

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 52

МАЙ, 2009

ВЫПУСК 2

ЗВЕЗДНЫЕ АССОЦИАЦИИ

А.Т.Каллоглян 171

ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ОБЛАКА

А.Л.Гольбудян 185

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА СПУТНИКОВ БЛИЗКИХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК

О.В.Мельник, В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев,
Д.И.Макаров, И.В.Чилингарян 203

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ТЕМПА ЗВЕЗДО- ОБРАЗОВАНИЯ В ЯДЕРНЫХ ОБЛАСТЯХ ОТ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ 39 ГАЛАКТИК КАЗАРЯНА

В.Ж.Адибекян, А.Р.Петросян 211

СВЯЗЬ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА СО СКОПЛЕНИЯМИ ЦВИККИ. II. ОБСУЖДЕНИЕ

М.В.Гюльзадян, А.Р.Петросян, Б.МкЛеан 225

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХГИГАНТОВ КЛАССОВ F и G

Л.С.Любимков, Т.М.Рачковская, Д.Б.Поклад 237

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Ջալիլյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բինովսկի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրիգին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), 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.А.Арутюнян (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.Никогосян (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 զծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և քարձր կուրսերի ուսանողների համար:

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2009



К 100-летию со дня рождения
академика В.А.Амбарцумяна

ЗВЕЗДНЫЕ АССОЦИАЦИИ

А.Т.КАЛЛОГЛЯН

Поступила 15 января 2008

Целью настоящей статьи является восстановление в нашей памяти истории возникновения одного из фундаментальных открытий XX века - звездных ассоциаций, связанных с именем В.А.Амбарцумяна, 100-летие со дня рождения которого было отмечено в 2008 году. Статья не претендует на полноту изложения всех опубликованных работ, это принципиально невозможно. Звездными ассоциациями начали заниматься сразу же после их открытия и исследования продолжают до сих пор. Наблюдения ведутся и на космических автоматических станциях, получен огромный наблюдательный материал. Обнаружено много звездных ассоциаций как в нашей Галактике, так и в других галактиках. Составлены каталоги, решены многие вопросы, связанные со звездными ассоциациями.

Ключевые слова: *Звездные ассоциации*

1. *Введение.* Происхождение и развитие небесных тел является одной из основных проблем астрономии. Подход к этой проблеме менялся в зависимости от имеющихся на данном этапе наблюдательных данных относительно той или иной группы объектов. До середины XX века господствовало мнение, что звезды Галактики образовались одновременно миллиарды лет назад и в настоящее время они лишь эволюционируют.

Установление крупных телескопов в первой половине прошлого века изменило ситуацию. Накопился огромный наблюдательный материал: были получены спектры звезд, проведена их спектральная классификация, определены радиальные скорости, химический состав и ряд других характеристик. Были изучены физические свойства звезд в разных состояниях. Применением методов статистической механики к звездным системам были получены очень важные результаты о характере вековых изменений в этих системах.

В 1947 году академик В.А.Амбарцумян опубликовал свою широко известную работу "Эволюция звезд и Астрофизика" [1]. В этой статье он впервые заявил об открытии звездных ассоциаций. Имея в виду накопленный наблюдательный материал, он в *Введении* статьи пишет:

"В результате должна измениться и изменилась постановка

космогонической проблемы. Речь должна идти не о выводе современного состояния какой-нибудь индивидуальной системы из гипотетического первоначального состояния. Речь уже должна идти о выводе общих закономерностей развития небесных тел и их систем. В частности, происхождение Солнца и солнечной системы должно быть понято в рамках общей теории развития звезд [1].

Этот концептуальный подход к решению проблем происхождения и развития небесных тел лежал в основе всех последующих исследований академика В.А.Амбарцумяна, как в области звезд, так и в области галактик. Из многих существующих гипотез и построений Амбарцумян высоко ценил гипотезы Лапласа и Джинса, сыгравшие, по его мнению, положительную роль в астрономии.

Известно, что распределение звезд в Галактике и в других спиральных галактиках крайне неравномерно. С другой стороны, системы звезд - двойные, кратные, открытые и шаровые скопления - являются динамически устойчивыми. Это означает, что они останутся системами после одного или даже нескольких оборотов вокруг центра Галактики. Относительная устойчивость рассматриваемых групп связана с тем, что скорости движения звезд вокруг центра системы настолько малы, что не могут вырваться из системы и остаются в ней достаточно долго. Другими словами, полная энергия системы отрицательна. До открытия звездных ассоциаций не ставился вопрос о возможности существования звездных систем с положительной полной энергией, т.е. таких, в которых скорости движения звезд настолько велики, что они могут покинуть систему. Подобные системы должны быстро распадаться. Очевидно, что группировки случайно встретившихся звезд могут быть рассмотрены как системы с положительной полной энергией, но, как считал Амбарцумян, такая совокупность быстро разойдется в пространстве и, поэтому, нельзя ее считать звездной системой. Представляют интерес только такие системы с положительной энергией, члены которых имеют общее происхождение.

В.А.Амбарцумян показал, что в Галактике отношение числа пар к числу одиночных звезд в миллионы раз больше, чем ожидается при диссоциативном равновесии [2]. Поскольку при таком равновесии число разрушений пар равно числу их образований, то отсюда делается вывод, что при теперешнем состоянии Галактики число разрушений пар в миллионы раз превосходит число образований пар. Главный вывод из этого заключается в том, что двойные звезды не могут быть продуктом случайных сближений, а имеют общее происхождение.

В.А.Амбарцумян обратил внимание на то, что некоторые открытые звездные скопления (например h и χ Per) богаты звездами O и B. Кроме того, в таких скоплениях встречаются также звезды типов Be и P Cyg,

из которых происходит непрерывное истечение материи. Поскольку явление истечения материи с такими темпами не может продолжаться долго, более чем несколько сот тысяч лет, то присутствие таких звезд в скоплениях говорит также в пользу молодости самих скоплений.

При исследовании проблемы происхождения и развития звезд, как считал Амбарцумян, особое внимание должно быть уделено на неустойчивые звездные системы и на нестационарные звезды. Он объяснял это тем, что *"важным двигателем всего процесса развития в природе являются противоречия. Эти противоречия особенно ярко проявляются, когда система или тело находятся в неустойчивом состоянии, когда в них происходит борьба противоположных сил, когда они находятся на поворотных этапах своего развития"*. Под его руководством бюраканские астрономы в основном занимались именно неустойчивыми объектами: это нестационарные объекты, вспышковые звезды, активные ядра галактик, звездные ассоциации как в нашей галактике, так и в других галактиках.

2. Открытие звездных ассоциаций. До открытия звездных ассоциаций были известны группировки горячих звезд. Несколько десятилетий никто не обращал на них серьезного внимания и не исследовал как физические группировки. Одновременно наблюдались также группировки звезд типа Т Тельца, показывающих эмиссионные линии в спектрах и неправильные изменения блеска.

27 октября 1947 года на Общем Собрании Академии наук СССР В.А.Амбарцумян объявил об открытии звездных систем нового типа - звездных ассоциаций. В том же году, как было отмечено выше, этот доклад был напечатан Издательством АН Армении под рубрикой "Эволюция звезд и Астрофизика" [1].

Исследование пространственного распределения звезд показало, что в отличие от классических скоплений в звездных ассоциациях средняя плотность звезд меньше, чем в общем звездном поле Галактики. Поэтому эти системы непосредственно не наблюдаются. Отличительным свойством звездных ассоциаций является наблюдаемая большая пространственная плотность звезд с одинаковыми физическими характеристиками - в одном случае звезд типов О и В (О-ассоциации), в другом случае - звезд типа Т Тельца (Т-ассоциации). В О-ассоциациях часто наблюдаются также звезды типа Т Тельца (О + Т ассоциации).

Абсолютная интегральная звездная величина звездных ассоциаций около -10^m , а размеры находятся в пределах от 30 до 200 пк. При таких больших линейных размерах и при наблюдаемой низкой плотности, звезды, входящие в звездные ассоциации, не могут долго находиться в системе силами взаимного притяжения. Приливные силы, исходящие из центра Галактики, должны их быстро разрушить. Но, с другой стороны, если бы разрушение

звездных ассоциаций происходило только под действием приливных сил, исходящих из центра галактики, то со временем эти системы должны были принять вытянутую, порой сильно вытянутую форму. Однако наблюдения показывают, что во многих случаях эта вытянутость мало заметна, а в некоторых случаях незаметна. Отсюда В.А.Амбарцумян приходит к выводу, что распад звездных ассоциаций происходит не только под действием дифференциального галактического вращения, но и наличием собственных скоростей звезд, полученных ими в эпоху возникновения звездной системы. Под действием этих сил система достигает состояния очень малой плотности, что и приводит к разрушению под действием дифференциального эффекта вращения Галактики. Удаление членов ассоциации из-за наличия больших собственных скоростей свидетельствует о том, что звездные ассоциации являются системами с полной положительной энергией.

Учет всего вышесказанного еще в 1948 году привел Амбарцумяна к предсказанию, что звездные ассоциации являются расширяющимися системами. Более того, Амбарцумян предсказал для скорости расширения значение порядка 10 км/с.

На основании изучения собственных движений звезд в ассоциации Персей II, Блау [3] получил, что ассоциация расширяется с линейной скоростью 12 км/с. Вычисления показали, что звезды в Персей II возникли всего 1.3×10^6 лет назад. Присутствие звезд высокой светимости ζ и ξ Per также говорит о чрезвычайной молодости группы. Интересным свойством группы, согласно А. Блау, является наличие очень маленького скопления слабых звезд около σ Per.

Маркарян [4] в Бюраканской обсерватории рассмотрел собственные движения звезд типов O-B2 в звездной ассоциации Цефей II и получил для скорости расширения системы значение 8 км/с. Возраст ассоциации оценивался $4.5 \cdot 10^6$ лет.

Расширение звездных ассоциаций было подтверждено многими авторами. В 1961г. Мирзоян [5] построил синтетическую ассоциацию и показал, что дисперсия остаточных лучевых скоростей звезд и среднее значение их абсолютных величин возрастают с расстоянием до центра, что можно рассматривать как следствие непрерывного возникновения и ухода звезд с различными скоростями из ядер ассоциаций - центров звездообразования.

В пользу нестационарности звездных ассоциаций Амбарцумян [6] приводит факт наличия в них нестабильных звезд типов P Cyg, W-R, а также T Тау, из которых происходит непрерывное истечение материи. По некоторым оценкам по меньшей мере 50% звезд типа W-R являются членами ОВ-ассоциаций. В звездные ассоциации входят также вспыхивающие звезды. Об этом впервые указали Аро и Чавира [7] в

случае ассоциации Ориона и Единорога. Аро с сотрудниками показали, что все ассоциации с возрастом 10^8 лет или моложе, содержат вспыхивающие звезды.

Систематические наблюдения вспыхивающих звезд, в частности в Бюраканской обсерватории, подтвердили этот вывод. Этим данным будет посвящена отдельная юбилейная статья.

В состав звездных ассоциаций часто входят кратные звезды типа Трапеции Ориона. Это такие системы, в которых можно найти, по крайней мере, три такие составляющие, взаимные расстояния между которыми имеют одинаковый порядок величины.

