодом и попытаться построить эллипс, описываемый фотоцентром. На рис.3 приведены результаты такого усреднения. Так как волна с периодом 6.5 лет выявляется только по координате X, эллипс движения фотоцентра строится неуверенно. На рис.4 дан один из вариантов сглаженной кривой, полученной по наблюдениям. Обозначенные на ней точки соответствуют наблюдениям, однако, определяются с большими ошибками. Все же мы попытались построить модель и вычислить параметры орбиты фотоцентра (см. [23]), большая полуось

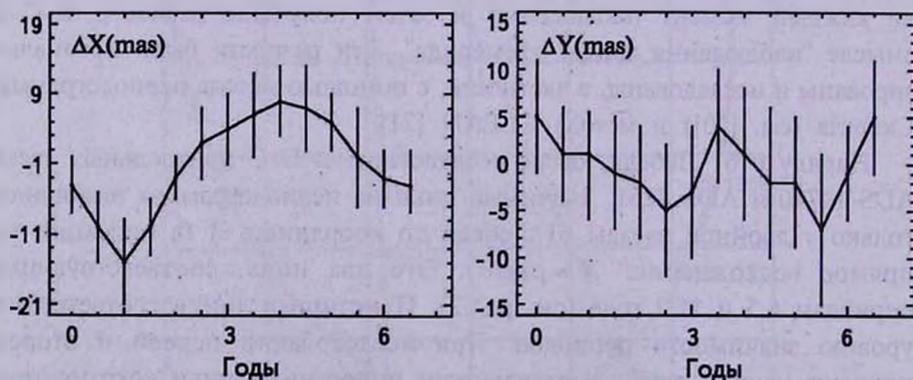


Рис.3. Уклонения (O-C) в относительном движении компонент 61 Лебеда по координатам X и Y, усредненные по фазам периода 6.5 года. Вертикальными отрезками обозначены среднеквадратичные ошибки одной точки.

которой оказалась равной $0''.018$ и, следовательно, нижний предел массы предполагаемого спутника составил $0.014 M_{\odot}$.

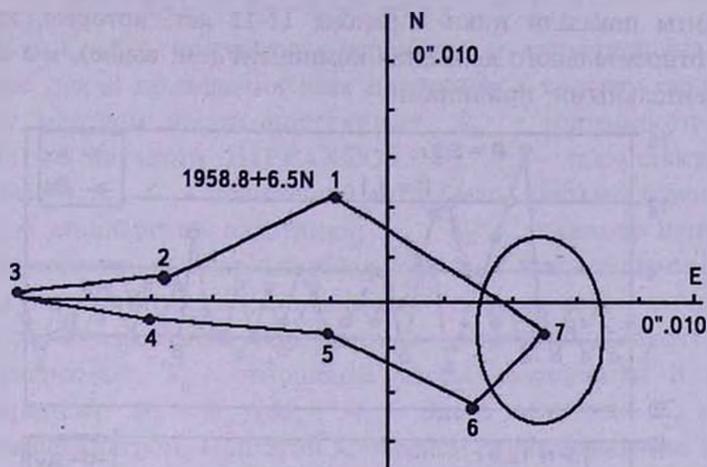


Рис.4. Сглаженная кривая, отражающая возможное движение фотоцентра системы "61 Суг А + спутник" с периодом 6.5 года. Около точки 7 приведен эллипс ошибок.

6. *Исследование движения компонент 61 Лебеда относительно звезд фона, определение отношения масс.* На фотопластинках с изображениями двойной звезды 61 Лебеда были получены также изображения окружающих звезд. Используя их, можно изучать движение каждой компоненты в отдельности, что может позволить нам определить, какая именно компонента совершает периодические движения. Следует отметить, что здесь на точность такого исследования, помимо измерений компонент двойной звезды, будут влиять ошибки измерений и собственные движения опорных звезд.

Были выбраны пластинки, на которых имелись шесть звезд фона, близкие по спектральному классу к исследуемому объекту и имеющие небольшие собственные движения. По ним, методом шести постоянных, координаты компонент пары на всех пластинках были приведены к системе координат одной из пластинок, выбранной в середине ряда. Были получены X_{Ai} , Y_{Ai} и X_{Bi} , Y_{Bi} - относительные координаты каждой компоненты по отношению к нуль-пункту стандартной пластинки для момента времени t_i ; $i = 1, 2, \dots, N$. Эти координаты содержат собственное движение μ_X , μ_Y , параллактическое смещение $\pi_{tr} P_X$, $\pi_{tr} P_Y$, квадратичный член Q , а также член, зависящий от отношения масс. Величина Q представляет собой перспективное ускорение, которое можно вычислить по формуле $Q = -1''.024 \cdot 10^{-6} \mu_{\alpha} \pi_{tr} V_r$. После исключения указанных величин остаточные разности были исследованы методом Скаргла для выявления возможных периодов. На рис.5 приведены периодограммы для рядов координат X и Y обеих компонент. Небольшой

пик, соответствующий периоду 6.2 года, выявился на периодограмме координаты X главной компоненты пары. По координате Y обе компоненты показали пики в районе 11-12 лет, которые, как и при анализе относительного движения компонент (см. выше), мы объяснили инструментальными причинами.

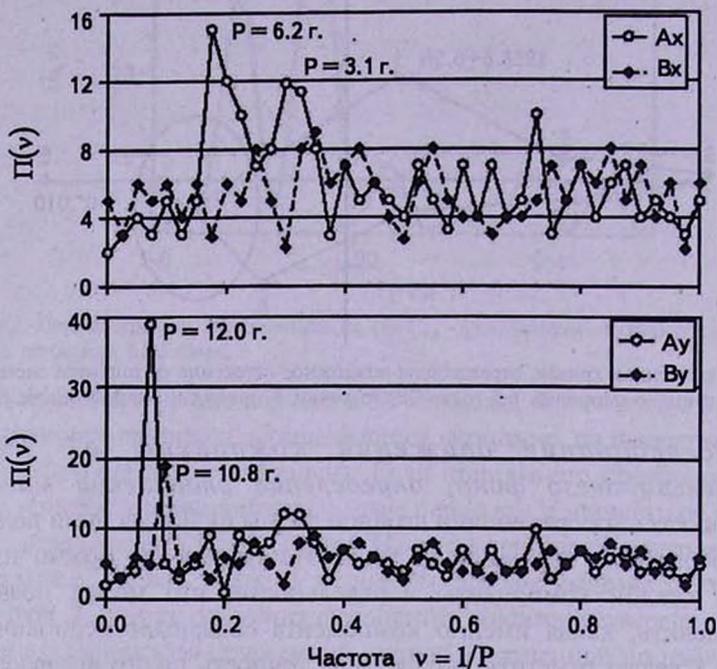


Рис.5. Периодограммы для рядов остаточных разностей в движении главной (А) и вторичной (В) компонент 61 Лебеда по координатам X и Y .

Изучение движения каждой компоненты двойной звезды (на фоне опорных звезд) может дать возможность определения отношения масс компонент из сопоставления кривизны их траекторий на небесной сфере. Наши наблюдения охватывают сравнительно небольшую часть орбиты 61 Лебеда, имеющую очень малую кривизну, поэтому непосредственное сравнение кривизны траектории каждой компоненты в нашем случае неприменимо.

В настоящей работе отношение масс было определено методом, реализующим предположение, что центр масс двойной звезды движется в пространстве равномерно и прямолинейно, т.е. его движение в картинной плоскости (после учета перспективного ускорения) будет происходить по прямой с постоянной угловой скоростью. В этом методе решаются избыточные системы, составленные из уравнений вида (1), относительно S , μ и Q :

$$\begin{aligned} X_A(1 - K_B) + X_B K_B - \pi_{\alpha} P_X &= C_X + \mu_X t + Q_X t^2, \\ Y_A(1 - K_B) + Y_B K_B - \pi_{\delta} P_Y &= C_Y + \mu_Y t + Q_Y t^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где X_A, Y_A и X_B, Y_B - координаты первичной и вторичной компонент, полученные после приведения всех пластинок в систему стандартной пластинки методом шести постоянных; π_{α} - тригонометрический параллакс из каталога HIPPARCOS, P_X, P_Y - параллактические коэффициенты, C_X, C_Y - положение центра масс системы относительно нуля-пункта стандартной пластинки; μ_X, μ_Y - движение центра масс системы относительно опорных звезд, Q_X, Q_Y - вековое перспективное ускорение звезды относительно системы опорных звезд, вычисляемое по формуле с известным собственным движением, параллаксом и лучевой скоростью; K_B - отношение массы компоненты В к сумме масс компонент: $K_B = M_B / (M_A + M_B)$. Здесь величина K_B является свободным параметром. При этом критерием ее оптимального значения является минимум ошибки единицы веса σ_0 при решении уравнений (1). В табл.2 приведены полученные результаты.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ДВИЖЕНИЯ ЦЕНТРА МАСС И ОТНОШЕНИЕ МАСС В СИСТЕМЕ 61 ЛЕБЕДЯ

	X	Y
ζ	$6''.2107 \pm 0''.0073$	$-9''.1541 \pm 0''.0077$
μ	$+4''.1113 \pm 0''.0005$	$+3''.2268 \pm 0''.0006$
Q	$0''.00007 \pm 0''.00005$	$0''.00012 \pm 0''.00005$
K_B	0.38 ± 0.04	0.38 ± 0.05
σ_0	$0''.0829$	$0''.0869$

Здесь все уравнения для координаты X были решены указанным способом, и приведенная величина σ_0 соответствует ее минимальному значению. Однако оказалось, что в нашем случае перспективное ускорение в проекции на координату Y коррелирует с орбитальным движением, и неизвестные K_B и Q_Y плохо разделяются. Поэтому при решении уравнений (1) по Y мы использовали фиксированное значение K_B , полученное по X и равное 0.38. Исключив K_B из левой части уравнений, мы определили остальные величины, которые приведены в последнем столбце табл.2.

Ошибку отношения масс мы оценили в нашей работе [15] путем прямого вычисления K_B из систем уравнений, подобных (1). Ошибки остальных неизвестных вычислены согласно решению по способу наименьших квадратов.

Сопоставление полученных суммы масс ($M_{A+B} = 1.20 \pm 0.15 M_{\odot}$) и отношения масс ($K_B = 0.38 \pm 0.04$) компонент 61 Лебеда позволяет определить массу каждой компоненты: $M_A = 0.74 \pm 0.13 M_{\odot}$, $M_B = 0.46 \pm 0.07 M_{\odot}$.

7. *Выводы.* 1. По новым наблюдательным данным получены относительная орбита и динамические и кинематические параметры двойной звезды 61 Лебеда, а также положение и движение ее центра масс.

2. Получены также сумма и отношение масс компонент А и В, при этом масса вторичной компоненты оказалась несколько меньше ее оценки, сделанной по спектральному классу.

3. При оценке масс и исследовании отклонений от орбитального движения не обнаружено влияние невидимого спутника с массой более чем $0.015 M_{\odot}$ в доступном для нас диапазоне периодов (от 3 до 20 лет). По всему ряду выявлена волна с периодом 6.5 лет, но с амплитудой не более $0''.015$ на интервале наблюдений 1958-1976гг. и с понижением амплитуды до $0''.010$ на интервале 1977-1997гг.

Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург,
Россия, e-mail: dengorsh@mail.ru shakht@gao.spb.ru

INVESTIGATION OF DOUBLE STAR 61 CYGNI BY MEANS OF 26-INCH REFRACTOR OF PULKOVO OBSERVATORY

D.L.GORSHANOV, N.A.SHAKHT, A.A.KISSELEV

The results of forty-years-long series of photographic observations of double star 61 Cygni by 26" refractor of Pulkovo Observatory are represented. The relative orbit is constructed and total mass is calculated by the relative positions of the components. Mass ratio of secondary and main components is calculated by means of investigation of individual motion of the components. Masses of components are 0.74 and 0.46 of solar mass for main and secondary component respectively. The periodicity of 6.5 year was discovered in relative motion of the components. It may be interpreted as influence of invisible low-mass satellite.