Еще в начале 50-х годов прошлого века Амбарцумян [8] обстоятельно изучил кратные системы. Большинство кратных систем являются обыкновенными физически связанными системами. Они более устойчивы, чем открытые звездные скопления. В обыкновенных кратных системах не происходят процессы обмена кинетическими энергиями, так как в них из-за структурных особенностей исключается возможность случайных сближений, как это происходит в открытых звездных скоплениях. Кратные же системы типа Трапеции Ориона похожи на открытые звездные скопления, но с намного меньшим количеством звезд. Чем меньше звезд в системе, тем короче время распада. По подсчетам В.А.Амбарцумяна, кратные звезды типа Трапеции намного моложе открытых звездных скоплений и их возраст оценивается не более двух миллионов лет. При этом, эти расчеты были основаны на допущении, что полная энергия системы отрицательна. Однако, имея в виду, что полная энергия систем типа Трапеции Ориона положительна, для возраста многих Трапеций получается значение 10^5 лет и во всяком случае не более миллиона лет.

Маркарян [9] показал, что системы типа Трапеции очень часто входят в состав О-скоплений (в которых ярчайшие члены принадлежат спектральному типу О), что было подтверждено работами Шарплеса [10]. Но, с другой стороны, О-скопления являются обычно ядрами О-ассоциаций. Таким образом, наличие неустойчивых кратных систем типа Трапеции в звездных ассоциациях также свидетельствует о том, что звезды в ассоциациях рождаются группами.

В богатых О-ассоциациях встречаются также неустойчивые цепочки звезд. Согласно В.А.Амбарцумяну, это подтверждает вывод о том, что в ассоциациях звезды возникают небольшими группами.

Таким образом, основные характеристики звездных ассоциаций могут быть сформулированы так:

- Пространственная плотность звезд в звездных ассоциациях значительно ниже, чем в окружающем поле.
- Парциальная плотность звезд типов О-В и Т Тельца существенно

выше в звездных ассоциациях, чем в окружающем поле.

- Полная энергия звездных ассоциаций положительна - системы расширяются со скоростью около 10 км/с и распадаются в течение нескольких миллионов лет и меньше.

- Звезды в звездных ассоциациях возникают группами.

- Звездные ассоциации являются очагами звездообразования.

Открытие звездных ассоциаций стимулировало появление очень многих работ. Были определены радиальные скорости, спектральные типы, звездные величины и другие характеристики звезд-членов ассоциации. Блаау и др. [11] построили диаграмму цвет-звездная величина О и В-звезд ассоциации III Сер. По расположению на диаграмме отделены звезды поля и члены ассоциации. Расстояние системы было определено 725 пк, а размеры около 50 x 30 пк.

Шарплес [10] составил каталог спектрофотометрических и фотоэлектрических наблюдений 190 членов агрегата ранних звезд в Орионе и исследовал поглощение в нем, а в работах [12,13] в той же ассоциации рассмотрел и сравнил разные возрасты подсистем.

Эгген [14] определил светимости 500 ранних типов звезд в группе Плеяд с хорошо определенными собственными движениями и радиальными скоростями.

В окрестностях молодых звездных ассоциаций Сер OB3 и Per OB2 Сарджент [15] обнаружил молекулярные облака с массой $\sim 10^4 M_{\odot}$ и размерами около 60 пк. В Сер OB3 отождествлены три области разного возраста. Автор считает, что нет единого механизма образования OB-ассоциаций.

Интересный результат получен в работе Дуум и др. [16]. Авторы считают, что первыми были сформированы маломассивные звезды, массивные звезды в OB-ассоциациях Per OB1 и Cep OB1 на $10-20 \times 10^6$ лет моложе, чем маломассивные звезды. Показано также, что этот результат не может быть следствием селекции.

Сейферт и др. [17] определили спектральные типы, фотоэлектрические величины и показатели цвета 134 звезд в ассоциации ζ Per. Максимальный возраст ассоциации оценивается от 4 до 7 миллионов лет.

В работе [18] авторы в ассоциации Cyg OB2 нашли несколько OB-звезд, которые являются очень сильными рентгеновскими и радиоисточниками в Галактике. Особенно необычна радиоэмиссия, показывающая переменность высокой степени и нетепловой характер.

В направлении звездных ассоциаций Aur OB1 и Aur OB2 наблюдались 42 OB-звезды с помощью космического телескопа Глазар на волне 1640 Å [19]. Звезды были включены в разные группировки - в три O-ассоциации на расстояниях 1100, 2000 и 3000 пк и в одну B-ассоциацию на расстоянии

600 пк. Имеется более или менее однородное пылевое облако перед плотными частями трех далеких ассоциаций.

В ассоциациях часто наблюдаются взрывы сверхновых. Исходя из точки зрения, что звезды ранних типов рождаются в ассоциациях регулярно, Томаса и др. [20] предполагают, что взрывы сверхновых также будут иметь место регулярно. Принимая, что регулярные взрывы сверхновых имеют место в каждой ОВ-ассоциации, была оценена степень образования звезд в Галактике.

По наблюдениям в линии $H\text{I}$ 21 см авторы работы [21] в направлении звездной ассоциации Саг ОВ2 обнаружили огромную $H\text{I}$ впадину (cavity). Эта впадина окружена сильно расширяющейся оболочкой. Авторы считают, что есть физическая связь между этими $H\text{I}$ особенностями и звездной ассоциацией.

По данным работы [22], вокруг двух ($O\text{I}$, Саг) из тринадцати ассоциаций обнаружена сверхоболочка газа с радиусом около 100 пк, со скоростью расширения ~ 100 км/с и возрастом ~ 400000 лет. Предполагается, что сверхоболочка сформирована взрывом сверхновых в ассоциациях.

Радиальные системы темных глобул как правило связаны со звездными ассоциациями. Новая звездная ассоциация была найдена около радиальной системы темных глобул в Корме-Б.Псе [23]. Оказалось, что по средней толщине глобул этих систем можно определить расстояния до связанных с ними звездных ассоциаций.

В звездных ассоциациях обычно присутствуют гигантские газовые туманности. Амбарцумян считал, что это не доказательство того, что звезды ассоциации возникают из туманностей, а *"это делает очень вероятным, что туманность и скопление звезд возникают совместно в едином космогоническом процессе"* [24].

3. Звездные ассоциации в других галактиках. Сверхассоциации. Звездные ассоциации наблюдаются и в других галактиках. На богатую сверхгигантами ранних типов и звездами типа Р Суг систему NGC 1910, в Большом Магеллановом Облаке (БМО), еще в 1949 году обратил внимание Амбарцумян [6]. В дальнейшем в БМО были открыты очень много звездных ассоциаций.

Ходж [25] построил диаграмму цвет-звездная величина для пяти звездных ассоциаций в БМО. На этих диаграммах бросается в глаза Главная последовательность, отсутствуют холодные сверхгиганты. Автор приводит также зависимость возраста ассоциации от плотности. Луке и Ходж [26] составили каталог звездных ассоциаций в БМО. Число звезд в ассоциациях ярче $V=14.7$ меняется от 2 до 225. По данным Ходжа и Луке [27] средний размер 122 обнаруженных в БМО звездных ассоциаций примерно 78 пк, что близко среднему диаметру ассоциаций в окрестности

Солнца. Имеется большой разброс в плотностях звезд в БМО ассоциациях, однако имеется корреляция между размером ассоциаций и общим числом звезд в них.

В работе [28] представлены результаты CCD наблюдений (фотометрия и спектроскопия) для звезд в системе Луке и Ходж 58. Эта изолированная ассоциация в БМО на северо-западе 30 Doradus. Фотометрический каталог содержит 839 звезд с *UBV* величинами до $V \sim 19^m$. Найдены 22 звезды типа О. В ассоциации имеются три звезды типа Вольф-Райе. Предполагается, что образование некоторых звезд имело место 10 миллионов лет назад, однако большинство звезд образовалось в течение последних нескольких миллионов лет.

Авторы работы [29] фотометрически исследовали очень много ассоциаций в БМО. Плотности в ассоциациях указывают на неустойчивость систем. Интересно, что слабая предельная величина до которой отождествляются ассоциации, меняется в пределах до трех звездных величин.

Для изучения особенностей рентгеновского излучения ОВ-ассоциации в БМО, Ванг и Гельфанд [30] использовали данные обсерватории Эйнштейн. В окрестностях ассоциаций найдено много молодых и ярких рентгеновских остатков сверхновых. Обнаружена также диффузная рентгеновская эмиссия у более чем двух дюжины звездных ассоциаций.

В статье [31] представлены результаты *UV*-фотометрии 1563 звезд в БМО. Для наклона первичной функции масс в случае массивных звезд (массивнее, чем $15 M_{\odot}$) в ассоциациях Луке и Ходжа получено значение $\gamma = -1.08$, а вне указанных ассоциаций наклон первичной функции масс для массивных звезд $\gamma = -1.74$ (предполагается непрерывное образование звезд). Для нашей Галактики получены значения $\gamma = -1.35$ (Солпегер), $\gamma = -1.7$ (Скало) и для массивных звезд в Галактике $\gamma = -1.6$ (Гармани и др.). Пологий наклон первичной функции масс в ассоциациях говорит не только о высокой степени образования, но и о том, что локальные условия благоприятствуют образованию там звезд с большими массами.

Обширная работа проделана Паркером [32]. В этой работе представлены результаты *UBV*-фотометрии 2400 звезд в ОВ-ассоциациях 30 Doradus в БМО.

Много звездных ассоциаций отождествлено в Малом Магеллановом Облаке (ММО). Ходж [33] считает, что в ММО звездные ассоциации хуже очерчиваются, чем в БМО. Ассоциации имеют такие же размеры, что и в БМО, но беднее яркими звездами.

Звездные ассоциации наблюдаются также между БМО и ММО. Демерс и др. [34] исследовали звездную ассоциацию, являющуюся последней в веренице молодых звездных агрегатов от крыла ММО к гало БМО. Возраст ассоциации оценивается не более 100 миллионов лет.



30Doradus 2



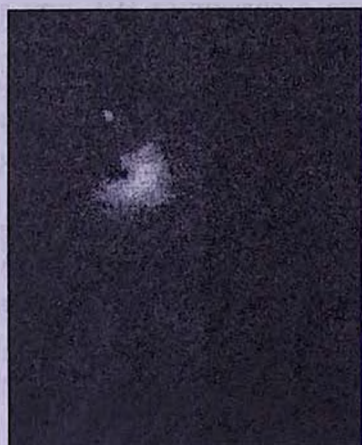
30Doradus 3



h/χ - Persei



Orion 1



Orion 2

Рис.1. Некоторые звездные ассоциации

Звездные ассоциации были отождествлены и изучены во многих спиральных галактиках. Ван ден Берг [35] составил список 188 ОВ-ассоциаций в галактике М31 в области от 3 до 25 кпк от ядра. По оценкам автора, в М31 каждый миллион лет формируются 10 новых ассоциаций. Некоторые ассоциации состоят из плотных молодых ядер, окруженных более старыми оболочками.

Ходж и др. [36] в М31 определили интегральные *UBVR*-фотометрические величины для членов молодых звездных скоплений и компактных ОВ-ассоциаций. Большинство систем очень молодые, за исключением находящихся во внешних частях галактики. Возраст наиболее молодых порядка нескольких миллионов лет.

Согласно Ботинелли [37], ОВ-ассоциации в четырех областях М31 по своим размерам похожи на ассоциации в нашей Галактике и Магеллановых Облаках. К тому же заключению приходит Иванов [38] в случае галактики М33. Он выделил 460 ОВ-ассоциаций с помощью *UBV* наблюдений и провел *UBV*-фотометрию 1944 звезд в ассоциациях. Автор заключает, что эти ассоциации по своим характеристикам тождественны с ассоциациями в нашей Галактике и Магеллановых облаках.

В работе [39] автор отождествил 41 ассоциацию в центральной области М33. С этой целью были использованы данные *UBV*-фотометрии. Каждая ассоциация содержит по меньшей мере 10 голубых звезд. Одна треть звезд типа W-R в области находится на более чем 75 пк дальше от ближайшей ассоциации. Делается заключение, что наиболее массивные звезды не образуются исключительно в больших ассоциациях. В ассоциациях на северном рукаве нет звезд более массивных, чем $20 M_{\odot}$, тогда как южный рукав содержит несколько звезд с массами около $60 M_{\odot}$. Большинство отождествленных ассоциаций в М33 находятся в спиральных рукавах галактики [40]. Часть ассоциации связана с областями НII, при этом молодые ассоциации находятся вблизи ядра.

Звездные ассоциации найдены в других спиральных галактиках. Ходж [41] отождествил звездные ассоциации в галактике NGC 2403 и сопоставил их с ассоциациями в галактиках Местной группы. По многим характеристикам они похожи на ассоциации в М33 и БМО.

На пластинках 2-метрового телескопа обсерватории Рожен (Болгария) Иванов [42] составил каталог 180 звездных ассоциаций в галактике М81. Для их характеристического размера получено значение 80 пк. Согласно автору эти маленькие группировки реальные ассоциации, поскольку их звездный состав одинаков с ассоциациями в нашей Галактике. Большая часть обнаруженных ассоциаций совпадает с областями НII.

В работе [43] приводится каталог 147 звездных ассоциаций и агрегатов в галактике NGC 628 по двум пластинкам 6-м телескопа. Получено, что

частотные распределения ассоциаций и НП областей похожи друг на друга. Звездные ассоциации образуют группы двух или более членов с протяженностью 600 пк и названы комплексами.

Бресолин и др. [44] исследовали ОВ-ассоциации, отождествленные в семи спиральных галактиках по наблюдениям телескопа Hubble. По данным авторов распределение размеров, средние диаметры, функция светимости их ярчайших звезд не меняются для разных галактик даже при изменении хаббловских типов. По имеющимся данным, среднее число звезд в ассоциациях меняется с морфологическим типом.

Наряду с обычными ассоциациями, наблюдаются также очень яркие и большие по размерам системы звезд ранних спектральных классов. Классическим примером подобных систем является система 30 Doradus в БМО. Размеры этой системы около 600 пк, а абсолютная звездная величина $M = -15^m$, т.е. 30 Doradus в 100 раз ярче обычных ассоциаций. Подобные яркие образования Амбарцумян предлагал называть сверхассоциациями. Сверхассоциации наблюдались и в других галактиках типа Sc. Они часто встречаются в сверхгигантских Sc-галактиках. Например, в галактике NGC 1087 типа Sc с абсолютной величиной $M = -20^m.6$, зафиксировано 8 сверхассоциаций со средней абсолютной величиной $-14^m.9$. В одном из рукавов галактики NGC 4303 типа SBc с абсолютной величиной $-21^m.6$ наблюдается струя, состоящая из ярких голубых сгущений [45]. По абсолютным величинам сгущения являются сверхассоциациями. По предложению В.А.Амбарцумяна сверхассоциациями было принято называть те из ассоциаций, которые ярче $-13^m.5$.

Возраст сверхассоциаций должен значительно превосходить возраст обычных ассоциаций. Такой вывод напрашивается, имея в виду размеры систем. Например, подставляя в формулу D/v размер 30 Doradus, равный $D=600$ пк, и скорость расширения $v=10$ км/с, получим для возраста этой системы значение $6 \cdot 10^7$ лет. Это почти на один порядок больше возраста обычных О-ассоциаций.

Сверхассоциации встречаются как в спиральных рукавах, так и между рукавами.

В связи с существованием сверхассоциаций в галактиках, В.А.Амбарцумян приводит свои рассуждения космогонического характера (см. [46]).

"Если представить, что сверхассоциации образуются из газовых масс, распределенных внутри данной галактики, то следует думать, что в галактиках с большой общей массой приливные силы должны препятствовать образованию подобных больших комплексов. В галактиках с малой массой, наоборот, такой помехи не будет. Поэтому не следует ожидать наличия сверхассоциаций в гигантских галактиках. Фактически же мы наблюдаем обратную картину. Очевидно, это опровергает предположение о возможности

возникновения сверхассоциаций из первоначальной материи, рассеянной по всей галактике”.

4. Заключение. В настоящей статье представлена история одного из великих открытий XX века - звездных ассоциаций. Среди многих основополагающих работ В.А.Амбарцумяна звездные ассоциации занимают особое место. Их открытие в корне изменило имеющееся представление о возникновении звезд и развитии Вселенной. Открытие звездных ассоциаций было первым наблюдательным свидетельством в пользу представления о продолжающемся в настоящее время в Галактике процессе звездообразования. И не случайно, что оно было удостоено Государственной премии СССР. Еще в 1952 году на Всесоюзной конференции, устроенной в Бюракане, В.А.Амбарцумян дал отпор некоторым ученым, сомневающимся в реальном существовании звездных ассоциаций. Уже 60 лет ученые во многих обсерваториях мира занимаются изучением звездных ассоциаций. К настоящему времени накопилось очень много работ по этой тематике и упоминание о них в одной статье невозможно.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,
Армения, e-mail: astrofiz@sci.am

STELLAR ASSOCIATIONS

A.T.KALLOGHLIAN

The aim of this paper is the restoration in our memory the history of the origin of one of the remarkable discovery of XX century - stellar associations, connected with the name of V.A.Ambartsumian, whose the 100-anniversary has been celebrated in 2008. Of course it is not possible to include in one paper all the publications devoted to stellar associations, this is practically not possible. They began to study the stellar associations just after their discovery and it continues till now. The observations are carrying out with space automatic telescopes too. Very large number of observations is made. A very large number of associations are detected and analysed as in our Galaxy as well as in other galaxies. Many problems are solved connected with associations.

Key words: *stellar assotiation*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Эволюция звезд и Астрофизика, Изд. Арм. ССР, Ереван, 1947.
2. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 14, 217, 1937.
3. A.Blaauw, Bull. Astr. Inst. Nederlanda, 12, 405, 1953.
4. Б.Е.Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., 11, 3, 1953.
5. Л.В.Мирзоян, Сообщ. Бюраканской обс., 29, 81, 1961.
6. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
7. G.Haro, E.Chavira, Vistas in Astronomy, 8, 89, 1966.
8. В.А.Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., XV, 1954.
9. Б.Е.Маркарян, Сообщ. Бюраканской обс., 5, 1950.
10. S.Sharpless, Astrophys. J., 119, 334, 1954.
11. A.Blaauw, W.A.Hiltner, M.L.Johnson, Astrophys. J., 130, 69, 1959.
12. S.Sharpless, Astrophys. J., 116, 251, 1952.
13. S.Sharpless, Astrophys. J., 136, 767, 1962.
14. O.I.Eggen, Publ. Astron. Soc. Pasif., 87, 37, 1975.
15. A.Sargent, Astrophys. J., Part 1, 233, 163, 1979.
16. C.Doom, J.P. de Greve, C. de Loore, Astrophys. J. Part 1, 290, 185, 1985.
17. C.K.Seyfert, R.H.Hardie, R.T.Grenchik, Astrophys. J., 132, 58, 1960.
18. W.L.Waldron, M.F.Corcoran, S.A.Drake, A.P.S'male, Astrophys. J. Suppl. Ser., 118, 217, 1998.
19. H.M.Tovmasyan, R.Kh.Ovanesyan, R.A.Epremyan, D.Huguenin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 266, 337, 1994.
20. K.Tomisaka, A.Habe, S.Ikeuchi, Astrophys. Space Science, 78, 273, 1981.
21. J.R.Rizzo, E.M.Aznol, Rev. Mex. Astron. Astrophys. ser. Conf., №8, 1999, p.63.
22. L.L.Cowie, E.M.Hu, W.Taylor, D.G.York, Astrophys. J., Part 2, Letters to the Editor, 250, L25, 1981.
23. А.Л.Гюльбудагян, Х.Май, Астрофизика, 42, 179, 1999.
24. V.A.Ambartsumian, Reviews of Modern Physics, 30, 944, 1958.
25. P.W.Hodge, SAO Special Report, №319, 1970.
26. P.B.Lucke, P.W.Hodge, Astron. J., 75, 171, 1970.
27. P.W.Hodge, P.B.Lucke, Astron. J., 75, 933, 1970.
28. Catherine D.Garmay, Ph.Massey, J.W.Parker, Astron. J., 108, 1256, 1994.
29. E.Kontizas, M.Kontizas, D.Gouliermis et al., IAO Symposium, №190, 1999.
30. Q.Wang, D.I.Helfand, Astrophys. J. Part 1, 373, 497, 1991.
31. J.K.Hill, J.E.Isensee, R.H.Cornett et al., Astrophys. J., Part 1, 425, 122, 1994.
32. J.W.Parker, Astron. J., 106, 560, 821, 1993.
33. P.Hodge, Publ. Astron. Soc. Pacific, 97, 530, 1985.
34. S.Demers, Lue.Grondin, M.J.Irwin, W.E.Kunkel, Astron. J., 101, 911, 1991.
35. S. van den Bergh, Astrophys. J. Suppl. Ser., 9, 65, 1964.

36. *P.W.Hodge, M.Mateo, M.Lee, D.Geisler*, Publ. Astr. Soc. Pacific, **99**, 173, 1987.
37. *P.Bottinelli*, Astron. Astrophys., **258**, 269, 1992.
38. *G.R.Ivanov*, Astrophys. Space Science, **136**, 113, 1987.
39. *Christine D.Wilson*, Astron. J., **101**, 1663, 1991.
40. *P.Z.Kunchev, G.R.Ivanov*, Astrophys. Space Science, **106**, 371, 1984.
41. *P.Hodge*, Publ. Astr. Soc. Pacific, **97**, 1065, 1985.
42. *G.R.Ivanov*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **257**, 119, 1992.
43. *G.R.Ivanov, G.Popravko, Ju.N.Efremov, N.A.Tikhonov, I.D.Karachentsev*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **96**, 645, 1992.
44. *F.Bresolin, R.C.Kennicutt, Laura Ir.Ferrarese et al.*, Astron. J., **116**, Issue 1, p.119, 1998.
45. *А.Т.Каллоглян*, ДАН Армении, **33**, №5, 205, 1961.
46. *В.А.Амбарцумян*, в кн. "Проблемы эволюции Вселенной", Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1968, стр.169.

К 100-летию со дня рождения
академика В.А.Амбарцумяна

ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ОБЛАКА

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН
Поступила 15 декабря 2008

Предложенная В.А.Амбарцумяном гипотеза образования звезд из дозвездных сверхплотных тел – протозвезд явилась альтернативой существующим в 50-х годах прошлого века (да и сейчас не особенно видоизмененных) гипотез образования звезд путем аккреции и последующего коллапса (в разных модификациях). Основные выводы Амбарцумяна были сделаны на основе анализа имеющихся к тому времени наблюдательных данных. В данной статье представлены как основополагающие идеи Амбарцумяна, так и некоторые современные гипотезы звездообразования. Представлены также некоторые результаты исследований молекулярных облаков и областей звездообразования. Отмечена одна из отличительных особенностей молодых звездообразных объектов (МЗО) – истечение вещества из этих объектов (молекулярное, в виде струй и т.д.), явление, важность которого для эволюции звезд отметил Амбарцумян еще в 1937г. Рассмотрены также радиальные системы темных глобул, а также связанные с областями звездообразования объекты Х-А, кометарные туманности, тесные системы типа трапеции (состоявшие из МЗО).