Key words: *stars: double: masses - individual: 61 Cygni*

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.A.Strand*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 55, 322, 1943.
2. *А.А.Киселев, Л.Г.Романенко*, Известия ГАО, №213, 155, 1998.
3. *J.Wilsing*, Sitzungber. Academ. zu Berlin, 2, 879, 1893.
4. *А.Н.Дейч*, Известия ГАО, №166, 138, 1960.
5. *А.Н.Дейч, О.Н.Орлова*, Астрон. ж., 54, 327, 1977.
6. *Н.А.McAlister, W.I.Hartkopf, D.J.Hutter, M.M.Shara, O.G.Franz*, Astron. J., 93, 183, 1987.
7. *P.J.Jostis*, Low. Observ. Bull., №167, 16, 1983.
8. *G.W.Marcy, G.H.Chen*, Astrophys. J., 390, 550, 1992.
9. *N.P.Pitjev, L.L.Sokolov*, In Proc. Of Meeting "Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems" (Saint Petersburg, Russia, 17-24 August 2003), 76, 2003.
10. *B.Campbell, G.A.H.Walker, Yang S.*, Astrophys. J., 331, 902, 1988.
11. *O.C.Wilson*, Astrophys. J., 226, 379, 1978.
12. *D.J.Schroeder, D.A.Golimowski, R.A.Bruckardt et al.*, Astron. J., 119, 906, 2000.
13. *Д.Л.Горшанов, Н.А.Шахт, Е.В.Поляков, А.А.Киселев, И.И.Канаев*, Известия ГАО, №216, 100, 2002.
14. *А.А.Киселев, О.А.Калиниченко, Г.А.Плюгин и др.*, "Каталог относительных положений и движений 200 визуально-двойных звезд по наблюдениям в Пулковке на 26" рефракторе в 1960-1986гг.", Наука, Л. с.1-39, 1988.
15. *Д.Л.Горшанов, Н.А.Шахт, А.А.Киселев, Е.В.Поляков*, Известия ГАО, №217, 182, 2004.
16. *А.А.Киселев, О.А.Кияева*, Астрон. ж., 57, 1227, 1980.
17. *А.А.Киселев*, "Теоретические основания фотографической астрометрии", Наука, М., с.260, 1989.
18. *Л.Г.Романенко, Е.Л.Ченцов*, Астрон. ж., 71, №2, 278, 1994.
19. *К.У.Аллен*, "Астрофизические величины" Мир, М., с.446, 1977.
20. *D.C.Black, J.D.Scargle*, Astrophys. J., 263, 854, 1982.
21. *В.В.Витязев*, Анализ неравномерных временных рядов. Изд-во С.-Петерб. ун-та. с.68, 2001.
22. *Д.Л.Горшанов*, Известия ГАО, №217, 485, 2004.
23. *D.L.Gorshanov, N.A.Shakht, A.A.Kisselev, E.V.Poliakow*, Proc. Coll. IAU, 197, 91, 2005.

УДК: 524.3

АНАЛИЗ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В КРАТНОЙ СИСТЕМЕ ADS 15571

Е.А.ГРОШЕВА

Поступила 11 апреля 2006

Принята к печати 9 июня 2006

Визуально-двойная звезда ADS 15571 наблюдается в Пулковско на 26"-рефракторе с 1960г.. В данной работе представляются результаты исследования периодических возмущений в относительном движении компонент. Видимое движение компоненты В было разделено на орбитальное движение барицентра относительно компоненты А и эллиптическое движение фотоцентра относительно барицентра. По видимому эллипсу движения фотоцентра были определены элементы орбиты прямым геометрическим методом А.А.Киселева и произведена оценка возмущающей массы. Минимальная масса невидимой компоненты составляет $0.62 M_{\odot}$.

1. *Введение.* Кратная звезда ADS 15571 наблюдается в Пулковско на 26"-рефракторе с 1960г., а первые ее наблюдения относятся к 1832г. (наблюдения О.Струве). Интерес к системе возник в процессе исследования визуально-двойных звезд околполярной области в рамках программы наблюдений двойных звезд на 26"-рефракторе [1]. Кроме регулярных наблюдений известных двойных звезд, программа предусматривает массовые наблюдения визуально-двойных звезд околполярной области с целью определения среди них пар с заметным орбитальным движением для определения параллаксов, орбит и масс звезд. Общая информация о двойной звезде, а именно: экваториальные координаты в системе J2000.0 $\alpha_{J2000.0}$ и $\delta_{J2000.0}$, угловое расстояние ρ , визуальные звездные величины видимых компонент m_A , m_B , их спектральные классы, собственные движения μ_x и μ_y (mas), параллакс главной компоненты π_A и его ошибка ε (mas), лучевые скорости V_r (км/с) и оценки масс, содержится в табл.1, где

1. Лучевые скорости взяты из каталога лучевых скоростей Вильсона [2]. Положения, собственные движения, параллакс, спектральные классы и звездные величины - из каталога HIPPARCOS [3].

2. Компонента В, переменная типа RS CVn, является спектроскопической двойной с орбитальным периодом 1.1522 дня [4], минимальные массы спектральных компонент 0.65 и 0.61, два спектра классифицированы как F5s и G6 [5].

3. Масса компоненты А была оценена как $1.3 M_{\odot}$, исходя из астрофизических оценок масс для звезд данных спектральных классов [6,7].

Таблица 1

ОБЩАЯ ИНФОРМАЦИЯ О ВИДИМЫХ КОМПОНЕНТАХ ADS 15571

$\alpha_{J2000.0}$ $\delta_{J2000.0}$	ρ	m_A m_B	Sp_A Sp_B	μ_{xA} μ_{xB}	μ_{yA} μ_{yB}	π_A $\pm \epsilon$	V_{rA} V_{rB}	M_A M_B
21°58' .2 +82°52'	13".7	6.98 7.43	F6IV-V F5	-129.14 -132.18	-74.42 -40.28	25.38 ±1.92	-22.2 ± 2 -17.5 ± 0.9	1.3 1.26

2. *Наблюдения.* Период наблюдений составил 43 года. За это время наблюдателями Пулковской обсерватории было снято на 26"-рефракторе 110 астронегативов, которые были оцифрованы на сканере UMAX с проекционной приставкой и разрешением 1200 dpi. Для обработки сканированных изображений использовалось программное обеспечение, разработанное И.С.Измайловым специально для измерений двойных

Таблица 2

СРЕДНЕГОДОВЫЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ADS 15571

T	ρ	σ_ρ	$\theta_{J2000.0}$	σ_θ
1832.300	13.79	-	73.48	-
1889.420	13.65	-	71.58	-
1909.150	13.63	-	70.63	-
1914.780	13.8	-	70.46	-
1923.360	13.85	-	69.85	-
1960.682	13.688	0.018	68.650	0.010
1961.676	13.706	0.010	68.509	0.030
1963.724	13.757	0.004	68.600	0.047
1970.704	13.781	0.001	67.679	0.015
1971.867	13.742	0.003	67.704	0.012
1972.736	13.717	0.002	67.689	0.037
1975.787	13.698	0.005	67.736	0.02
1976.606	13.685	0.005	67.797	0.027
1977.645	13.679	0.002	67.768	0.012
1978.722	13.684	0.004	67.78	0.013
1979.531	13.678	0.006	67.764	0.019
1980.639	13.679	0.007	67.82	0.032
1981.738	13.708	0.008	67.617	0.006
1982.431	13.711	0.002	67.716	0.016
1984.621	13.723	0.007	67.646	0.014
1985.667	13.74	0.005	67.559	0.017
1987.765	13.772	0.006	67.433	0.025
1990.557	13.809	0.009	67.201	0.017
1992.703	13.832	0.004	66.826	0.007
1994.734	13.772	0.010	66.667	0.030
1995.666	13.755	0.007	66.698	0.003
1998.682	13.703	0.010	66.764	0.030
1999.623	13.697	0.002	66.792	0.058
2000.686	13.692	0.006	66.798	0.033
2003.708	13.707	0.009	66.768	0.075

звезд [8]. Эти измерения были использованы для вывода 25-ти среднегодовых положений, которые приведены в табл.2 вместе с пятью положениями (первые пять эпох) из каталога Айткена [5]. Дуга видимого движения в паре АВ за 43 года наблюдений составила 2°. Табл.2 содержит следующую информацию: T - эпоха наблюдения; ρ - разрешение в секундах дуги; θ - позиционный угол в градусах; σ_ρ и σ_θ - соответствующие среднеквадратичные ошибки.

3. *Определение орбиты широкой пары методом параметров видимого движения.* Для определения орбиты движения компоненты В относительно А был использован метод параметров видимого движения, разработанный в Пулковско Киселевым [9]. В этом методе орбита визуально-двойной звезды определяется по векторам положения и скорости в движении спутника В относительно А. В свою очередь, вектора положения и скорости вычисляются на основе высокоточных плотных рядов относительных положений, тригонометрического параллакса и относительной лучевой скорости, определенной на момент, близкий к среднему моменту астрометрических наблюдений. В табл.3 приведены параметры относительного движения, полученные из среднегодовых положений. Основные формулы метода параметров видимого движения следующие:

$$\text{относительное движение } \mu'' = \sqrt{(\dot{\rho})^2 + \frac{\rho^2}{(57.3)^2} (\dot{\theta})^2},$$

$$\text{радиус кривизны } \rho_c = \frac{T_k - T_n}{\Psi_k - \Psi_n} \bar{\mu},$$

$$\text{позиционный угол относительного движения } \psi^\circ = \theta \pm 90^\circ \mp \arcsin \frac{\dot{\rho}}{\mu},$$

величина радиус-вектора расстояния между компонентами

$$r^3 = \pm k^2 \frac{\rho \rho_c}{\mu^2} \sin(\psi - \theta) [\text{AU}^3], \text{ где } k^2 = 4\pi^2(M_A + M_B) [\text{AU}^3/\text{год}^2],$$

величина вектора пространственной скорости компоненты В относительно А

$$v^2 = \left(\frac{\mu}{\pi r} \right)^2 + \left(\frac{v_r}{4.74} \right)^2 [\text{AU}^2/\text{год}^2],$$

угол между радиус-вектором положения и картинной плоскостью

$$\beta = \pm \arccos \left(\frac{\rho}{r \pi r} \right).$$

Проблема определения орбиты заключалась в недостаточной точности лучевых скоростей компонент ввиду того, что одна из компонент спектрально-двойная. Лучевые скорости, взятые из каталога Вильсона

[2], приведены в табл.1. Относительная лучевая скорость 4.7 км/с не удовлетворяла орбитальному движению с данной массой, поэтому была варьирована в пределах ошибок, и для вычислений взято минимальное

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ВИДИМОГО ДВИЖЕНИЯ

Средний момент, год	T_0	1967.93
Угловое расстояние, arcsec	ρ_0	13.739
Позиционный угол, градус	θ_0	68.119
Радиус кривизны траектории?, arcsec	ρ_c	13.9
Относительное движение, mas/год	μ	10
Позиционный угол относительного движения?, градус	ψ	338.23
Относительная лучевая скорость, км/с	V_r	1.8
Тригонометрический параллакс, mas	π_r	25.38

значение 1.8 км/с. Таким образом, орбиту АВ можно считать только предварительной, предназначенной для устранения орбитального движения из нелинейного движения фотоцентра. Уточнение орбиты требует новых спектральных наблюдений с целью получения точных лучевых скоростей. В табл.4 приведены орбитальные параметры, определенные методом ПВД для пары АВ. Ввиду неоднозначности определения угла β , мы приводим в табл.4 оба варианта орбитальных элементов. Для выбора того или иного варианта используют старые наблюдения, но в данном случае видимая дуга относительного движения настолько мала, что этот выбор не представляется возможным.