Ключевые слова: *звезды; молекулярные облака; протозвезды*

1. *Введение.* До работ В.А.Амбарцумяна по звездообразованию была распространена идея об одновременном рождении звезд и их одновременной смерти. Амбарцумян показал, что процесс звездообразования является продолжающимся событием, которое имело место в прошлом, продолжается сейчас и будет иметь место в будущем, причем в звездных ассоциациях и из протозвезд:

"Для краткости мы будем говорить, что и звезды, и туманности возникают из протозвезд.

Можно предположить, что протозвезды обладают большой массой и малым радиусом. Звездные группы возникают в результате деления протозвезды на ряд частей. Образовавшиеся малые массы (порядка массы звезды) дозвездного вещества неустойчивы и быстро превращаются в обычное вещество, образуя звезды. Оставшаяся вне звезд масса бывшей протозвезды образует туманность. При этих превращениях часто энергия, сосредоточенная ранее в протозвезде, превращается в кинетическую энергию расширения туманности и звездной группы" [1].

Амбарцумян в [2] отмечал: *"Заслуживает внимания присутствие в О-ассоциациях, наряду со звездами ранних типов, гигантских газовых туманностей. Конечно, это еще не доказательство того, что звезды ассоциации возникают*

непосредственно из туманностей. Но это указывает во всяком случае на эволюционную связь между звездами ранних типов и газовыми туманностями", а в [3]: "По моему личному мнению будущие наблюдения покажут, что звездные ассоциации и расширяющиеся туманности формируются совместно.

Короче говоря, я полагаю, что мы должны отказаться от старой идеи формирования звезд из диффузной материи и предположить, что как диффузная материя, так и звезды возникают одновременно в результате разделения протозвезд".

2. *Молекулярные облака.* Начиная с середины 70-х, молекулярный водород стал одним из основных объектов изучения физики межзвездной среды. Исследование распределения H_2 в Галактике привело к обнаружению нового элемента структуры диска нашей Галактики - молекулярного кольца - области повышенной концентрации H_2 в кольце $R = (4 - 8)$ кпк. В этом кольце мы имеем также высокую концентрацию звездных ассоциаций, областей звездообразования, НП областей, пульсаров, остатков сверхновых, источников диффузного γ -излучения, синхротронного излучения. Основная масса H_2 сосредоточена в гигантских молекулярных облаках (температура 10-100 К, плотность $\sim 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$, размеры ~ 50 пк) и в молекулярных комплексах (температура 10-100 К, плотность $\sim 10^2 \text{ см}^{-3}$, размеры > 100 пк) [4,5].

Сейчас известно, что ОВ-звезды рождаются главным образом в молекулярных облаках в областях звездообразования, при образовании звезд молекулярные облака разрушаются частично или полностью [6]. Недавние наблюдения японских астрономов показали, что $\sim 24\%$ гигантских молекулярных облаков не содержат звезд, $\sim 53\%$ связаны с НП областями, $\sim 24\%$ связаны с с НП областями, и с молодыми скоплениями звезд [7].

Внутри некоторых гигантских молекулярных облаков имеются горячие ядра. Горячие молекулярные ядра характеризуются температурой газа, превосходящей 100 К и богатой химией, наблюдаемой в молекулярных линиях на субмм длинах волн. Предполагается, что эти горячие ядра представляют раннюю эволюционную фазу образования звезд больших масс, где из протозвезд происходит активное истечение, а ультракомпактные области НП еще не образованы [8]. Молодые звездообразные объекты (МЗО) обычно состоят из центрального протозвездного объекта, окруженного оболочкой и плоским диском. Для характеристики МЗО вводятся классы: 0, 1, 2 и 3, причем вдоль этой последовательности уменьшается степень истечения [9,10]. Особенно интересна фаза класс 0 не только потому, что многие свойства будущей звезды определяются в течение этой фазы, но в основном из-за мощных истечений, которые могут иметь существенное воздействие на окружающую межзвездную среду: они формируют молекулярные облака, могут образовать в них каверны, могут сжать пылевые оболочки. Наблюдения этой фазы затруднены: горячее звездообразное ядро объекта класс 0 так затемнено, что объект не обнаруживается до midIR, кроме того, эта фаза короткая - несколько раз 10^5 лет [11].

Кроме гигантских молекулярных облаков в нашей Галактике при-

существуют также маленькие непрозрачные облака, состоящие из пыли и газа. Такими объектами являются глобулы Бока (или Барнарда), глобулы и слоновые хоботы в областях НП, а также кометарные глобулы [12-14].

3. Гипотезы звездообразования. Наиболее распространенной гипотезой о звездообразовании является гипотеза об аккреции внутри молекулярных облаков с последующим коллапсом, что приводит к образованию новых звезд. Однако этот механизм встречает затруднение, согласно которому новые звезды должны образовываться глубоко внутри молекулярных облаков, наблюдения же показывают, что многие ОВ-звезды образуются близ поверхности молекулярных облаков [15].

В литературе сейчас распространена точка зрения, согласно которой яркие звезды ранних спектральных классов образуются в гигантских молекулярных облаках, преимущественно на их периферии. Предполагается, что процесс звездообразования далее распространяется вдоль молекулярного облака [16]. Однако мы можем привести пример довольно обширного комплекса, в котором звездообразование в основном завершилось в нескольких местах на периферии молекулярного облака, но продолжается в центральной области этого облака, т.е. здесь нет прохождения волны звездообразования вдоль облака, а этот процесс происходит в разных областях облака независимо от их места.

Рассмотрим обширный комплекс, состоящий из областей НП Sh 254 - Sh 258 на расстоянии 2.4-2.6 кпк [17] (см. рис.1,а и б). Область Sh 254 наиболее старая, уже успела довольно расшириться и ослабла. Области Sh 255 и Sh 257 - довольно яркие обычные области НП. Области Sh 258 и Sh 256 маленькие, еще не развитые. Между областями Sh 255 и Sh 257 расположена полоса из плотного молекулярного облака. В этом облаке расположены два компактных объекта MM1 и MM2, видимые в миллиметровом диапазоне, а также скопление инфракрасных звезд (рядом с MM2). Плотные молекулярные

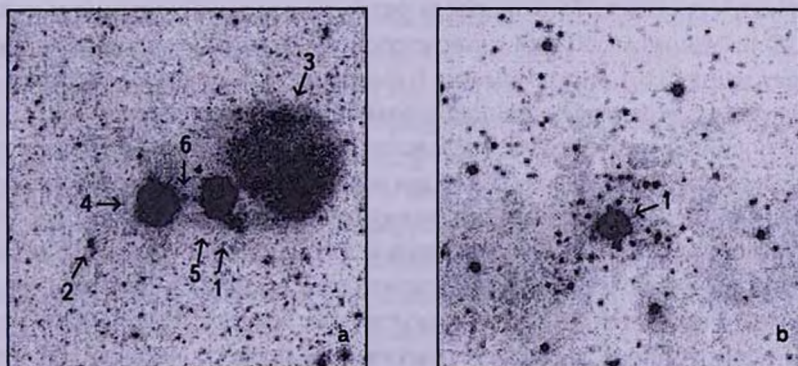


Рис.1а. DSS2 *R* изображение областей НП Sh 254 - Sh 258. Здесь 1 - Sh 256 и 2 - Sh 258 - компактные области НП, 3 - Sh 254, 4 - Sh 255 и 5 - Sh 257 - развитые области НП, 6 - вышедшие из молекулярного облака звезды из инфракрасного скопления (см. рис. 1б). Размеры изображения 30'x30', север - сверху, восток - слева. б. 2MASS *K* изображение области между Sh 255 и Sh 257. Здесь 1 - горячая область H_2 ; вокруг нее - ИК скопление звезд внутри молекулярного облака. Размеры изображения 6'x6', север - сверху, восток - слева.

конденсации MM1 и MM2, содержащие протозвезды, имеют сходные физические условия. Их масса $\sim 300 M_{\odot}$ и светимость $(5-10) \cdot 10^4 L_{\odot}$ в 0.3 пк [17]. Фактически в молекулярном облаке мы наблюдаем два этапа: ультракомпактные области НП, содержащие протозвезды, и следующую за ней стадию скопления звезд, видимых в ближнем ИК. В данном комплексе волна звездообразования не могла быть спусковым механизмом, так как звездообразование происходило в разных местах и в разное время независимо от их местоположения.

Чтобы избежать некоторых затруднений при построении теории звездообразования, была предложена иерархическая каскадная фрагментация. Согласно [5] иерархическая каскадная фрагментация, разработанная в [18,19], состоит в следующем. Вначале имеем массивное облако разреженного газа, коллапсирующего под действием собственной гравитации. Оптически прозрачный газ вначале эффективно охлаждается излучением, поэтому при сжатии температура газа остается неизменной, а выделяющаяся гравитационная энергия выводится излучением. Но при изотермическом росте плотности джинсовская масса M_J уменьшается (так как $M_J \sim (T^3/\rho)^{1/2}$), поэтому существующие в начальном облаке области повышенной плотности могут стать гравитационно неустойчивыми и начнут сжиматься уже под действием собственной гравитации. Так в облаке возникает система гравитационно-связанных облаков меньшего масштаба. Этот процесс идет, пока на каком-то этапе фрагменты оказываются оптически непрозрачными и, следовательно, не могут участвовать в дальнейшей фрагментации. Эти последние фрагменты и дадут начало протозвездам. Основными препятствиями фрагментации являются турбулентность и вращение.

Чтобы избежать противоречия в процессе звездообразования, которое заключается в том, что для аккреции и последующего коллапса необходимо иметь плотные тела глубоко внутри молекулярных облаков, были предложены различного вида спусковые механизмы образования новых звезд. Эти спусковые механизмы в основном приводят к уплотнению отдельных частей молекулярных облаков, после чего уже следуют аккреция и коллапс части молекулярного облака с последующим образованием новых звезд.

Блауу нашел [16], что во многих ближайших ассоциациях составляющие их звезды удается разделить на подгруппы, причем пространственное распределение подгрупп соответствует последовательности возрастов, начиная с очень старых звезд на одном краю ассоциации и кончая относительно молодыми на другом краю, причем подгруппы располагаются параллельно плоскости Галактики. Обычно наиболее старая подгруппа имеет наибольшие размеры в данной ассоциации, а наиболее молодая - наименьшие размеры и больше связана с межзвездным веществом, чем другие подгруппы. Предполагается, что образование ОВ-подгрупп представляет систематический процесс, который начинается на одном конце гигантского молекулярного облака и затем протекает вдоль всего облака в виде последовательной серии звездообразования. Блауу нашел, что типичная разница в возрасте двух соседних подгрупп примерно $(2-4) \cdot 10^5$ лет, такой же порядок имеет задержка между последовательными стадиями звездообразования. Согласно грубым оценкам, пространственное разделение

соседних подгрупп составляет 10–40 пк, что соответствует распространению процесса звездообразования ОВ-звезд вдоль облака со скоростью 5–10 км/с.

Было показано статистически, что светимости МЗО коррелируют с массой родительских молекулярных облаков, а самые яркие МЗО находятся в молекулярных облаках рядом с областями НП [20]. Этот результат еще раз подтверждает генетическую связь МЗО и молекулярных облаков.

Предполагается, что первичным спусковым механизмом звездообразования являются волны плотности. После образования первой подгруппы ОВ-звезд и ионизованной области НП вокруг этой подгруппы к процессу звездообразования подключаются другие спусковые механизмы: расширяющиеся области НП, звездные ветры, столкновения молекулярных облаков и т.д. Остановимся подробнее на этих механизмах.

3.1. Спусковые механизмы звездообразования. Волны плотности.

Регулярность галактических спиральных структур объяснить довольно трудно, поскольку галактическое дифференциальное вращение должно уничтожить за несколько периодов обращения любую характерную деталь спирального рукава. Линь и Шу разработали теорию [21], согласно которой спиральная волновая структура высокой плотности вращается вокруг центра Галактики подобно жесткому телу с определенной угловой скоростью. Фудзимото показал [22], что галактическая спиральная волна плотности будет образовывать крупномасштабную ударную волну в межзвездной среде. Волна плотности может служить начальным спусковым механизмом для образования последовательности подгрупп ОВ-ассоциации. Однако до сих пор не было сделано попыток провести вычисления результатов прохождения галактической ударной волны через массивное молекулярное облако.

3.2. Ионизация и ударные волны. Лада [23] и Элмегрин [24] предположили, что давление фронтов ионизации, вызванное ОВ-звездами, может привести к образованию новых подгрупп ОВ-звезд. Это происходит следующим образом. ОВ-звезды образуют вокруг себя зону НП, которая с одной стороны граничит с молекулярным облаком. От ионизационного фронта отделяется ударная волна, образуя слой, в который втекает вещество молекулярного облака. Область между фронтами излучает, создавая слой, вначале стабильный по отношению к возмущениям, пока вещество не будет достаточным для возникновения гравитационной неустойчивости. Нарастание этой неустойчивости приводит к образованию еще одной ОВ-подгруппы. Эта модель даст механизм, который обеспечивает диссипацию молекулярных облаков и последовательность образования подгрупп.

3.3. Сверхновые. Эпик предположил [25], что после взрыва сверхновой, оболочка образованная из материала, выметенного остатком сверхновой, может быть неустойчивой и способна дать рождение новой звезде. Сансизи [26] получил доказательства существования расширяющихся оболочек, состоящих из НП в направлении ассоциаций Peg OB2 и Sco OB2. Создается впечатление, что эти оболочки должны быть связаны с недавним образо-

ванием ОВ-звезд. Они могут быть вызваны взрывом сверхновой.

3.4. Спуск звездообразования молекулярными сверхоболочками. Этот механизм фактически является продолжением предыдущего. ОВ-звезды вызывают звездообразование, когда они молодые и близки к молекулярному газу в течение времени $1 \cdot 10^6$ лет. После этой фазы, массивные члены, чьи массы больше $8 M_{\odot}$, в ОВ-ассоциации развиваются в сверхновую, которая высвобождает энергию $\sim 10^{51}$ эрг при взрыве и может быть очень эффективной при ускорении межзвездной среды на 100-1000 пк. Аккумулированная масса, образованная множеством взрывных волн и градиентом давления горячего газа из сверхновой, образует примерно сферическую оболочку плотного межзвездного вещества, которое становится гравитационно неустойчивым для образования звезд в нем [27]. Типичное время жизни сверхоболочки $30 \cdot 10^6$ лет, намного дольше, чем вызванное НП, и после этого будет трудно обнаружить сферическую форму без дальнейшего поступления энергии. Сверхоболочка не является отдельной от вызванной НП спусковой фазой, но является продолжающимся процессом, следующим за ним. Оба процесса могут существовать вместе, как у ОВ-ассоциаций в Орионе. Однако нужно отметить, что роль этих сверхоболочек в спуске звездообразования не была ясна до недавнего времени, так как расширяющийся газ имеет низкую плотность, которая не способствует активному звездообразованию. Сверхоболочка Орион-Эридан также показывает мало признаков индуцированного звездообразования, кроме нескольких маленьких молекулярных сгущений [28], в резком контрасте с активным звездообразованием в самих молекулярных облаках в Орионе, где звездообразование главным образом вызвано областями НП.

Недавнее обнаружение сверхоболочки Carina Flare [29] является первым случаем образования массивных звезд в сверхоболочке. Спуск в Carina Flare ставит вопрос, как эффективность звездообразования сверхоболочек существенна вдоль Галактики. Многие сверхоболочки, кажется, не вызывают звездообразование. Мы должны наблюдать плотный молекулярный газ, который напрямую связан с происходящим звездообразованием вдоль большой высоты (z), чтобы лучше понять вклад сверхоболочек. Первая попытка обзора молекулярных сверхоболочек с высоким разрешением с радиотелескопом NANTEN (^{12}CO наблюдения, Лас Кампанас, Чили) выявила 9 оболочек, 7 из которых новые. Их радиусы 50-230 пк, возрасты $2 \cdot 10^6$ лет - $1 \cdot 10^7$ лет [29]. Исследуемая площадь соответствует 1/5 галактического диска до 4 кпк. 8 молекулярных сверхоболочек пространственно хорошо коррелируют с галактическими спиральными рукавами. Связь со спиральными рукавами можно было ожидать из связи с ОВ-ассоциациями, в то время как частота несколько меньше ожидаемого, означая, что только часть ОВ-ассоциаций, окруженных богатыми оболочками НП, может образовывать молекулярные сверхоболочки. Общая масса, включенная в эти молекулярные сверхоболочки на z выше 150 пк, $\sim 10^6 M_{\odot}$, очень мала, менее 1% (по сравнению с 15% молекулярной массы, заключенной в диске исследуемой области). Можно предположить, что только малая часть газа при больших z может быть признана за сверхоболочку,

возможно потому что форма в виде арки сверхоболочки теряется за $\sim 10^6$ лет из-за дифференциального вращения Галактики. Нужно также отметить, что обнаружение связанных звезд становится очень трудным на расстояниях более 2 кпк около плоскости Галактики, затрудняя исследование звезд второго поколения, образованных спуском [29].

Другой аспект - роль оболочек при образовании очень массивных звезд и/или богатых скоплений звезд, например скопления η Car, где необычно массивные звезды Галактики могли образоваться под действием сверхоболочки [30]. Скопление η Car находится на том же расстоянии, что и Carina Flare. Если скопление η Car имеет возраст $(3-5) \cdot 10^6$ лет, можно предположить, что спуск от оболочки может играть роль при образовании скопления путем эффективного собирания газа по большому объему в малый объем, что невозможно без действия сверхоболочки.

3.5. Столкновения облаков. Лорен предположил [31], что столкновения между двумя молекулярными облаками вызывают образование массивных звезд, имеющих отношение к NGC 1333. Блитц считает [32], что гигантские молекулярные комплексы состоят из меньших облаков, столкновения между которыми могут приводить к образованию звезд, поскольку обычно относительные движения этих облаков происходят со сверхзвуковыми скоростями.

3.6. Звездные ветры. Блитц высказал предположение [33], что звездные ветры от ОВ-звезд могут выметать наружу достаточно много вещества, которое может стать гравитационно неустойчивым. Поскольку воздействие сильных звездных ветров заключается в значительном увеличении радиуса области НП по сравнению со значением в отсутствие ветра [34], из этого следует, что ветры могут оказывать значительное давление на окружающую межзвездную среду, что в свою очередь влияет на образование новых звезд.

3.7. Взаимодействие галактики с галактикой. Этот вид взаимодействия (т.е. столкновение между галактиками), если действительно имеет место, может существенно увеличить степень звездообразования. Недавно были найдены молекулярные облака в наиболее близкой и яркой приливной структуре: Магеллановом Мосте [35]. Авторы [35] считают, что облака в Магеллановом Мосте скорее образованы приливным столкновением, чем выброшены из ММО. Это подтверждается малым типичным временем жизни облаков, наблюдаемых в СО ($\sim 10^7$ лет), что намного меньше $200 \cdot 10^6$ лет - возраста самого моста. Звездообразование распространено вдоль всего моста (~ 1 кпк).

Необходимо фокусироваться на границе между областями НП и молекулярными облаками, чтобы увидеть, как спусковой механизм функционирует под действием зон НП. Обзор плотного молекулярного газа, взаимодействующего с областями НП, был проведен в направлении 23 южных областей НП внутри 4 кпк, от $l=230^\circ$ до $l=20^\circ$, галактический центр включительно [36]. В результате этого исследования были обнаружены 57 молекулярных облаков

с плотностями около 10^3 см^{-3} , со средней массой $\sim 1000 M_{\odot}$. Они показывают широкую дисперсию скоростей (5-10) км/с, типичную для взаимодействующих облаков, а облака образуют звезды, что представлено более чем 120-ю связанными с ними протозвездными источниками в далеком ИК (источники FIR).

Эта выборка была использована для оценки, насколько звездообразование различно между молекулярным газом, взаимодействующим с областью НП, и остальным молекулярным газом. Эти области были получены, разделив молекулярное облако на две части: ближе к НП и остальная часть облака. Этот анализ для 57 облаков ведет к выводу, что количество протозвездных источников увеличивается в 2 раза во взаимодействующих областях, чем в остальных, а эти источники примерно в 10 раз более яркие, чем для остальных частей. Эти различия по-видимому вызваны эффектом НП областей и не могут быть вызваны молекулярными свойствами внутри облаков, так как молекулярная плотность и массы существенно не различаются между обоими областями. FIR светимость протозвезд равна $\sim 10^4 L_{\odot}$ и $\sim 10^3 L_{\odot}$, соответственно, во взаимодействующих и в остальных областях. Эффективность звездообразования, измеренная как отношение массы образованных звезд к суммарной массе облаков и звезд, оценивается в 3.5 раз больше во взаимодействующих областях, чем в остальных, если использовать типичное отношение масса/светимость для звезд. Общая степень образования звезд $4 M_{\odot}/\text{год}$ по всей Галактике, вызванная областями НП, может обеспечить 10-30% этого числа [36].

Примерно такие же гипотезы звездообразования были предложены и во время работ Амбарцумяна по звездным ассоциациям. Амбарцумян тогда отмечал [1]: *"Все эти гипотезы оказались несостоятельными. Дело в том, что космические явления, а тем более явления, сопровождающие возникновение и эволюцию звезд, качественно отличны от процессов, происходящих в значительно меньших масштабах. Само собой разумеется, что атомы и молекулы вещества, где бы они ни находились - в нашей Галактике, в туманности Андромеды или в физической лаборатории - обладают тождественными свойствами. Однако в космических условиях мы имеем дело со столь большими количествами вещества и со столь длительными сроками развития, что в ходе процессов выявляются и подчас приобретают важнейшее значение такие глубокие свойства вещества, которые в обычных условиях не играют никакой роли"*. Интересно, что примерно такого же мнения был Альвен в [37], где он отмечал, что законы электродинамики в космических масштабах могут отличаться от этих же законов в земных условиях (из-за больших размеров, малых плотностей, малых температур и т.д.).