Таблица 4

ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ДЛЯ ДВИЖЕНИЯ ВИДИМЫХ КОМПОНЕНТ В ШИРОКОЙ ПАРЕ ADS 15571

	$\beta = -31^\circ.7$	$\beta = 31^\circ.7$
Большая полуось a	1081.8 а.е.	1081.8 а.е.
Период обращения P	19240 лет	19240 лет
Эксцентриситет e	0.5286	0.5299
Долгота периастра ω	20°.56	339°.12
Наклонность i	48°.90	48°.84
Долгота восходящего узла θ_n	35°.47	100°.84
Момент прохождения периастра T_p	3029	904

4. *Орбита фотоцентра.* После исключения орбитального движения, по остаточным невязкам, был построен видимый эллипс смещения фотоцентра и определен центр площадей. Для видимого эллипса смещения фотоцентра, удовлетворяющего наблюдениям в смысле среднеквадратичного отклонения, были определены следующие параметры:

Большая полуось	$a = 0''.087 \pm 0''.005.$
Малая полуось	$b = 0''.049 \pm 0''.005.$
Эксцентриситет	$e = 0.823.$
Наклон большой полуоси к оси Ox	$56^\circ.5.$

Координаты барицентра (x_p, y_p) вычислялись сравнением теоретической средней секториальной скорости $A = \pi ab/P$ с секториальной скоростью A_j , вычисленной для j -й точки наблюдения по формуле: $A_j = \rho_j^2 \dot{\theta}_j / 2$, где

$$\rho_j = \sqrt{(x_j - x_c)^2 + (y_j - y_c)^2},$$

$$\theta_j = \arctg \frac{x_j - x_c}{y_j - y_c}.$$

Критерием нахождения положения барицентра является минимум дисперсии секториальной скорости A_j .

Орбитальные параметры движения фотоцентра были определены прямым геометрическим методом Киселева [10], предварительным условием которого является построение видимого эллипса и определения центра площадей. Геометрический метод дает значения полуосей истинного эллипса и значения углов его ориентации относительно картинной плоскости. Момент прохождения периастра определялся из условия минимума расстояния между фотоцентром и найденным положением барицентра.

Период обращения был получен спектральным анализом остаточных невязок по алгоритму CLEAN. Использовалось программное обеспечение, разработанное в лаборатории астрометрии СПбГУ по материалам статьи Робертс и др., [11].

5. *Оценка массы невидимой компоненты.* Сумма масс компонент орбитальной системы соответствует отношению между массами, расстоянием и периодом обращения:

$$\frac{a^3}{P^2} = M_A + M_B.$$

Если компонента с массой M_B невидима и определен только период и большая полуось орбиты фотоцентра α , это соотношение имеет вид:

$$\frac{\alpha^3}{P^2} = (B - \beta)(M_A + M_B),$$

где $B = M_B / (M_A + M_B)$ и β - параметр, который учитывается в случае взаимодействующих изображений.

Исходя из предположения, что изображения не взаимодействуют, минимальная масса невидимой компоненты определялась из решения уравнения:

$$M_B = \frac{\alpha}{p^{2/3}} (M_A + M_B)^{2/3}.$$

В качестве M_A взята масса компоненты А (класс F5), принятая, согласно [6] и [7] за $1.3 M_{\odot}$. Таким образом, минимальная масса невидимого спутника равна $0.62 M_{\odot}$, если движение фотоцентра относится к компоненте А. Оценка массы скрытого спутника при помощи астрометрической орбиты фотоцентра яркой компоненты подробно рассматривается у ван де Кампа

Таблица 5

ОРБИТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО ВИДИМОМУ ЭЛЛИПСУ ДВИЖЕНИЯ ФОРОЦЕНТРА

Большая полуось a	$0''.87 \pm 0''.11$
Период обращения P	23 года
Эксцентриситет e	0.4 ± 0.2
Долгота периастра ω	$16^\circ \pm 22^\circ$
Наклонность i	$52^\circ \pm 11^\circ$
Долгота восходящего узла θ_{Ω}	$31^\circ \pm 7^\circ$
Прохождение периастра T_p	1993.5 ± 0.8
Минимальная масса системы	$0.6 \pm 0.1 M_{\odot}$

[12]. Элементы орбиты фотоцентра приведены в табл.5. На рис.1 показаны наблюдаемые положения фотоцентра (ромбы), соединенные линиями с соответствующими им эфемеридными положениями, видимый эллипс и положение барицентра (большой крест), а также сравнение наблюдений с предполагаемым орбитальным движением.

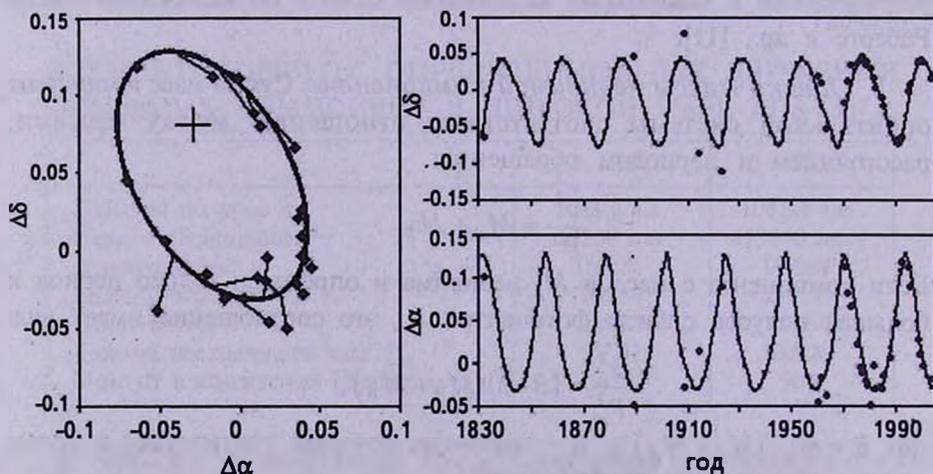


Рис.1. Видимый эллипс относительного движения фотоцентра и сравнение наблюдений с орбитальным движением. Крестом показано положение барицентра, сплошной линией - вычисленное орбитальное движение, ромбами - наблюдения.

6. *Заключение.* По 43 летнему ряду относительных положений визуально-двойной звезды ADS 15571 была определена предварительная орбита компонент широкой пары и исследованы возмущения в относительном движении. Исследование возмущений показало, что они вызваны спутником слабой светимости. Период обращения фотоцентра составил 23 года. Оценка минимальной массы невидимой компоненты дала значение $0.62 M_{\odot}$. Эфемериды движения фотоцентра, вычисленные по полученным орбитальным элементам, находятся в хорошем согласии с наблюдениями. Предположительно, исходя из оценок массы, видимое угловое расстояние между яркой видимой и слабой возмущающей компонентами достигает в момент прохождения апоастра 0.5 с дуги.

Автор выражает благодарность лаборатории астрометрии СПбГУ и И.С.Измайлову (ГАО РАН) за предоставленное программное обеспечение.

Главная астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: star-fox@yandex.ru

ANALYSIS OF PERIODIC PERTURBATIONS IN MULTIPLE SYSTEM ADS 15571

E.A.GROSHEVA

Visual double star ADS 15571 is observed in Pulkovo with 26"-refractor since 1960. The results of the study of periodic perturbations in components relative motion is presented. Apparent motion of component B was splitted into barycenter' orbital motion around component A and elliptic motion of photocenter relatively to barycenter. Apparent ellipsis of photocenter motion allowed to obtain orbital elements. Mass of perturbations source was estimated as $0.62 M_{\odot}$ at least.

Key words: *(stars:)binaries: visual - individual: ADS 15571*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Киселев, О.А.Калиниченко, Г.А.Плюгин и др., "Каталог относительных положений и движений 200 визуально-двойных звезд по наблюдениям в Пулковке на 26"-рефракторе в 1960-1986гг.", Наука, Л., 1988.
2. R.E.Wilson, General Catalogue of Stellar Radial Velocities, Carnegie Inst. Washington D.C. Publ. 601, 1953.
3. M.A.C.Perryman, L.Lindgren, J.Kovalevsky et al., Astron. Astrophys., 323, 49, 1997. "The Hipparcos Catalogue".
4. R.F.Sanford, Astrophys. J., 65, 295, 1927.
5. R.G.Aitken, "New General Catalogue of Double Stars", Edinburgh, 1932.
6. П.П.Паренаго, "Курс звездной астрономии", 1954.
7. A.N.Belikov, Stellar Mass Catalogue (SMAC). Preliminary version. Bull. Inf. Centre Donnees Stellaires, 47, 9, 1995.
8. И.С.Измайлов, Изв. ГАО в Пулковке, N214, с.533, 2000.
9. А.А.Киселев, Л.Г.Романенко, Астрон. ж., 73, 875, 1996.
10. А.А.Киселев, in "Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks. Ed. J.A.Docobo et al. Dordrecht: Kluwer Academic, 1997, p.357.
11. D.H.Roberts, J.Lehar, J.W.Dreher, Astron. J., 93, 968, 1987.
12. P. van de Kamp, "Stellar Path". Astrophysics and Space Science Library, 85, 1981.

УДК: 524.3-6

РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ. УСРЕДНЕННАЯ ПО УГЛАМ ФУНКЦИЯ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Г.А.АРУТЮНЯН

Поступила 6 мая 2006

Принята к печати 9 июня 2006

Рассматривается элементарный акт рассеяния фотонов хаотически движущимся электронным моноэнергетическим газом, для чего получена функция перераспределения (ФП). Обращается внимание на то, что во многих задачах и, в частности, при рассмотрении взаимодействия фонового излучения с межгалактической плазмой богатых скоплений галактик, достаточно иметь усредненную по углам ФП. Получены выражения как усредненной ФП, так и для ее асимптотик, описывающих функцию перераспределения для низкочастотного излучения. Рассмотрен вопрос об определении коэффициента поглощения, зависящего от частоты фотона.

1. *Введение.* С целью интерпретации наблюдаемых спектров космических объектов применяются самые различные механизмы изменения энергии фотонов. Среди этих механизмов достаточно часто рассматривается рассеяние фотонного газа свободными электронами. Нередко фотон-электронное взаимодействие условно делится на два типа - комптоновское и обратное комптоновское рассеяния, в зависимости от того, какие именно частицы приобретают или теряют энергию. Обмен энергией между частицами, естественно, сближает физические условия данной смеси фотонов и электронов к термодинамическому равновесию. Ясно, что рассеяние низкочастотных фотонов высокотемпературным электронным газом изменяет спектр излучения, увеличивая при этом его интенсивность в коротковолновой области. Этот механизм спектрального изменения часто рассматривается для интерпретации, например, коротковолнового нетеплового излучения космических объектов и, в частности, рентгеновских источников. Поэтому процесс взаимодействия излучения с электронным газом за последние полвека теоретически исследован многими авторами (см., например, [1-8] и ссылки в них).

Отдельный класс задач связан с расчетами перераспределения спектра фонового излучения при взаимодействии с электронами. В последнее десятилетие эти задачи наиболее интенсивно рассматриваются в рамках, так называемого, эффекта Сюняева-Зельдовича (СЗ эффект) [9] (см. также [10]). Этот эффект, который состоит в спектральном

изменении фонового излучения в направлениях богатых скоплений галактик, имеет достаточно широкое применение. Тот факт, что эти скопления содержат весьма горячую плазму с температурой 10^7 - 10^8 К, позволяет предположить наличие свободных электронов высоких энергий. В работе [11] был предложен метод для использования СЗ эффекта с целью определения расстояний скоплений галактик. А это, в свою очередь, позволяет предложить независимый путь определения постоянной Хаббла [12-13]. Следует отметить, что именно применением СЗ эффекта в "эру минимума постоянной Хаббла" были получены наиболее низкие значения для этой константы - вплоть до 30-40 км/с на Мпк.

При рассмотрении этих задач авторы обычно пользуются диффузионным приближением и решают уравнение Компанеца [14](см. также [15]). Однако, как известно, уравнение Компанеца получено для бесконечной среды и описывает спектральные изменения в зависимости лишь от времени. Строго говоря, решение данного уравнения не может дать спектр *выходящего из среды излучения*, что, по сути дела, наблюдается на практике. Задачи многократного рассеяния являются предметом исследования теории переноса излучения, которая учитывает как геометрию и возможные неоднородности среды, так и особенности элементарного акта рассеяния. Поэтому уже в самом начале становления этой области исследований были сделаны попытки подойти к проблеме с этой точки зрения и получить точное выражение для функции перераспределения, а также предложить численные методы расчета этой функции для любых соотношений аргументов (см., например, [16-18]). Заметим с самого начала также, что при рассмотрении любых практических задач теории переноса приходится иметь дело со многими свободными параметрами, от выбора которых сильно зависит окончательный результат. В данном случае таковыми являются, например, температура электронного газа, ее распределение в среде, оптическая толщина этой среды и т.д. Если нет устойчивых методов проверки значений данных параметров, то выбор из семейства полученных результатов становится достаточно сложным.

В данной работе мы рассмотрим задачу с точки зрения теории переноса излучения и определим функцию перераспределения. Учитывая тот факт, что весьма часто для решений практических задач достаточно знание усредненной по углам функции перераспределения, мы получим ее для моноэнергетических, хаотически движущихся электронов. Заметим, что дело обстоит именно так в процессе взаимодействия фонового излучения с межгалактической плазмой. В работе также получены асимптотические выражения для описания рассеяния низкочастотного излучения.

2. *Основные соотношения.* Рассмотрим взаимодействие фотона

частотой ν' с изотропно распределенным моноэнергетическим газом электронов. Введем в рассмотрение безразмерную частоту $x' = h\nu'/m_e c^2$, а также величину $r(x', x, \theta, \gamma) dx$, которая показывает вероятность того, что фотон частоты x' рассеется электронным газом, после чего изменит направление движения на угол θ и переизлучится в интервале частот $[x, x + dx]$. Релятивистский фактор $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ определяет кинетическую энергию электронного газа.

Определенная таким образом функция перераспределения дается выражением [5,6]

$$r(x', x, \theta, \gamma) = \frac{1}{16\pi\gamma\sqrt{\gamma^2 - 1}} \left(\frac{x}{x'}\right)^2 [r_A + r_B + r_C] \Lambda(x, x_1, x_2), \quad (1)$$

где слагаемые в скобках задаются следующими выражениями

$$r_A = \frac{2}{\sqrt{x'^2 + x^2 - 2x'x \cos \theta}}, \quad (2)$$

$$r_B = \left[1 - \left(x'x \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)^{-1} - \frac{1}{2} \left(x'x \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)^{-2} \right] (Q_1 - Q_2), \quad (3)$$

$$r_C = \left(2x'x \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-2} \left[(\gamma(x'+x) - x^2 + x'x \cos \theta) Q_1^3 + (\gamma(x'+x) + x^2 - x'x \cos \theta) Q_2^3 \right], \quad (4)$$

а в них введены следующие величины

$$Q_1 = \left[\operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} + (\gamma - x)^2 \right]^{-1/2}; \quad Q_2 = \left[\operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} + (\gamma + x)^2 \right]^{-1/2}. \quad (5)$$

Функция единичного скачка, фигурирующая в (1) определяется следующим образом: $\Lambda(x, x_1, x_2) = 1$; если $x_1 \leq x \leq x_2$, а вне этого интервала равняется нулю. В данном случае интервал определяется выражением [5,6]

$$x_{1,2} = x' \frac{1 + 2\sin^2 \frac{\theta}{2} \left(\gamma^2 - 1 + \gamma x' \pm Q_2^{-1} \sqrt{\gamma^2 - 1} \right)}{1 + 4x' \sin^2 \frac{\theta}{2} \left(\gamma + x' \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)}, \quad (6)$$

которое легко получается из соотношения

$$(\gamma^2 - 1)(x'^2 + x^2 - 2x'x \cos \theta) - [\gamma(x' - x) - x'x(1 - \cos \theta)]^2 \geq 0. \quad (7)$$

Ограничение (7) ставится при определении функции перераспределения, когда требуется, чтобы получаемая функция была действительной величиной [6].

Выражение (1) отличается от вероятности, полученной в работе [6] множителем $\frac{r_0^2 n c}{4\pi x'}$, где $r_0 = e^2/(4\pi m_e c^2)$ - классический радиус электрона, а n - плотность электронов. Обычно при решении задач

теории переноса излучения плотность поглощающих или рассеивающих частиц и сечение взаимодействия учитываются при определении оптических расстояний, и мы на этом остановимся в последнем разделе, когда речь пойдет о коэффициенте поглощения. Величина $c/4\pi$ представляет собой известный коэффициент перехода от интенсивностей к плотностям, а отношение x/x' учитывает сохранение количества квантов при рассеянии фотонов.

Таким образом, соотношение (6) позволяет определить интервал изменения значений энергии переизлученного фотона, который зависит как от угла рассеяния, так и от энергии электронов. Как и следовало ожидать, если при рассеянии фотон не меняет направление своего движения ($\theta = 0$), интервал, определяемый соотношением (6), свертывается в точку $x_1 = x_2 = x'$, что объясняется отсутствием в данном случае как доплеровского смещения, так и эффекта отдачи.

Исследования показывают, что в зависимости от угла рассеяния и энергии фотона и электронов наблюдается различное поведение. При малых значениях энергии фотона эффект отдачи не играет заметной роли, и изменение энергии фотона при его рассеянии почти полностью обусловлено эффектом Доплера. Тогда x_1 и x_2 являются монотонными функциями угла рассеяния и принимают свои экстремальные значения при $\theta = \pi$. Однако с ростом энергии фотона начинает сказываться также эффект отдачи, который при больших значениях угла рассеяния препятствует увеличению энергии переизлученного фотона. Вследствие этого максимум величины x_2 перемещается в область сравнительно более малых углов рассеяния.

3. Усреднение функции перераспределения по углу рассеяния. При решении различных задач теории переноса излучения часто пользуются функцией перераспределения, которая усреднена по всевозможным углам рассеяния. Такое приближение оправдано, когда рассматривается рассеяние фонового излучения на межгалактической плазме, где изотропность распределения скоростей обеих ансамблей частиц не вызывает сомнения. Усредненная по углам рассеяния функция распределения определяется с помощью следующего интеграла:

$$r(x', x, \gamma) = 8\pi \int_{s_1}^{s_2} r(x', x, \theta, \gamma) \sin \frac{\theta}{2} d \sin \frac{\theta}{2}. \quad (8)$$

Величины s_1 и s_2 определяют область значений, которые в зависимости от величин x' , x и γ , может принять величина $s = \sin \theta/2$. Эти граничные величины могут быть определены из (7) и имеют следующий вид

$$s_1^2 = \frac{\gamma^2 - 1 + \gamma(x' - x) - \sqrt{\gamma^2 - 1} \sqrt{(\gamma + x' - x)^2 - 1}}{2x'x} \quad (9)$$

и

$$s_2^2 = \min \left[1; \frac{\gamma^2 - 1 + \gamma(x' - x) - \sqrt{\gamma^2 - 1} \sqrt{(\gamma + x' - x)^2 - 1}}{2x'x} \right]. \quad (10)$$

Подставляя (1)-(4) в (8) и интегрируя в пределах, задаваемых выражениями (9-10), получаем

$$r(x', x, \gamma) = \frac{1}{4\gamma\sqrt{\gamma^2 - 1}} \left(\frac{x}{x'} \right)^2 (A + B), \quad (11)$$

где

$$A = \frac{2}{\sqrt{x'x}} \left[\sqrt{\frac{(x' - x)^2}{4x'x} + s_2^2} - \sqrt{\frac{(x' - x)^2}{4x'x} + s_1^2} \right], \quad (12)$$

а величина B задается выражением

$$B = B_1 + B_2 \quad (13)$$

Для упрощения дальнейшего изложения введем следующие вспомогательные обозначения

$$q_1^2 = [(\gamma + x')^2 - 1]^{-1}; \quad q_2^2 = [(\gamma - x)^2 - 1]^{-1}, \quad (14)$$

а также

$$p_1^M = \sqrt{q_1^{-2} + s_2^{-2}}; \quad p_1^m = \sqrt{q_1^{-2} + s_1^{-2}}. \quad (15)$$

Как видно из (14), всегда имеет место неравенство $q_1^2 > 0$, поскольку $\gamma \geq 1$ и $x' > 0$. Это обстоятельство позволяет достаточно просто и однозначно написать выражение для величины B_1 . Не так просто обстоят дела в случае величины q_2^2 . В зависимости от соотношения энергии фотона и электрона, данная величина может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Более того, при $\gamma - x = \pm 1$ она становится бесконечно большой. Поэтому каждый из указанных случаев требует отдельного рассмотрения.

Учитывая введенные нами обозначения (14)-(15), мы будем иметь

$$B_{1,2} = \left[\frac{\gamma(x'+x)}{2(x'x)^2} \mp \frac{1+2q_{1,2}^2}{2x'x} \right] \left(\frac{1}{p_{1,2}^M} - \frac{1}{p_{1,2}^m} \right) \mp q_{1,2}^2 (s_2^2 p_{1,2}^M - s_1^2 p_{1,2}^m) \mp \frac{p_{1,2}^M - p_{1,2}^m}{2(x'x)^2} \pm g_{1,2}, \quad (16)$$

где

$$g_1 = \frac{1}{2x^2} \left(\frac{1}{p_1^M} - \frac{1}{p_1^m} \right) + q_1 \left(q_1^2 + \frac{2}{x'x} + \frac{q_1^2}{x'x} \right) \ln \frac{s_2(p_1^M + q_1^{-1})}{s_1(p_1^m + q_1^{-1})}, \quad (17)$$

а вид функции g_2 зависит от знака и численного значения величины q_2^2 . Учитывая возможные варианты, можно получить

$$g_2 = \frac{1}{2x'^2} \left(\frac{1}{p_2^M} - \frac{1}{p_2^m} \right) + q_2 \left(q_2^2 + \frac{2}{x'x} + \frac{q_2^2}{x'x} \right) \ln \frac{s_2(p_2^M + q_2^{-1})}{s_1(p_2^m + q_2^{-1})}, \text{ если } q_2^2 > 0 \quad (18)$$

и

$$g_2 = \frac{1}{2x'^2} \left(\frac{1}{p_2^M} - \frac{1}{p_2^m} \right) - iq_2 \left(q_2^2 + \frac{2}{xx'} + \frac{q_2^2}{xx'} \right) \left(\arcsin \frac{is_2}{q_2} - \arcsin \frac{is_1}{q_2} \right), \text{ если } q_2^2 < 0. \quad (19)$$

И, наконец, если $q_2^{-2} = 0$, величина B_2 может быть определена следующим выражением

$$B_2 = \frac{\gamma(x'+x) - x(3x'+x)}{2(x'x)^2} (s_2 - s_1) + \frac{2x'x - 1}{3x'x} (s_2^3 - s_1^3) + \frac{1}{(x'x)^2} (s_2^{-1} - s_1^{-1}). \quad (20)$$

Требует отдельного рассмотрения также и случай когерентного рассеяния, когда $x = x'$. В этом случае, как можно видеть из (9), $s_1 = 0$ и поэтому полученные формулы не могут быть использованы для численных расчетов. Тогда

$$B_{1,2} = \frac{\gamma \mp xq_{1,2}^2}{x^3 p_{1,2}} \mp q_{1,2}^2 s_2^2 p_{1,2} \mp \frac{p_{1,2}}{x^4} \pm \left(q_{1,2}^2 + \frac{2}{x^2} + \frac{p_{1,2}^2}{x^2} \right) g_{1,2}, \quad (21)$$

где

$$g_1 = q_1 \ln [s_2 (p_1 + q_1^{-1})] \quad (22)$$

и

$$g_2 = q_2 \ln [s_2 (p_2 + q_2^{-1})], \text{ если } q_2^2 > 0 \quad (23)$$

$$g_2 = -iq_2 \arcsin \frac{is_2}{q_2}, \text{ если } q_2^2 < 0. \quad (24)$$

Здесь для упрощения записи верхний индекс величин $p_{1,2}^M$ опущен, т.е. $p_{1,2} = p_{1,2}^M$. В случае $q_2^{-2} = 0$ вместо (21) находим

$$B_2 = \frac{\gamma - 2x}{x^3} s_2 + \frac{2x^2 - 1}{3x^2} s_2^3 + \frac{1}{x^4 s_2}. \quad (25)$$

Несколько более подробно остановимся на вопросе об определении области изменений энергии рассеянного фотона при усредненной по углу функции перераспределения. Очевидно, что нижний предел указанной области определяется из формулы (6) подстановкой $\theta = \pi$, и, следовательно,

$$x_{min} = x' \frac{2(\gamma - \sqrt{\gamma^2 - 1})(\gamma + x') - 1}{1 + 4x'(\gamma + x')}. \quad (26)$$

Как уже было отмечено, верхний предел энергии фотона не всегда совпадает с ее значением при $\theta = \pi$. Для того, чтобы найти максимальное значение энергии фотона после его рассеяния, необходимо использовать равенство

$$s_1 = s_2, \quad (27)$$

которое позволяет найти

$$x_{max} = x' \frac{2(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1})(\gamma + x') - 1}{1 + 4x'(\gamma + x')}, \quad \text{если } x' \leq \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1} - \gamma + 1}{2}, \quad (28)$$

или

$$x_{max} = x' + \gamma - 1, \quad \text{если } x' \geq \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1} - \gamma + 1}{2}. \quad (29)$$

Соотношение (29) указывает на следующий интересный факт. Если энергия фотона достаточно велика, то он может отнимать всю кинетическую энергию электрона, с которым входит во взаимодействие.