4. Радиальные системы темных глобул. После образования вновь возникшие звезды вытесняют газ и пыль из своего непосредственного окружения. Образуется обширная область НП вокруг ранних звезд. Наблюдения показывают, что в молекулярных облаках есть области повышенной плотности размерами (0.1-0.3) пк, в которых сосредоточена основная масса облаков [38,39]. Когда ионизационный фронт доходит до этих областей, они испаряются, если находятся близко от ионизирующих звезд, и

испаряются частично, если располагаются дальше. При еще большем расстоянии они сохраняются и обтекаются ионизационным фронтом, а позади них образуются хвосты из ионизованного вещества молекулярного облака. Эти последние плотные области образуют глобулы радиальных систем. Темные глобулы расположены радиально относительно центральных ярких звезд - большие их оси как бы исходят из этих звезд. Некоторые из глобул имеют отростки, доходящие до расположенных дальше слоновых хоботов. Слоновые хоботы, которые имеют вид длинных отростков с округлыми или прямоугольными вершинами, имеющими резкие границы (вершины направлены в сторону центральных звезд), большими осями также направлены на центральные звезды. Многие слоновые хоботы соединяются, образуя широкие темные комплексы. Ионизованная область входит в эти комплексы в промежутках между слоновыми хоботами.

В литературе рассматривается несколько радиальных систем: в туманности Гама, вокруг звезды λ Ориона, в туманности "Розетка" [40-42,14]. Мы просмотрели карты Паломарского атласа с целью поиска новых радиальных систем темных глобул. В результате этого поиска найдено около 20 радиальных систем, в центре которых расположены в основном звезды класса O, окруженные областями НП [43-45]. В центре трех из этих систем, содержащих области НП, ярких звезд не обнаружено. Предполагается, что между этими звездами и нами имеются темные туманности, которые скрывают эти звезды. Их можно обнаружить в ИК цвете. Нами сделана попытка обнаружения этих звезд с помощью каталога IRAS [44]. Чтобы определить, какие ИК цвета будут у этих звезд, мы отождествили 40 звезд типов O-B1 нашей Галактики с объектами из каталога точечных источников IRAS [46]. Из этих 40 звезд почти у всех отсутствуют потоки на 60 и 100 мкм, у 7 звезд поток на 25 мкм $F_{25} > F_{12}$, для остальных $F_{12}/F_{25} = (2-4)$. В результате найдены источники IRAS, удовлетворяющие одному из этих полученных критериев и расположенные в центральных областях вышеуказанных радиальных систем. Эти источники могут быть теми яркими звездами, которые образовали области НП и радиальные системы темных глобул.

Найдены также радиальные системы, не связанные с областями НП. Таких систем 6. Системы без областей НП представляют особый интерес, так как они фактически являются следующей за областью НП стадией: центральные звезды слабеют, область НП превращается со временем в область НП (или же вымывается, если центральные звезды имеют мощную радиацию и звездный ветер или же произошел взрыв сверхновой в этой области). Подобные радиальные системы интересны и с точки зрения звездной эволюции, так как они дают нам возможность узнать об эволюции звезд ранних классов (центральных звезд радиальных систем). Время жизни подобных радиальных систем по-видимому меньше времени жизни обычных систем (с областями НП), так как их в несколько раз меньше, чем обычных систем. Можно предположить, что подобные системы при дальнейшей эволюции распадаются на отдельные независимые глобулы под действием дифференциального

вращения Галактики [44].

В ассоциации Сер OB 2 нами выявлены несколько радиальных систем темных глобул. Многие глобулы связаны с нестационарными объектами - звездами типа Т Тельца, объектами Хербига-Аро. В [47] мы задались целью найти точечные источники IRAS, погруженные в эти глобулы. Эти источники могут быть звездами малых или промежуточных масс на ранней стадии эволюции. Были применены несколько критериев для достоверности принадлежности ИК-излучения этим точечным источникам, в том числе критерий $L(\text{bol}) \gg L(\text{ext.htg.})$. Здесь $L(\text{bol})$ - болометрическое излучение источника, $L(\text{ext.htg.})$ - полученный вклад от внешнего нагрева (от O-B3 звезд). Источники IRAS, которые имеют $L(\text{bol}) \gg L(\text{ext.htg.})$, почти определенно имеют преобладание излучения внутреннего источника. В результате этой работы выявлены 15 точечных источников IRAS, погруженных в темные

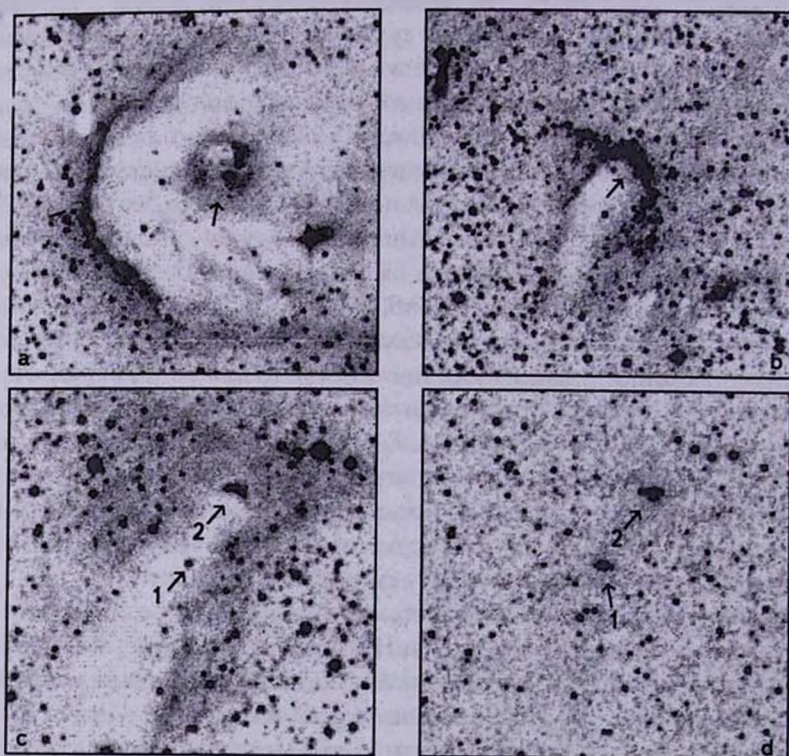


Рис.2. Изображения глобул, входящих в OB-ассоциацию Сер OB 2: а. DSS2 R изображение глобулы, связанной с точечным источником IRAS 21353+5717 (стрелкой показано место точечного источника, в центре глобулы), б. DSS2 R изображение глобулы, связанной с точечным источником IRAS 21388+5622 (стрелкой показано место точечного источника, близ границы глобулы), в. DSS2 R изображение глобулы, связанной с точечным источником IRAS 21445+5712, 1 - точечный источник IRAS (в центре глобулы), 2 - группа M30 (тесная система типа трапеции) близ границы глобулы, д. 2MASS K изображение глобулы, связанной с точечным источником IRAS 21445+5712, 1 - точечный источник IRAS (в центре глобулы), 2 - группа M30 близ границы глобулы. Размеры изображений 6'x6', север - сверху, восток - слева.

глобулы из ассоциации Сер ОВ 2. Это так называемые молодые звездные объекты, которые образуются из протозвезд и после определенного развития превращаются в звезды, в данном случае в основном в звезды типа Т Тельца или Ae/Be Херbiga. В литературе преобладает мнение, что звезды малых и промежуточных масс образуются при прохождении волн плотности через молекулярное облако. Предполагается, что при этом звезды возникают на границе темных глобул, где происходит столкновение с ударной волной (близ яркого ободка, см., напр., [48]).

На примере вышеприведенных 15-ти точечных источников IRAS, погруженных в темные глобулы ассоциации Сер ОВ 2, попытаемся выяснить, насколько верно это утверждение. Просмотрев все эти 15 глобул и связанные с ними точечные объекты IRAS, можно утверждать, что 9 источников находятся в центральных областях глобул, а 6 источников - на периферии, т.е. большинство источников расположены далеко от границ глобул. Если предположить, что распределение источников по поверхности глобул равновероятно и что глобула представляет сферу с радиусом R , то мы будем иметь, что периферические 6 источников расположены в области $r = (0.77 - 1.0)R$, а центральные 9 источников - в области $r = (0 - 0.77)R$. Здесь r - расстояние МЗО от центра глобулы, R - радиус глобулы. Этот результат дает нам право утверждать, что механизм образования новых звезд путем воздействия ударных волн на темные глобулы, если и существует в действительности, то он далеко не основной. На рис.2 приведены некоторые из этих глобул, среди которых есть МЗО, находящиеся в центре глобулы, и МЗО близ границы глобулы, а у глобулы, связанной с IRAS 21445+5712, точечный источник расположен в центре глобулы, а близ границы глобулы расположена группа МЗО (рис.3с

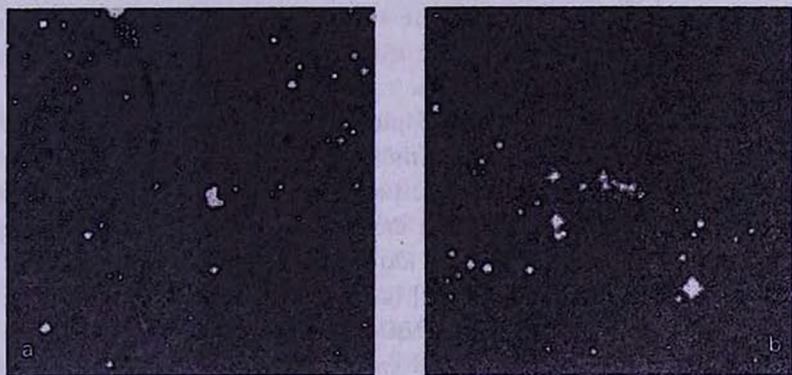


Рис.3. DSS2 R изображения тесных систем типа трапеции: а. Тгар 8 из 4-х звезд (в центре изображения), б. Тгар 10 из 9 звезд (цепочка в центре изображения). Размеры изображений 6'х6', север - сверху, восток - слева.

и d), так что в одной и той же глобуле МЗО расположены как в центре, так и близ границы.

Во многих областях звездообразования имеются тесные системы типа трапеции, содержащие звезды типа Т Тельца и/или МЗО. В [44] приведен

список подобных систем, состоящих в основном из звезд типа Т Тельца. На рис.3 представлены две подобные системы. Имеются системы типа трапеции из МЗО, невидимые в оптике, но видимые в радио и ИК, так как они погружены в молекулярные облака. Примеры подобных систем приведены в [49]. Недавно обнаружена подобная система [50], состоящая из протозвезд, где расстояния между компонентами ~ 80 а.е. Это объект НМС 29.96, в котором данные субмм наблюдений континуума разрешили ранее найденное горячее молекулярное ядро на 4 источника, которые составляют систему типа трапеции.

Как отмечено в [6], в больших комплексах молекулярных облаков, связанных с Орионом и W4 (IC 1805), нет данных о том, что образование О-звезд происходит вдоль всего комплекса, наоборот, за последние 10^7 лет образование О-звезд происходило только на одном конце комплекса. В оставшейся части комплекса, размерами ~ 90 пк и примыкающей к Opi A и Opi B , заполненной облаками с массой $10^5 M_{\odot}$, звезды класса О не возникали. Однако повсеместно вдоль всего комплекса наблюдаются многочисленные звезды типа Т Тельца и объекты Хербига-Аро (первые объекты Хербига-Аро как раз были обнаружены в этой области), т.е. звездообразование идет вдоль всего комплекса. Это означает, что для образования звезд малых масс не обязательно присутствие вблизи ярких звезд с большими массами. Это также означает, что механизм воздействия звездного ветра и/или ударной волны на темные глобулы с последующим образованием звезд малых масс, если и имеет место в действительности, то не является единственным, так как в данной области не только нет ярких звезд, из которых должен был поступать звездный ветер, но и почти нет звезд малых масс, связанных с темными глобулами.