4. *Рассеяние низкочастотного излучения.* Формулы (1)-(6) и (11)-(25) полностью описывают функцию перераспределения при рассеянии фотона моноэнергетическим электронным газом. Однако общие формулы непригодны для численных расчетов, когда функция перераспределения вычисляется для малых значений энергии фотона. Дело в том, что машинное округление чисел ставит строгое ограничение на точность окончательных результатов и даже при расчетах с двойной точностью результаты могут быть абсолютно неверными. Для преодоления этой трудности следует либо работать с "длинными числами" (машинные числа с 50-60 значащими цифрами), либо разработать специальный метод для вычисления функции при малых значениях x' и x ($x', x \ll 1$).

Отметим, что предельный случай, когда пренебрегаются все величины, порядок малости которых равен или больше первой степени энергии фотона (x' или x), легко может быть получен, если пренебречь эффектом отдачи в системе отсчета электрона [5,6]. Однако такое предположение и соответствующие результаты могут считаться правомерными лишь в данном случае. Более плодотворным и точным для исследования функций перераспределения при малых значениях энергии фотона является построение ряда по степеням энергии фотона. С этой целью разложим в степенные ряды величины Q_1 и Q_2 , соответственно, вокруг точек $x=0$ и $x'=0$ и ограничимся необходимым для данной энергии приближением N ,

$$Q_a(x_a, \theta, \gamma) = \sum_{n=0}^N \frac{\partial^n Q_a}{\partial x_a^n} \frac{x_a^n}{n!}; \quad a = 1; 2, \quad (30)$$

где $x_1(x_2) = x(x')$. Тогда функцию перераспределения $r(x', x, \theta, \gamma)$ можно представить в виде суммы

$$r(x', x, \theta, \gamma) = \frac{1}{16\pi\gamma\sqrt{\gamma^2 - 1}} \left(\frac{x}{x'}\right)^2 \Lambda(x, x_1, x_2) \sum_{n=0}^N \bar{F}_n(x', x, \theta, \gamma). \quad (31)$$

Здесь, как нетрудно видеть,

$$\bar{\rho}_0(x', x, \theta, \gamma) = \lim_{x', x \rightarrow 0} r(x', x, \theta, \gamma)$$

и имеет следующий вид

$$\bar{\rho}_0(x', x, \theta, \gamma) = \frac{2}{\sqrt{x'^2 + x^2 - 2x'x \cos \theta}} - \frac{\gamma(x' + x)}{x'x} \left[Y_{1,3} + \frac{1}{8x'x} (3(x^2 + x'^2)Y_{1,5} - 5\gamma^2(x' + x)^2 Y_{3,7}) - \frac{3}{4}(Y_{1,5} - 2Y_{3,5}) \right]. \quad (32)$$

Введенные здесь величины Y_{kn} определяются выражением

$$Y_{kn} = \left[1 + (\gamma^2 - 1) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-n/2} \sin^k \frac{\theta}{2} \quad (33)$$

и описывают угловую зависимость функции перераспределения. Отметим, что если пренебречь эффектом отдачи в системе отсчета электрона, то имели бы лишь первый член в соотношении (32). Это соответствует результату, полученному, например, в работе [19].

Для промежуточных значений энергии фотона помимо величины $\bar{\rho}_0(x', x, \theta, \gamma)$ необходимо вычислить также следующие слагаемые \bar{r}_n , расчет которых производится по вышеприведенной схеме. Приведем здесь выражения для нескольких слагаемых из суммы (31), использование которых обеспечивает требуемую точность при любых практических расчетах. Следует отметить, что при сравнительно больших значениях энергии фотона, для которых количество приведенных слагаемых недостаточно, вместо асимптотической суммы (31) при численных расчетах лучше пользоваться точными выражениями (1)-(4), которые обеспечивают необходимую точность.

$$\bar{r}_1 = \frac{x^2 - x'^2}{xx'} \left[Y_{1,3} - 3\gamma^2 Y_{3,5} + \frac{x^2 + x'^2}{8x'x} (3Y_{1,5} - 35\gamma^4 Y_{5,9}) - \frac{3}{4}(Y_{1,5} - 2Y_{3,5} - 5\gamma^2(Y_{3,7} - 2Y_{5,7})) \right] - \frac{5\gamma^2(x' + x)(x^3 - x'^3)}{4(x'x)^2} (3Y_{3,7} - 7\gamma^2 Y_{5,9}), \quad (34)$$

$$\bar{r}_2 = (x + x')Y_{3,3} + \frac{x^3 + x'^3}{8x'x} [3(8Y_{3,5} - 15Y_{3,7} + 20Y_{5,7}) - 10\gamma^2(4Y_{5,7} - 7Y_{5,9} + 14Y_{7,9}) + 63\gamma^4 Y_{7,11}] + \frac{3(x + x')(x^4 + x'^4)}{16(x'x)^2} (15Y_{3,7} - 70\gamma^2 Y_{5,9} + 63\gamma^4 Y_{7,11}) \quad (35)$$

$$\bar{r}_3 = \frac{x^2 - x'^2}{2} (3\gamma^2 Y_{5,5} - Y_{3,3}) - \frac{x^4 - x'^4}{32x'x} [3(4Y_{3,5} - 5Y_{3,7} + 10Y_{5,7}) - 15\gamma^2(8Y_{5,7} - 7Y_{5,9} + 28Y_{7,9}) + 35\gamma^4(4Y_{7,9} + 9Y_{7,11} + 18Y_{9,11}) - 693\gamma^6 Y_{9,13}] + \frac{x^6 - x'^6}{16(x'x)^2} [21\gamma^2(11\gamma^4 Y_{9,13} - 15\gamma^2 Y_{7,11} + 5Y_{5,9}) - 5Y_{3,7}] \quad (36)$$

С помощью формул (31)-(36) легко можно вычислить также

соответствующие асимптотики для усредненной по углам функции перераспределения. Для этого сначала заметим, что интеграл первого слагаемого в соотношении (32) вычисляется непосредственно. Он задается формулой (12). Что касается остальных членов, то для усреднения по углам достаточно в полученных соотношениях (32)-(36) произвести замену величин Y_{kn} , зависящих от угла рассеяния на

$$U_{kn} = 8\pi \int_{s_1}^{s_2} Y_{kn}(\theta) \sin \frac{\theta}{2} d \sin \frac{\theta}{2}. \quad (37)$$

С другой стороны, выражение (37) позволяет получить рекуррентную формулу для определения необходимых величин

$$U_{kn} = \frac{1}{(n-2)(\gamma^2-1)} \left\{ 8\pi \left[\frac{s_2^2}{(1-(\gamma^2-1)s_2^2)^{(n/2)-1}} - \frac{s_1^2}{(1-(\gamma^2-1)s_1^2)^{(n/2)-1}} \right] - kU_{k-2, n-2} \right\}. \quad (38)$$

С учетом

$$U_{1,1} = \frac{4\pi}{l} \left(s_2 h_2 - s_1 h_1 - \frac{1}{l} \ln \frac{s_2 l + h_2}{s_1 l + h_1} \right), \quad (39)$$

$$U_{1,3} = \frac{8\pi}{l^2} \left(\frac{s_1}{h_1} - \frac{s_2}{h_2} + \frac{1}{l} \ln \frac{s_2 l + h_2}{s_1 l + h_1} \right), \quad (40)$$

$$U_{1,5} = \frac{8\pi}{3} l^2 \left(\frac{s_2^3}{h^3} - \frac{s_1^3}{h^3} \right), \quad (41)$$

где

$$l = \sqrt{\gamma^2 - 1}; \quad h_{1,2} = \sqrt{1 + (\gamma^2 - 1)s_{1,2}^2}, \quad (42)$$

на основе (38) легко можно построить простой алгоритм для вычисления величин (37).

Приведенные соотношения (38)-(42) позволяют вычислить все необходимые величины U_{kn} и, следовательно, функцию перераспределения для низкочастотного излучения.

5. Коэффициент поглощения. Интегрируя функцию перераспределения по всем частотам переизлученного фотона, получаем, так называемый, контур коэффициента поглощения:

$$\alpha_\gamma(x') = \int_{x_{min}}^{x_{max}} r(x', x, \gamma) dx. \quad (43)$$

Аналогичная величина, рассчитанная в системе покоя электрона, не зависит от энергии падающего фотона и является постоянной величиной (см., например, [20]). В зависимости от условий нормировки функции перераспределения данная величина может равняться единице. Такая

нормировочная постоянная может быть использована и в данном общем случае, чтобы, например, для малых значений энергии фотона контур коэффициента поглощения равнялся единице. Однако появление любой нормировочной постоянной в функции перераспределения должно компенсироваться при определении оптических расстояний в среде.

Умножая контур (43) на r_0^2 , получим коэффициент поглощения. При такой постановке оптическое расстояние, естественно, определяется следующим образом:

$$\tau_\gamma = r_0^2 \int_0^y n(y) dy. \quad (44)$$

Таким образом, полученные выражения для функции перераспределения, контура коэффициента поглощения и оптических расстояний, позволяют поставить и решить задачи теории переноса излучения в случае, когда рассматривается рассеяние фотонного газа свободными электронами.

Автор благодарит А.Г.Никогосяна за внимательное чтение рукописи и полезные советы, учет которых, несомненно, улучшил статью.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна
Армения, e-mail: hhayk@bao.sci.am

SCATTERING OF RADIATION BY FREE ELECTRONS. THE AVERAGED OVER THE ANGLES REDISTRIBUTION FUNCTION

H.A.HARUTYUNIAN

The elementary act of photon scattering by a chaotically distributed monoenergetic electron gas is considered and the corresponding redistribution function (RF) is derived. The importance of the averaged over all the scattering angles RF for solving many problems and particularly the problem of interaction between background microwave radiation and intergalactic hot plasma in the clusters of galaxies is mentioned. Expressions for both the averaged RF and its asymptotes describing the redistribution function for the low frequency radiation are obtained. The problem of frequency dependent absorption coefficient determination is considered as well.

Key words: *Radiation: scattering: redistribution function*

ЛИТЕРАТУРА

1. *F.N.Edmunds*, *Astrophys. J.*, **117**, 298, 1953.
2. *J.P.Babuel-Peyrissac*, *G.Rouviellois*, *JQSRT*, **10**, 1277, 1970.
3. *G.C.Pomraning*, *JQRST*, **12**, 1047, 1972.
4. *F.A.Aharonian*, *A.M.Atoyan*, *Astrophys. Sp. Sci.*, **79**, 321, 1981
5. *Г.А.Арутюнян*, канд. дисс., Ереван, 1981.
6. *Г.А.Арутюнян*, *В.А.Джрбашян*, *Астрофизика*, **22**, 379, 1985.
7. *В.А.Джрбашян*, *ДАН СССР*, **283**, 1170, 1985.
8. *D.S.Kershaw*, *M.K.Prasad*, *J.D.Beason*, *JQSRT*, **36**, 273, 1986.
9. *R.A.Sunyaev*, *Ya.B.Zel'dovich*, *Comments Astrophys. Space Phys.*, **4**, 173, 1972.
10. *R.A.Sunyaev*, *Ya.B.Zel'dovich*, *ARA&A*, **18**, 537 1980.
11. *J.Silk*, *D.M.White*, *Astrophys. J. Lett.*, **226**, L103, 1978.
12. *M.Brinkshaw*, *J.P.Hugues*, *K.A.Arnaud*, *Astrophys. J.*, **379**, 466, 1991.
13. *Y.Inagashi*, *T.Suginohara*, *Y.Suto*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **47**, 411, 1995.
14. *А.С.Компанец*, *ЖЭТФ*, **31**, 876, 1956.
15. *Л.А.Поздняков*, *И.М.Соболь*, *Р.А.Сюняев*, *Итоги науки и техники. Астрономия*, под ред. Р.А.Сюняева, М., **21**, 238, 1982.
16. *G.E.Cooper*, *JQSRT*, **14**, 887, 1974.
17. *Г.А.Арутюнян*, *А.Г.Никогосян*, *Принцип инвариантности и его приложения*, под ред. М.А.Мнацаканяна и О.В.Пикичяна, Ереван, 429, 1989.
18. *J.Poutanen*, *JQSRT*, **51**, 813, 1994.
19. *Г.А.Арутюнян*, *А.Г.Никогосян*, *ДАН СССР*, **255**, 86, 1980.
20. *А.И.Ахсизер*, *В.Б.Берестецкий*, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1969.