5. Некоторые типы объектов, связанных с областями звездообразования. Амбарцумян обратил внимание на объекты, встречающиеся с нестационарными молодыми звездами, на кометарные туманности и объекты Хербига-Аро.

Кометарные туманности (у Амбарцумяна кометообразные) являются маленькими туманностями определенной формы, физически связанными в основном с нестационарными звездами - типа Т Тельца, Ae/Be Хербига и др. Многие кометарные туманности связаны с объектами Хербига-Аро и яркими струями (джетами). Первый каталог кометарных туманностей был составлен Парсамян и Петросян [51] (см. также статьи Парсамян [52,53]).

В [54] Амбарцумян отмечал: *"Не вызывает никаких сомнений, что кометообразные туманности не могут быть статическими образованиями. Трудно представить, чтобы силы, действующие в окрестности звезды, приводили к длительному сохранению наблюдаемой формы. Поэтому или нужно считать, что такая туманность существует весьма короткое время, или допустить возможность сравнительно длительного стационарного течения вещества."*

Таким образом, переменные звезды, связанные с кометообразными туманностями, охватывают всю Главную последовательность, область горячих звезд и, по-видимому, область сверхгигантов. Это означает, что явление кометообразных туманностей играет более важную роль в эволюции

звезд, чем кажется с первого взгляда.

Все сказанное заставляет считать, что кометообразные туманности играют очень большую роль в процессе развития звезд и на изучение этих туманностей следует обратить особое внимание".

Значение объектов Хербига-Аро в процессе звездообразования впервые было подчеркнуто Амбарцумяном [55].

Объекты Хербига-Аро были открыты независимо друг от друга Хербигом [56] и Аро [57]. Это звездообразные сгущения, спектр которых состоит из сильных линий излучения и слабого, почти незаметного непрерывного спектра. Хербиг в [58] приводит следующее определение: "Объекты Хербига-Аро имеют характерный эмиссионный спектр: эмиссионные линии водорода сильные, [OI] и [SII] необычно интенсивные. Линии [NII] также сильные, а у объектов, покраснение которых (из-за поглощения) незначительно, присутствует также дублет [OII] 3726-3729".

Первые объекты Хербига-Аро были найдены южнее туманности Ориона, но в последующем новые объекты были обнаружены в Орионе, Тельце, Персее и т.д. Все известные объекты Хербига-Аро встречаются в областях с большим поглощением, которые, как правило, богаты звездами типа Т Тельца. Было установлено, что спектры объектов Хербига-Аро похожи на спектры остатков сверхновых [59]. В связи с этим, по аналогии с остатками сверхновых считается, что спектры объектов Хербига-Аро образуются в охлажденных областях ударных волн. Предполагается, что эти волны возникают при прохождении вещества, выброшенного из соседних нестационарных звезд.

Роль мазеров в процессах звездообразования, их тенденция встречаться гнездами в несколько десятков объектов, которые разлетаются со скоростями в несколько десятков км/с, их связь с компактными областями НII была отмечена Амбарцумяном в 1981г. на докладе, посвященном 100 летию кафедры астрофизики ЛГУ.

Мазеры, обнаруживаемые в нашей Галактике и в других галактиках, являются источниками радиоизлучения, в которых происходит усиление тепловой эмиссии газа в спектральных линиях молекул за счет преобладания процессов индуцированного излучения над поглощением. Это означает, что в космических мазерах происходят те же физические процессы индуцированного усиления, что и в лабораторных мазерах. От обычных тепловых источников радиоизлучения их отличают отношения интенсивностей различных линий, нехарактерные для тепловой эмиссии, а также часто очень высокая интенсивность и степень поляризации излучения в линиях. Излучение космических мазеров характеризуется сильной переменностью. Самыми сильными космическими мазерами являются мазеры H_2O , OH и SiO [60].

Многие мазеры воды, реже гидроксила, связаны с областями звездообразования. Эти мазеры обычно представляют собой скопление маленьких (10^{10} - 10^{14}) см деталей, расположенных в гнездах размерами (10^{16} - 10^{17}) см. В гнезде может быть несколько десятков таких образований, движущихся относительно друг друга со скоростями в десятки и сотни км/с. Конденсации

являются плотными сгустками с плотностями газа (10^7 - 10^{11}) см⁻³ и массами (10^{24} - 10^{28}) г. Совокупность эмпирических данных о мазерах воды укладывается в модель, предложенную Шкловским и развитую Стрельнишким и Сюняевым [61]. Согласно этой модели, каждое мазерное гнездо образовано недавно родившейся протозвездой. Она должна обладать очень мощным звездным ветром - до $10^{-3} M_{\odot}$ /год. Оттекающее вещество поглощает и переизлучает основную часть излучения звезды в ИК диапазоне. Согласно этой модели, разлетающийся от очень молодой звезды поток газа сжимает имеющиеся в околосредной среде сгустки и газодинамическим напором ускоряет их в противоположном от звезды направлении. В энергию мазерного излучения перерабатывается ИК-излучение протозвезды как непосредственно, так и через ударные волны, порожденные давлением излучения.

Как известно, мазеры воды были найдены на 22.2 ГГц (переход $6_{16}-5_{23}$ паров воды). Мазеры воды в основном связаны с областями звездообразования. Имея в виду это обстоятельство, мы предприняли с радиоастрономами Смитсоновского центра Гарвардского университета поиск новых мазеров воды около объектов GGD (это объекты, внешне похожие на Хербига-Аро) [62]. Этот поиск был проведен в несколько этапов. В результате было обнаружено 11 новых мазеров воды, из которых GGD37 = Сер А оказался одним из самых ярких из известных мазеров H_2O [63]. Многие мазеры показали сильную переменность, что свидетельствует о целесообразности продолжения этих поисков и в дальнейшем. Переменностью водяных мазеров долго и плодотворно занимался Мартиросян с сотрудниками [64].

Из многих протозвезд наблюдается истечение. Протозвездные истечения обнаруживаются радиативным охлаждением ударной волны ионизованного газа, порожденной ими. Со времен их обнаружения 30 лет назад [65] биполярные истечения, образованные рождающимися звездами, были наблюдаемы на эмиссии в мм диапазоне (молекулы CO, CS, SiO [66,67] и ионов, например HCO^+ [68]). В оптических длинах волн, наиболее принятыми являются эмиссионный дублет [SII], дублет на 6717 Å и 6731 Å и Hα [69,70]. Недавним прибавлением к арсеналу техники изображений истечений является IRAC на борту Spitzer Space Telescope, содержащий полосы пропускания, прозрачные для линий H_2 [71]. Еще в 1937г. Амбарцумян [72] как будто предвидел роль истечения в звездной эволюции: *"Изучение упомянутых четырех видов объектов (новые, сверхновые, ядра планетарных туманностей, звезды типа WR) указывает на тот путь, по которому проходит развитие многих звезд. Это - взрывы, сопровождающиеся выбрасыванием больших масс материи, и непрерывное истечение материи. Следуют ли все звезды этому пути, и если нет, то каков другой возможный путь развития? Мы имеем пока слишком мало данных для ответа на эти вопросы".*

6. Звездообразование близ ядра нашей Галактики. В центре нашей Галактики находится массивный объект Sgr A*. На 3 мм размеры этого тела оцениваются как $1.4 \cdot 10^{12}$ см, масса оценивается как $2 \cdot 10^6 M_{\odot}$ [73]. В окрестности этого объекта расположены молодые голубые очень яркие звезды,

сверхгиганты класса В. Некоторые из этих звезд очень богаты гелием и от них дует звездный ветер, скорость которого достигает ~ 1000 км/с [74]. Подобные звезды очень редки вне центра нашей Галактики. Эти звезды образуют цепочки, одна - из шести, вторая - из четырех звезд. Среднее расстояние между соседними звездами в этих цепочках ~ 0.03 пк, т.е. эти цепочки являются тесными системами типа трапеции. Эти звезды вместе с Sgr A* расположены в полости (~ 2.7 пк, предполагается, что эта полость была выдута вышеупомянутыми голубыми звездами) внутри молекулярного облака. Размеры этого облака ~ 7.5 пк. В [73] отмечается, что Sgr A* излучает на 4-6 порядков меньше энергии, чем мы могли ожидать при аккреции на черную дыру. Если мы примем точку зрения Амбарцумяна, то Sgr A* должен быть одним из сверхплотных тел, распад которых приводит к образованию новых ОБ-ассоциаций и облаков [1]: "... ядра гигантских галактик могут содержать в себе объекты очень большой массы и малой светимости. Такими свойствами должны обладать протозвезды, состоящие из дозвездного вещества". Возможно, что одно из таких тел около Sgr A* (или часть самого Sgr A*) распалось в прошлом, образовав молекулярные облака, цепочки голубых звезд, а также поздние сверхгиганты (которые, согласно Амбарцумяну, присутствуют в ОБ-ассоциациях).

В близкой окрестности Sgr A* - в области радиусом 0.1 пк, расположена группа из 20-ти звезд, среди них есть звезды, образующие системы типа трапеции. Это звезды, включенные в три системы: 1 - звезды S9, S10, S11; 2 - звезды S1, S2, S3 и 3 - звезды S4, S5, S6. В этих системах среднее расстояние между звездами ~ 0.004 пк. Спектры большинства этих звезд соответствуют типам O9-B0.5 Главной последовательности, с массами $15 - 20 M_{\odot}$ [75]. Исследование некоторых из этих звезд приводит к выводу о кеплеровском вращении вокруг Sgr A* со скоростями ~ 1000 км/с [75]. Эти системы являются наиболее тесными из известных систем, состоящих из ранних звезд.

Мы можем предположить, что Sgr A* является гипотетическим сверхплотным телом, которое наблюдается в радио- и ИК-областях. Скорость Sgr A* не больше 15 км/с, болометрическая светимость $\sim 10^{38}$ эрг/с [73]. Амбарцумян предсказывал [1]: "... ядра гигантских галактик могут содержать в себе объекты очень большой массы и малой светимости. Такими свойствами должны обладать протозвезды, состоящие из дозвездного вещества" и в [55]: "... в природе могут происходить процессы выбросов из ядер галактик относительно небольших масс. Эти выброшенные массы могут в короткие сроки превращаться в конгломераты, состоящие из молодых нестационарных звезд, межзвездного газа и облаков частиц высокой энергии". Это предсказывание довольно хорошо согласуется с конгломератом вокруг Sgr A*. Здесь можно привести еще один пример выброса из ядра галактики сверхплотного тела с последующим образованием конгломерата из ярких звезд раннего типа, молекулярных облаков и частиц высокой энергии. Это выброс из ядра галактики NGC 5128 (Cen A) [76-78]. Сравнительная близость галактики (~ 5 Мпк) позволяет наблюдать в оптике конденсации, находящиеся в струе, выброшенной из ядра. Выброс состоит из диффузного вещества, компактных эмиссионных объектов (компактных областей) и цепочек

голубых звезд. Эти звезды образуют цепочки, в которых имеются системы типа трапеции по три, четыре в каждой системе. Среднее расстояние между объектами в системах ~70 пк. Из-за больших размеров эти системы похожи скорее на ядра сверхассоциаций (сами сверхассоциации достигают размеров ~1 кпк).