УДК: 524.8:531.51

О МОДЕЛЯХ КВИНТЭССЕНСНОЙ ИНФЛЯЦИИ С НЕМИНИМАЛЬНО СВЯЗАННЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

А.Л.МХИТАРЯН, А.А.СААРЯН

Поступила 3 февраля 2006

Принята к печати 9 июня 2006

Исследована эволюция однородной и изотропной космологической модели, управляемая неминимально связанным скалярным полем. В качестве скалярного потенциала выбран потенциал модели квинтэссенсной инфляции, предложенный Пиблсом и Виленкиным. Описаны возможные сценарии космологической динамики в конформных представлениях Эйнштейна и Йордана. Показано, что в отличие от моделей с минимальным скалярным полем, существует класс решений, для которых в ходе космологического расширения скалярное поле фиксируется при конечных значениях.

1. *Введение.* Одним из наиболее замечательных достижений современной наблюдательной космологии является открытие ускоренного расширения Вселенной в настоящую эпоху. Впервые такое заключение было сделано на основе наблюдательных данных о сверхновых типа Ia [1-3] и в дальнейшем подтверждено наблюдениями новых сверхновых с большими красными смещениями [4-6]. Если крупномасштабная структура Вселенной описывается общей теорией относительности, то ускоренное расширение Вселенной предполагает наличие негравитационного источника, для которого $\epsilon + 3p < 0$, где ϵ - соответствующая плотность энергии, а p - давление. Такой источник обычно называют темной энергией. Наиболее простым кандидатом темной энергии является космологическая постоянная, введенная еще в начале прошлого века Эйнштейном. Однако предлагаемое наблюдательными данными численное значение космологической постоянной весьма трудно получить на основе современных теорий элементарных частиц. Это хорошо известная проблема космологической постоянной, которая, несмотря на огромные усилия, пока не нашла естественного общепринятого решения. В альтернативной модели [7,8], предложенной в конце прошлого века, носителем темной энергии является медленно меняющееся скалярное поле, называемое квинтэссенсом. В отличие от модели, основанной на космологической постоянной, плотность энергии квинтэссенса убывает в ходе космологического расширения и малость плотности темной энергии связана с возрастом Вселенной. Другой важной характерной

чертой модели квинтэссенса является то, что в ее рамках находит естественное объяснение так называемая проблема совпадения: в настоящую эпоху расширения вклады материи и темной энергии в полную энергию Вселенной имеют один и тот же порядок. Соответствующие модели достаточно нечувствительны к значению скалярного поля в начале радиационно-доминантной стадии. Исследованы также модели с неминимально связанным скалярным полем, в частности, в рамках скалярно-тензорных теорий гравитации [9-14].

Другой важной областью космологических исследований, где скалярные поля играют важную роль, являются модели инфляции (см., например, [15]). В этих моделях скалярное поле, называемое инфлатоном, выступает в качестве источника, управляющего ускоренным расширением Вселенной. Наличие ускоренной фазы расширения в начальной стадии эволюции Вселенной приводит к естественному разрешению ряда проблем стандартной космологии, таких, как проблемы горизонта, плоскостности, крупномасштабной однородности и изотропии, образования галактик и т.д. Возникает естественный вопрос: может ли единое скалярное поле выступать как в роли инфлатона, так и квинтэссенса? Модели, в которых инфлатон и квинтэссенс объединены в одно скалярное поле, называются моделями квинтэссенсной инфляции и были рассмотрены в работах [16-18]. В данной работе исследована космологическая динамика модели квинтэссенсной инфляции, предложенной в работе [16], для скалярного поля с неминимальной связью со скалярной кривизной.

2. Конформные представления действия. Рассмотрим космологическую модель, основанную на действии

$$S = \int d^4 x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{16\pi G} R + L_s(\varphi) + L_m(g_{ik}, \psi) \right], \quad (1)$$

где R - скалярная кривизна, соответствующая метрике g_{ik} , L_m - лагранжиан негравитационных полей ψ , а

$$L_s = \frac{1}{2} g^{ik} \partial_i \varphi \partial_k \varphi - V(\varphi) - \frac{1}{2} \xi \varphi^2 R \quad (2)$$

- лагранжиан неминимально связанного скалярного поля с потенциалом $V(\varphi)$, ξ - параметр связи поля с кривизной. Введя новое скалярное поле согласно

$$\varphi_J = \frac{1}{8\pi G} + \xi \varphi^2, \quad (3)$$

действие (1) можно записать в виде

$$S = \int d^4 x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{2} \varphi_J R + \frac{\varphi(\varphi_J)}{2\varphi_J} g^{ik} \partial_i \varphi_J \partial_k \varphi_J - V_J(\varphi_J) + L_m(g_{ik}, \psi) \right], \quad (4)$$

которое описывает скалярно-тензорную теорию гравитации с кинетической функцией

$$\omega(\varphi_J) = \frac{\varphi_J}{4\xi(\varphi_J - 1/8\pi G)}. \quad (5)$$

В представлении (4), называемом представлением Йордана, негравитационная часть лагранжиана L_m не зависит от скалярного поля. Другим важным представлением скалярно-тензорных теорий является представление Эйнштейна. Действие в этом представлении получается из (1) конформным преобразованием метрики

$$g_{Eik} = \Omega^2(\varphi) g_{ik}, \quad \Omega^2(\varphi) = 1 + 8\pi G \xi \varphi^2, \quad (6)$$

и имеет вид

$$S = \int d^4x \sqrt{-g_E} \left[-\frac{R_E}{16\pi G} + \frac{1}{2} g_E^{jk} \partial_j \varphi_E \partial_k \varphi_E - V_E(\varphi_E) + L_{Em}(\varphi_E, g_{Eik}, \psi) \right], \quad (7)$$

где R_E - скаляр Риччи, соответствующий метрике g_{Eik} . В этом представлении новое скалярное поле связано с полем φ соотношением

$$\frac{d\varphi_E}{d\varphi} = \frac{\sqrt{1 + 8\pi G \xi(1 + 6\xi)\varphi^2}}{1 + 8\pi G \xi \varphi^2}, \quad (8)$$

а соответствующий потенциал и лагранжиан определяются формулами

$$V_E(\varphi_E) = \frac{V(\varphi)}{\Omega^4(\varphi)}, \quad L_{Em}(\varphi_E, g_{Eik}, \psi) = \frac{L_m(g_{Eik}/\Omega^2(\varphi), \psi)}{\Omega^4(\varphi)}. \quad (9)$$

В представлении Эйнштейна негравитационная часть лагранжиана зависит от скалярного поля. Заметим, что явная связь между φ и φ_E получается элементарным интегрированием уравнения (8):

$$\varphi_E = \frac{\sqrt{1+6\xi}}{\sqrt{8\pi G \xi}} \operatorname{Arcsh}(\sqrt{8\pi G \xi(1+6\xi)}|\varphi) - \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{8\pi G}} \operatorname{Arcth}\left(\frac{\sqrt{48\pi G \xi}\varphi}{\sqrt{1+8\pi G \xi(1+6\xi)}|\varphi}\right). \quad (10)$$

Для малых значений $\sqrt{8\pi G \xi}|\varphi| \ll 1$ отсюда получаем $\varphi_E \approx \varphi$. При больших значениях $\sqrt{8\pi G \xi}|\varphi| \gg 1$ имеем асимптотическое поведение

$$\varphi_E \approx \operatorname{sgn}(\varphi) \sqrt{\frac{1+6\xi}{8\pi G \xi}} \ln(\sqrt{8\pi G \xi(1+6\xi)}|\varphi). \quad (11)$$

Эти формулы полезны при исследовании асимптотического поведения потенциала в областях $\varphi_E \rightarrow \pm\infty$. Заметим, что поскольку измерительные приборы описываются частью плотности лагранжиана L_m , то они непосредственно измеряют пространственно-временные соотношения представления Йордана. В этом смысле физическим является именно представление Йордана.

3. Космологическая модель. Рассмотрим однородную и изотропную модель с плоским пространством, описываемым метрикой

$$g_{Bk} = \text{diag}(1, -a^2(t), -a^2(t), -a^2(t)) \quad (12)$$

и масштабным фактором $a(t)$. Тензор энергии-импульса негравитационной материи с плотностью энергии ϵ_m и давлением p_m диагонален:

$$T_i^k = \text{diag}(\epsilon_m, -p_m, -p_m, -p_m). \quad (13)$$

Эволюция масштабного фактора определяется уравнением Фридмана

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\epsilon_m + \epsilon_s), \quad (14)$$

где $H = \dot{a}/a$ - параметр Хаббла, а точка над буквой означает производную по синхронной временной координате t . Здесь и ниже ϵ_s и p_s плотность энергии и давление, соответствующие скалярному полю:

$$\epsilon_s = \frac{1}{2}\dot{\phi}_E^2 + V_E(\phi_E), \quad p_s = \frac{1}{2}\dot{\phi}_E^2 - V_E(\phi_E). \quad (15)$$

Уравнение для скалярного поля имеет вид

$$\ddot{\phi}_E + 3H\dot{\phi}_E + V_E'(\phi_E) = \frac{\partial L_{Em}}{\partial \phi_E}, \quad (16)$$

где штрих означает производную по аргументу функции. Ниже мы рассмотрим модели, в которых доминантным источником космологической эволюции является скалярное поле и в приведенных выше уравнениях можно положить $L_{Em} = 0$.

4. *Модель потенциала и динамическая система.* Рассмотрим скалярный потенциал, предложенный в работе [16]:

$$V(\phi) = \lambda(\phi^4 + M^4), \quad \text{при } \phi < 0$$

$$V(\phi) = \frac{\lambda M^8}{\phi^4 + M^4}, \quad \text{при } \phi \geq 0. \quad (17)$$

Параметр λ является безразмерным, а параметр M имеет размерность массы. Значение параметра λ фиксируется из условия, что крупномасштабные неоднородности во Вселенной генерированы квантовыми флуктуациями скалярного поля в период инфляции. Это приводит к оценке $\lambda \sim 10^{-13}$ (см., например, [15]). Для исследования космологической динамики, управляемой скалярным полем, удобно записать систему космологических уравнений в виде автономной динамической системы. Введем новые переменные

$$x = \phi_E/M_0, \quad \tau = tM_0\sqrt{\lambda}, \quad (18)$$

где $M_0 = 1/\sqrt{8\pi G}$. Заметим, что $M_0 = M_p/\sqrt{8\pi}$, где $M_p = 1.2 \cdot 10^{19}$ ГэВ - масса Планка. В терминах переменных (τ, x) система космологических уравнений эквивалентна следующей динамической системе второго порядка:

$$\frac{dx}{d\tau} = y, \quad \frac{dy}{d\tau} = -\sqrt{\frac{3}{2}} y \sqrt{y^2 + 2U(x)} - U'(x). \quad (19)$$

Здесь функция $U(x)$ неявным образом определяется соотношением

$$U(x) = (1 + \xi\phi^2)^{-2} \begin{cases} \phi^4 + M_1^4, & \text{при } \phi < 0 \\ M_1^8 / (\phi^4 + M_1^4), & \text{при } \phi \geq 0, \end{cases} \quad (20)$$

где $\phi = \varphi/M_0$, $M_1 = M/M_0$, а функция $\phi = \phi(x)$ определяется формулой (10). Заметим, что функция $U(x)$ связана с потенциалом V_E эйнштейновского представления соотношением $U = V_E/\lambda M_0^4$. На рис.1 представлены графики потенциалов в представлениях Йордана и Эйнштейна.

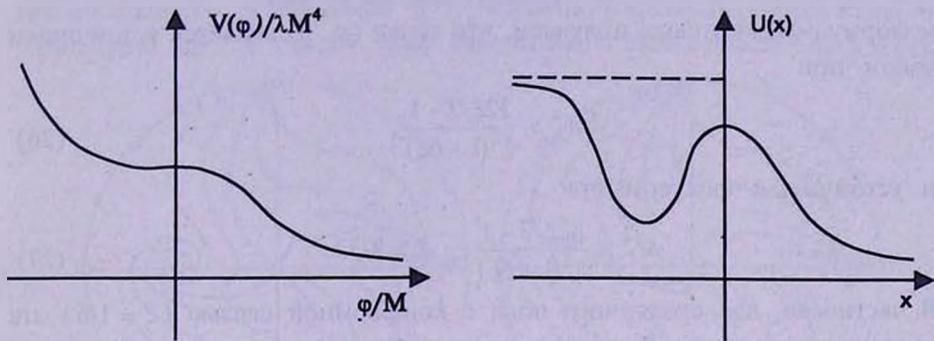


Рис.1. Графики потенциалов в йордановском и эйнштейновском представлениях.

При конечных значениях x потенциал $U(x)$ имеет локальный минимум с параметрами

$$x = x_1 = -\sqrt{\xi} M_1^2, \quad U(x_1) = M_1^4 / (1 + \xi^2 M_1^4), \quad (21)$$

и локальный максимум при $x=0$ со значением потенциала $U(0) = M_1^4$.

В пределе $x \rightarrow -\infty$ потенциал эйнштейновского представления стремится к конечному значению:

$$U(x) \approx \frac{1}{\xi^2} \left(1 - \frac{2}{\xi\phi^2} \right), \quad \phi \approx \phi_0 \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{6+1/\xi}} \right), \quad (22)$$

где $\phi_0 < 0$ - постоянная интегрирования. На рис.1 изображен случай, когда $\xi^2 M_1^4 < 1$. При $x \rightarrow +\infty$ потенциал экспоненциально стремится к нулю:

$$U(x) \sim \exp(-\beta x), \quad \beta = 8\sqrt{\frac{\xi}{1+6\xi}}. \quad (23)$$

Заметим, что параметр Хаббла выражается через решения динамической системы формулой

$$H = \sqrt{\lambda} \frac{M_0}{\sqrt{6}} \sqrt{y^2 + 2U(x)}. \quad (24)$$

Исследуем динамику, описываемой системой (19), методами качественной теории динамических систем. Одним из наиболее важных этапов качественного анализа является нахождение особых точек и выяснение их характера. В конечной части фазовой плоскости (x, y) имеются две особые точки. В особой точке $(0, 0)$ имеем $U''(0) < 0$ и стандартный анализ показывает, что эта точка является седлом. Особая точка $(x_1, 0)$ является устойчивым узлом при $U''(x_1) < 3U'(x_1)/4$ и устойчивым фокусом при $U''(x_1) > 3U'(x_1)/4$. С учетом выражения

$$U''(x_1) = \frac{8\xi M_1^4}{(1 + \xi^2 M_1^4)(1 + \xi^2 M_1^4(1 + 6\xi))} \quad (25)$$

и формулы (21) отсюда получаем, что точка $(x_1, 0)$ является устойчивым узлом при

$$M_1^4 > \frac{32\xi/3 - 1}{\xi^2(1 + 6\xi)}, \quad (26)$$

и устойчивым фокусом при

$$M_1^4 < \frac{32\xi/3 - 1}{\xi^2(1 + 6\xi)}, \quad \xi > 3/32. \quad (27)$$

В частности, для скалярного поля с конформной связью ($\xi = 1/6$) эта точка является узлом. В окрестности точки $(x_1, 0)$ в первом приближении скалярное поле постоянно, а расширение является экспоненциальным

$$a = \text{const} \cdot e^{H_1 t}, \quad H_1 = M_0 \sqrt{\lambda U(x_1)/3}. \quad (28)$$

В этом же приближении масштабные факторы эйнштейновского и йордановского представлений совпадают.

Перейдем теперь к систематическому изучению фазовой картины системы (19) на бесконечности фазовой плоскости. Для этого введем полярные координаты (ρ, θ) согласно

$$x = \frac{\rho}{1-\rho} \cos\theta, \quad y = \frac{\rho}{1-\rho} \sin\theta, \quad 0 \leq \rho \leq 1, \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi. \quad (29)$$

Это преобразование отображает фазовую плоскость на единичный круг, при этом точкам на бесконечности фазовой плоскости (x, y) соответствуют точки окружности $\rho = 1$. Помимо точек, рассмотренных выше, особыми для новой динамической системы в полярных координатах являются следующие точки окружности $\rho = 1$:

1. Точка $\theta = 0$ является устойчивым узлом, причем в пределе $t \rightarrow +\infty$ все траектории входят в особую точку из сектора $\theta > 0$. Реализация моделей квинтэссенсы ожидается в окрестности этой точки.

2. В окрестности точки $\theta = \pi/2$ потенциальными членами можно пренебречь и эта точка является неустойчивым узлом. Фазовые траектории выходят из особой точки в конечный момент синхронной

временной координаты t , находясь левее от оси $\theta = \pi/2$.

3. Особая точка $\theta = \pi$ является седлом с двумя секторами, неустойчивой сепаратрисой которых является особое решение (34) (см. ниже). Эволюция, описываемая этим решением, начинается в бесконечном прошлом, $t \rightarrow -\infty$, в точке $(\rho = 1, \theta = \pi)$ и заканчивается в бесконечном будущем, $t \rightarrow +\infty$, в точке, соответствующей минимуму потенциала.

4. Точка $\theta = 3\pi/2$ является неустойчивым узлом. В ее окрестности траектории выходят в область $\theta = 3\pi/2$ в конечный момент временной координаты t .

На рис.2 приведены фазовые портреты динамической системы (19) для скалярного потенциала (17). Фазовая плоскость отображена на единичный круг согласно (29). Рассмотрены оба случая (26) и (27).

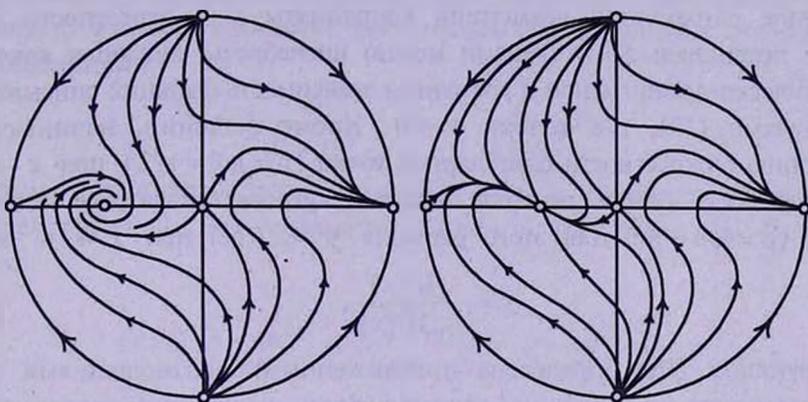


Рис.2. Фазовые картины динамической системы (19) для потенциала (17). Фазовая плоскость (x, y) отображена на единичный круг согласно (29). Левая картина соответствует случаю (27), а правая - случаю (26).

Поведение фазовых траекторий в окрестности точки $(\rho = 1, \theta = 0)$ существенно зависит от значения параметра β . При $\beta < \sqrt{6}$, что соответствует условию $\xi < 3/14$, имеется особое решение с поведением на бесконечности

$$y \approx \frac{\beta\sqrt{2U}}{\sqrt{6-\beta^2}} \sim e^{-\beta x/2}, \quad x \rightarrow +\infty, \quad (30)$$

которое является аттрактором для общего решения. Для этого решения отношение кинетической энергии скалярного поля к потенциальной стремится к постоянному пределу:

$$\frac{y^2}{2U(x)} \approx \frac{\beta^2}{6-\beta^2}, \quad x \rightarrow \infty, \quad (31)$$

а зависимость от временной координаты имеет вид

$$x = \frac{2}{\beta} \ln t, \quad H = \frac{2}{\beta^2 t}, \quad t \rightarrow +\infty. \quad (32)$$

При $\beta > \sqrt{6}$ в окрестности точки $(\rho = 1, \theta = 0)$ вкладом потенциальной энергии можно пренебречь и динамика управляется кинетической энергией скалярного поля (кинетически-доминантная фаза). В этом случае поведение фазовых траекторий определяется формулой $y \approx \text{const} e^{-x\sqrt{3/2}}$ с временной зависимостью

$$x \approx \sqrt{\frac{2}{3}} \ln t, \quad H \approx \frac{1}{3t}, \quad t \rightarrow +\infty. \quad (33)$$

Рассмотрим теперь поведение фазовых траекторий в области фазовой плоскости $x \rightarrow -\infty$. Особой точке $(\rho = 1, \theta = \pi/2)$ соответствует конечное значение синхронной временной координаты t . В окрестности этой точки потенциальными членами можно пренебречь, эволюция является кинетически-доминантной и временная зависимость функций описывается формулами (33), где теперь $t \rightarrow 0$. Кроме решений, начинающих эволюцию в окрестности сингулярной точки $(\rho = 1, \theta = \pi/2)$, при $x \rightarrow -\infty$ имеется также особое решение, соответствующее сепаратрисе седловой точки $(\rho = 1, \theta = \pi)$. Для этого решения $y^2 \ll U(x)$ при $x \rightarrow -\infty$ и

$$y \approx -\frac{U'(x)}{\sqrt{3U(x)}}, \quad (34)$$

где функция $U(x)$ определена приближенными соотношениями (22). Соответствующая эволюция является потенциально-доминированной, начинающейся в бесконечном прошлом. В окрестности этого решения расширение имеет характер инфляции. Для соответствующего параметра Хаббла имеем

$$H = M_0 \sqrt{\lambda U(x)/3}, \quad t \rightarrow -\infty. \quad (35)$$

В ведущем порядке, с учетом соотношения (22), получим $H = H_0 = \sqrt{\lambda/3} M_0/\xi$ и расширение является экспоненциальным: $a = \text{const} \cdot \exp(H_0 t)$. В том же порядке временная зависимость скалярного поля эйнштейновского представления определяется формулой $x = -\sqrt{6+1/\xi} \ln(-t)/2$. Из построенных фазовых портретов видно, что описывающее инфляцию особое решение является аттрактором для класса решений, соответствующие фазовые траектории которых лежат левее устойчивых сепаратрис особой точки $(0, 0)$. В частности, отсюда следует, что инфляция является довольно общим явлением. Из приведенных фазовых картин видно также, что возможны два разных сценария космологической динамики. В первом кинетическая энергия дилатонного поля в начале эволюции мала и соответствующие фазовые траектории в пределе $t \rightarrow +\infty$ стремятся к

устойчивой особой точке $(x_1, 0)$ и в результате происходит стабилизация скалярного поля в этой точке. Поскольку $U(x_1) > 0$, то в пределе $t \rightarrow +\infty$ имеет место экспоненциальное расширение. Для моделей второго типа начальная кинетическая энергия скалярного поля высока и скалярное поле стремится к $+\infty$ в пределе $t \rightarrow +\infty$. Фазовые траектории этих двух моделей разделяются устойчивыми сепаратрисами седловой точки $(0, 0)$.

5. *Картина космологической эволюции в представлении Йордана.* В предыдущем разделе мы рассмотрели качественное поведение космологических решений в эйнштейновском представлении. Соответствующую эволюцию в представлении Йордана можно получить конформным преобразованием. Синхронная временная координата t_J и масштабный фактор a , в йордановском представлении связаны с соответствующими величинами представления Эйнштейна соотношениями

$$t_J = \int \frac{dt}{\sqrt{1 + \xi\phi^2}}, \quad a_J = \frac{a}{\sqrt{1 + \xi\phi^2}}. \quad (36)$$

Заметим, что понятия расширения или сжатия являются зависящими от представления. Для параметра Хаббла в представлении Йордана имеем

$$H_J = \sqrt{\lambda} M_0 \sqrt{1 + \xi\phi^2} \left[\frac{1}{\sqrt{6}} \sqrt{y^2 + 2U(x)} - \frac{\xi\phi y}{\sqrt{1 + \xi(1 + 6\xi)\phi^2}} \right], \quad (37)$$

где мы воспользовались соотношением (24). Отсюда следует, что для потенциала (20) при $\xi \geq 0$ имеем $H_J > 0$, т.е. модели расширения эйнштейновского представления являются также моделями расширения представления Йордана.

Рассмотрим теперь космологическую эволюцию в представлении Йордана в окрестности особых точек. При $\xi < 3/14$ решения в окрестности точки $(\rho = 1, \theta = 0)$ описываются формулами (32). В представлении Йордана соответствующие формулы имеют вид

$$H_J \approx \frac{1/\xi - 2}{24 t_J}, \quad \phi \approx \text{const} \cdot t_J^{1/3}, \quad t_J \rightarrow +\infty. \quad (38)$$

При $\xi < 1/26$ это решение описывает ускоренное расширение и реализацию моделей квинтэссенса следует ожидать в его окрестности. При $\xi > 3/14$ поведение решений эйнштейновского представления в окрестности точки $(\rho = 1, \theta = 0)$ описывается формулами (33). В представлении Йордана имеем

$$H_J \approx \frac{\sqrt{1 + 1/6\xi} - 1}{3\sqrt{1 + 1/6\xi} - 1} \frac{1}{t_J}, \quad \phi \approx \text{const} \cdot t_J^{\frac{1}{3\sqrt{1 + 1/6\xi} - 1}}}, \quad t_J \rightarrow +\infty, \quad (39)$$

и соответствующее расширение является замедленным. В окрестности точки ($\rho = 1, \theta = \pi/2$) решение эйнштейновского представления описывается формулами (33) с $t \rightarrow 0$. Соответствующее поведение в представлении Йордана получается с учетом формул (36):

$$H_J \approx \frac{\sqrt{1+1/6\xi} + 1}{3\sqrt{1+1/6\xi} + 1} \frac{1}{t_J}, \quad \phi \approx \text{const} \cdot t_J^{\frac{1}{3\sqrt{1+1/6\xi} + 1}}, \quad t_J \rightarrow 0. \quad (40)$$

Вблизи точки ($\rho = 1, \theta = \pi$) аттрактором общего решения является решение, описываемое сепаратрисой седловой точки. С помощью формул эйнштейновского представления получим решение

$$a_J \approx \text{const} \cdot \frac{e^{-H_0 t_J}}{-t_J}, \quad \phi \approx \text{const} \cdot t_J, \quad t_J \rightarrow -\infty, \quad (41)$$

где постоянная H_0 определена после формулы (35). Это решение описывает инфляционное расширение. Что же касается точки $(x_1, 0)$, то, как уже отмечалось выше, в первом приближении в ее окрестности представления Эйнштейна и Йордана совпадают и расширение имеет экспоненциальный характер с масштабным фактором (28). Значения фигурируемых выше параметров можно оценить, сравнивая предсказания модели с современными наблюдательными данными. Согласно этим данным, плотность энергии Вселенной близка к критической и в настоящую эпоху расширения около 70% этой энергии обусловлено вкладом темной энергии. Отсюда для плотности темной энергии получаем оценку $\varepsilon_{de} \approx M_p^2 H^{(0)2} \approx 10^{-47} \text{ ГэВ}^4$, где $H^{(0)}$ - параметр Хаббла. В рассматриваемых выше моделях основной вклад в темную энергию дает потенциальная энергия скалярного поля, что необходимо для обеспечения ускоренного расширения. Как уже отмечалось выше, реализацию моделей квинтэссенса следует ожидать в окрестности особого решения (38) при значениях $\phi \gg M$. Как обычно принято в моделях квинтэссенса, полагая $\phi \sim M_p$, получим $\varepsilon_{de} \approx \lambda M^8 / M_p^4$. Отсюда, с учетом приведенной выше оценки для параметра λ , для значения массы получаем оценку $M \approx 10^5 \text{ ГэВ}$. Одним из основных параметров, характеризующих темную энергию, является отношение $w_{de} = p_{de} / \varepsilon_{de}$, где p_{de} - соответствующее давление. Наблюдательные ограничения на значения этого параметра получаются из данных об анизотропии реликтового излучения. В моделях с космологической постоянной в роли темной энергии для этого параметра имеем $w_{de} = -1$. В моделях с минимально связанным скалярным полем представления Эйнштейна и Йордана совпадают и w_{de} равен отношению давления и плотности энергии, задаваемых формулами (15). В этом случае это отношение является функцией от времени и имеем $w_{de} > -1$. В рассматриваемых же в данной статье моделях, неминимальная связь с

кривизной приводит к дополнительным вкладам в эффективные давление и плотность энергии скалярного поля и в результате к модификации формулы для w_{de} . Например, для решения (38), описывающего ускоренное расширение при $\xi < 1/26$, имеем $-1 < w_{de} \leq -0.85$. Однако нужно отметить, что при более детальном сравнении предсказаний рассматриваемой модели с наблюдательными данными следует учитывать также наличие темной и барионной материй, вклад которых в полную энергию Вселенной в настоящую эпоху составляет около 25% и 5% соответственно. Модели с учетом этих источников будут рассмотрены в следующей нашей работе.

6. Заключение. В данной работе мы рассмотрели модель космологической эволюции, в которой инфлатон и квинтэссенс объединены в единое скалярное поле с потенциалом (17) и с неминимальной связью с кривизной. Рассматриваемая форма потенциала была предложена Пиблсом и Виленкиным в работе [16], где рассмотрено минимально связанное поле. В этом случае одно и то же поле управляет хаотической инфляцией в ранние стадии эволюции, а в поздние стадии - ускоренным расширением квинтэссенсного типа, являющимся моделью темной энергии. В отличие от поля с минимальной связью, для скалярного поля с неминимальной связью эффективный потенциал эйнштейновского представления имеет локальный минимум при конечном значении поля. В первом приближении в его окрестности представления Эйнштейна и Йордана совпадают и расширение имеет экспоненциальный характер с масштабным фактором (28). Соответствующие решения описываются фазовыми траекториями, лежащими левее устойчивых сепаратрис седловой точки, соответствующей локальному минимуму потенциала, и могут быть основой модели темной энергии, альтернативной квинтэссенсу. В пределе $t \rightarrow +\infty$ предсказания этой модели те же, что и для моделей, основанных на ненулевой космологической постоянной, определяемой значением потенциала в точке минимума. Модели квинтэссенса реализуются при $\xi < 1/26$ решениями; фазовые траектории которых расположены правее указанных выше устойчивых сепаратрис. В ранние стадии эволюции модели инфляции описываются решениями, фазовые траектории которых лежат вблизи неустойчивой сепаратрисы седловой точки ($\rho = 1, \theta = \pi$). В представлении Йордана соответствующая эволюция описывается формулами (41) и имеет инфляционный характер.

Работа выполнена в рамках гранта 0124 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: saharayan@server.physdep.r.am

ON QUINTESSENTIAL INFLATION MODELS WITH A NON-MINIMALLY COUPLED SCALAR FIELD

A.L.MKHITARYAN, A.A.SAHARIAN

We investigate the evolution of homogeneous and isotropic cosmological models driven by a non-minimally coupled scalar field. As a model for the scalar potential, the potential of the quintessential inflation is chosen, proposed by Peebles and Vilenkin. Possible scenarios of cosmological dynamics are described in Einstein and Jordan conformal frames. It is shown that, unlike to the model with a minimally coupled scalar field, a class of models exists for which during the cosmological expansion the scalar field is stabilized at finite value and the realizations of both models for dark matter is possible.

Key words: *Cosmology: quintessence: inflation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.J.Permutter, G.Aldering, M. Della Valle et al.*, Nature, **391**, 51, 1998.
2. *A.G.Riess, A.V.Filippenko, P.Challis et al.*, Astron. J., **116**, 1009, 1998.
3. *S.J.Permutter, G.Aldering, G.Goldhaber et al.*, Astrophys. J., **517**, 565, 1999.
4. *J.L.Tonry, B.P.Schmidt, B.Barris et al.*, Astrophys. J., **594**, 1, 2003.
5. *A.G.Riess, L.-G.Strolger, J.Tonry et al.*, Astrophys. J., **607**, 665, 2004.
6. *A.Clocchiatti, B.Schmidt, A.Filippenko et al.*, High Z SN Collaboration, astro-ph/0510155.
7. *R.R.Caldwell, R.Dave, P.J.Steinhardt*, Phys. Rev. Lett., **80**, 1582, 1998.
8. *I.Zlatev, L.Wang, P.J.Steinhardt*, Phys. Rev. Lett., **82**, 896, 1999.
9. *J.P.Uzan*, Phys. Rev., **D59**, 123510, 1999.
10. *T.Chiba*, Phys. Rev., **D60**, 083508, 1999.
11. *L.Amendola*, Phys. Rev., **D60**, 043501, 1999.
12. *F.Perrotta, C.Baccigalipi, S.Matarrese*, Phys. Rev., **D61**, 023507, 2000.
13. *D.J.Holden, D.Wands*, Phys. Rev., **D61**, 043506, 2000.
14. *N.Bartolo, M.Pietroni*, Phys. Rev., **D61**, 023518, 2000.
15. *А.Д.Линде*, Физика элементарных частиц и инфляционная космология. Наука, М., 1990.
16. *P.J.E.Peebles, A.Vilenkin*, Phys. Rev., **D59**, 063505, 1999.
17. *G.Felder, L.Kofman, A.Linde*, Phys. Rev., **D60**, 103505, 1999.
18. *M.Peloso, F.Rosati*, JHEP, **9912**, 026, 1999.

CONTENTS

Sixtieth Anniversary of Byurakan Astrophysical Observatory <i>D.M.Sedrakian, H.A.Harutyunian, A.T.Kalloghlian</i>	329
Survey of the Local Volume galaxies in $H\alpha$: faint companions to M31 <i>S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev</i>	337
The spectral observations of the galaxies with UV excess <i>E.L.Karapetyan</i>	351
Anisotropic inhomogeneous Riemann S-type ellipsoids in the spheroidal halo <i>M.G.Abrahamyan</i>	359
The spectral and photographyc observations of the known T association in the region Cyg OB7 <i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, A.A.Karapetian</i>	375
Spectral observations of the FBS blue stellar objects. Zone $\delta = +43^\circ$ <i>P.K.Sinamian, A.M.Mickaelian</i>	391
The study of wave processes in nonlinear beams in the case of propagation of waves in plasma of pulsars with various orientations of magnetic fields <i>A.G.Bagdoev, D.M.Sedrakian</i>	409
About secular change of the orbital period of W UMa-type contact binary system <i>G.N.Dryomova, M.A.Svechnikov</i>	419
Investigation of variability of long-periodic pulsating stars. I. Methods of analysis of observations <i>I.L.Andronov, V.I. Marsakova</i>	433
Investigation of double star 61 Cygni by means of 26-inch refractor of Pulkovo observatory <i>D.L.Gorshanov, N.A.Shakht, A.A.Kisselev</i>	453
Analysis of periodic perturbations in multiple system ADS 15571 <i>E.A.Grosheva</i>	467
Scattering of radiation by free electrons. The averaged over the angles redistribution function <i>H.A.Harutyunian</i>	475
On quintessential inflation models with a non-minimally coupled scalar field <i>A.L.Mkhitaryan, A.A.Saharian</i>	487

ИЗМЕНЕНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА КОНТАКТНЫХ
ТИПА W UMa - СИСТЕМ*Г.Н.Дремова, М.А.Свечников* 419ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕС-
КИХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД. I. МЕТОДЫ АНАЛИЗА
НАБЛЮДЕНИЙ*И.Л.Андронов, В.И.Марсакова* 433ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ 61 ЛЕБЕДЯ ПО НАБ-
ЛЮДЕНИЯМ НА 26-ДЮЙМОВОМ РЕФРАКТОРЕ ПУЛКОВС-
КОЙ ОБСЕРВАТОРИИ*Д.Л.Горшанов, Н.А.Шахт, А.А.Киселев* 453АНАЛИЗ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В КРАТНОЙ
СИСТЕМЕ ADS 15571*Е.А.Грошева* 467РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ.
УСРЕДНЕННАЯ ПО УГЛАМ ФУНКЦИЯ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕ-
НИЯ*Г.А.Арутюнян* 475О МОДЕЛЯХ КВИНТЭССЕНСНОЙ ИНФЛЯЦИИ С НЕМИ-
НИМАЛЬНО СВЯЗАННЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ*А.Л.Мхитарян, А.А.Саарян* 487