7. Заключение. Идеи В.А.Амбарцумяна об образовании новых звезд актуальны и сегодня. Плодотворной оказалась концепция Амбарцумяна по анализу имеющихся наблюдательных фактов, в отличие от принятого среди астрономов направления, где в основу исследования ставилось умозрение, и только окончательные выводы подлежали сравнению с наблюдениями.

В статье приводится несколько современных гипотез звездообразования, даются также некоторые гипотетические спусковые механизмы, приводящие к звездообразованию. Подчеркнута роль молекулярных облаков в процессе образования новых звезд. Рассмотрены также некоторые крайне молодые объекты, связанные с областями звездообразования - мазеры воды, кометарные туманности, объекты Хербига-Аро, тесные системы типа трапеции (состоящие из 3-4 объектов). На актуальность изучения этих объектов в свое время обратил внимание Амбарцумян. В статье приведены примеры современных исследований некоторых молекулярных облаков, радиальных систем темных глобул и областей звездообразования.

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

STAR FORMATION AND MOLECULAR CLOUDS

A.L.GYULBUDAGHIAN

The hypothesis suggested by V.A.Ambartsumian of formation of stars out of protostellar superdense bodies - protostars was an alternative for the existing in 50-es of last century (and not changed a lot nowadays) hypotheses of star formation by accretion and collapse (in different modifications). The main conclusions of Ambartsumian were made on the basis of analysis of observational data existing in that time. In this paper the main ideas of Ambartsumian as well as several modern hypotheses of star formation are given. Several results of investigations of molecular clouds and star-forming regions are also given. One of the distinctive peculiarities of young stellar objects (YSO) is the outflow from such objects (molecular outflows, jet-like outflows et cet.), phenomena, the importance of which for evolution of stars Ambartsumian mentioned still in 1937. Radial systems of dark globules, and also connected with star-forming regions HH objects, cometary nebulae, trapezium-like tight systems (containing YSOs) are also discussed.

Key words: *stars:formation:molecular clouds:protostars*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Вестник АН СССР, 11, 45, 1957.
2. В.А.Амбарцумян, Доклад на VIII съезде МАС, Рим, Изд. АН СССР, М. 1952.
3. V.A.Ambartsumian, Observatory, 75, 72, 1955.
4. D.D.Clayton, in "Protostars and Planets", ed. T.Gehrels, Tuscon, Univ. Arizona Press, 1978, p.1.
5. П.С.Марочник, А.А.Сучков, "Галактика", М. Наука. 1984.
6. C.J.Lada, L.Blitz, B.G.Elmegreen, in "Protostars and Planets", ed. T.Gehrels, Univ. Arizona Press, 1978, p.341.
7. A.Kawamura, T.Minamidani, Y.Mizuno et al., in "Triggered Star Formation in a turbulent Interstellar Medium", eds. B.G.Elmegreen, J.Palous, Cambridge Univ. Press, 2006, p.101.
8. H.Beuther, E.B.Churchwell, C.F.McKee, J.C.Tan, in "Protostars and Planets", V, 2007, p.165.
9. C.Lada, in "Star-Forming Regions", eds. M.Peimbert, J.Jugaku, Dordrecht, Kluwer, p.1.
10. P.Andre, D.Ward-Thompson, M.Barsony, Astrophys. J., 406, 124, 1993.
11. R.Henriksen, P.Andre, S.Bontempi, Astron. Astrophys., 323, 549, 1997.
12. B.Bok, The Milky Way, Harvard University Press, 1981.
13. B.Bok, Proc. Astron. Soc. Pacif., 90, 489, 1978.
14. B.Reipurth, Astron. Astrophys., 117, 183, 1983.
15. W.W.Morgan, S.Sharpless, D.E.Osterbrock, Astron. J., 57, 3, 1952.
16. A.Blaauw, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2, 213, 1964.
17. V.Minier, M.G.Burton, T.Hill, Astron. Astrophys., 429, 345, 2005.
18. F.Hoyle, Astrophys. J., 118, 513, 1953.
19. J.Silk, Astrophys. J., 256, 514, 1982.
20. K.Dobashi, Y.Yonekura, T.Matsumoto, Publ. Astron. Soc. Japan, 53, 85, 2001.
21. C.C.Lin, F.H.Shu, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 55, 229, 1966.
22. M.Fujimoto, Non-Stable Phenomena in Galaxies, IAU Symp. N29, 1966, p.453.
23. C.Lada, Astrophys. J. Suppl. Ser., 32, 603, 1976.
24. B.G.Elmegreen, Astrophys. J., 214, 725, 1972.
25. E.Opik, Irish. Astron. J., 2, 219, 1953.
26. R.Sancizj, Astron. Astrophys., 53, 159, 1976.
27. J.Palous, S.Ehlerova, New Astron. Review, 44, 363, 2000.
28. M.Kun, Proc.Astron. Soc. Japan, 53, 1063, 2001.
29. K.Matsunaga, Proc. Astron. Soc. Japan, 53, 1003, 2001.
30. N.Mizuno, A.Kawamura, T.Onishi, in "Triggered Star Formation in a Turbulent Interstellar Medium", eds. B.G.Elmegreen, J.Palous, Cambridge Univ. Press, 2006, p.128.
31. R.B.Loren, Astrophys. J., 209, 456, 1976.
32. L.Blitz, in Proceedings of the Gregyrog workshop on Giant Molecular Clouds, 1978.
33. L.Blitz, PhD Thesis, Univ. of Columbia, New York, NY, 1979.
34. J.Castor, R.McCray, R.Weaver, Astrophys. J., 200, L107, 1975.
35. N.Mizuno, E.Muller, H.Maella et al., Astrophys. Lett., 643, 107, 2006.
36. R.Yamaguchi, Proc. Astron. Soc. Japan, 51, 791, 1999.
37. Х.Альвен, Космическая плазма, М. Мир, 1983.

38. *R.L.Snell*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **45**, 121, 1981.
39. *H.Underrechts, C.M.Walmsley, G.Winnewisser*, *Astron. Astrophys.*, **111**, 339, 1982.
40. *G.H.Herbig*, *Proc. Astron. Soc. Pacif.*, **86**, 604, 1974.
41. *T.G.Hawarden, P.W.Brand*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **175**, 1913, 1976.
42. *A.Sandqvist*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **177**, 69P, 1976.
43. *C.Carrasco-Gonzalez, R.Lopez, A.L.Gyulbudaghian, G.Anglada, C.W.Lee*, *Astron. Astrophys.*, **445**, L43, 2006.
44. *А.Л.Гюльбудагян*, Докторская диссертация, Ереван, 2001.
45. *А.Л.Гюльбудагян*, *Астрофизика*, **23**, 295, 1985.
46. *IRAS Point Source Catalog*, Version 2, 1988, Washington, D.C.
47. *R.D.Schwartz, A.L.Gyulbudaghian, B.Wilking*, *Astrophys. J.*, **370**, 263, 1991.
48. *B.Lefloch, B.Lazareff*, *Astron. Astrophys.*, **289**, 559, 1994.
49. *А.Л.Гюльбудагян*, *Астрофизика*, **19**, 747, 1983.
50. *H.Beuther*, in "Triggered Star Formation in a Turbulent Interstellar Medium", eds. *B.G.Elmegreen, J.Palous*, Cambridge Univ. Press, 2006, p.148.
51. *Э.С.Парсаян, В.М.Петросян*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, **61**, 104, 1989.
52. *Э.С.Парсаян, М.Мендес*, *Астрофизика*, **10**, 65, 1974.
53. *P.Peimbert, E.S.Parsamian, K.G.Gasparian, A.S.Melkonian, G.B.Ohanian*, *Astrofizika*, **35**, 352, 1991.
54. *В.А.Амбарцумян*, *Вопросы космогонии*, **4**, 76, 1955.
55. *В.А.Амбарцумян*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, **13**, 3, 1954.
56. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, **113**, 697, 1951.
57. *G.Haro*, *Astrophys. J.*, **115**, 572, 1952.
58. *G.H.Herbig*, in *Non-Periodic Phenomena in Variable Stars*, IAU Colloquim, Budapest, 1968, p.75.
59. *R.D.Schwartz*, *Astrophys. J.*, **243**, 197, 1981.
60. *Н.Бочкарев*, *Основы физики межзвездной среды*, М., изд-во МГУ, 1992.
61. *В.С.Стрельницкий, З.А.Сюняев*, *Астрон. ж.*, **49**, 704, 1972.
62. *A.L.Gyulbudaghian, Yu.I.Glushkov, E.K.Denisyuk*, *Astrophys. J.*, **224**, L137, 1978.
63. *L.F.Rodriguez, J.M.Moran, D.F.Dickinson, A.L.Gyulbudaghian*, *Astrophys. J.*, **226**, 115, 1978.
64. *R.M.Martirosian*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, **24**, 83, 1990.
65. *B.Zuckerman, T.Kuiper, O.Rodriguez-Kuiper*, *Astrophys. J.*, **209**, L137, 1976.
66. *J.Bally, C.Lada*, *Astrophys. J.*, **265**, 824, 1983.
67. *C.J.Chandler, J.S.Richer*, *Astrophys. J.*, **555**, 139, 2001.
68. *J.Rawlings, M.P.Redman, E.Keto, D.A.Williams*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **351**, 1054, 2004.
69. *R.Mundt, J.W.Fried*, *Astrophys. J.*, **274**, L83, 1983.
70. *B.Reipurth, J.Bally*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **39**, 403, 2001.
71. *M.D.Smith, A.Rosen*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **357**, 1370, 2005.
72. *В.А.Амбарцумян*, *Уч. Зап. ЛГУ*, **N17**, 96, 1937.
73. *C.H.Townes*, in "Unresolved problems of the Milky Way", ed. *L.Blitz*, P.Teuben, Kluwer Acad. Publ., 1996, p.149.
74. *T.J.Davidge*, *Astron. J.*, **114**, 2586, 1997.
75. *R.Genzel, A.Eckart, T.Ott, F.Eisenhauer*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **291**, 219, 1997.
76. *P.Osmer*, *Astrophys. J.*, **226**, L79, 1978.
77. *M.Blanco, J.Graham, B.Lasker, P.Osmer*, *Astrophys. J.*, **198**, L63, 1975.
78. *А.Л.Гюльбудагян*, *Астрофизика*, **33**, 395, 1990.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА СПУТНИКОВ БЛИЗКИХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК

О.В.МЕЛЬНИК¹, В.Е.КАРАЧЕНЦЕВА¹, И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ²,
Д.И.МАКАРОВ², И.В.ЧИЛИНГАРЯН^{3,4}

Поступила 26 декабря 2008

Измерены лучевые скорости у 45 галактик, расположенных по соседству с 29-ю предполагаемыми изолированными галактиками нового каталога. Мы получили, что около 85% рассматриваемых галактик действительно являются хорошо изолированными объектами. Этот вид космических "сирот" составляет 4% среди близких галактик с $V_{LG} < 3500$ км/с.

Ключевые слова: *галактики:изолированные:лучевые скорости*

1. Введение. Под изолированными галактиками (ИГ) понимают объекты, которые не подвергались значительному воздействию со стороны ближайшего окружения (другой галактики либо группы галактик) за время своего существования. Поэтому их наблюдаемые физические характеристики в основном определяются начальными условиями образования и внутренними эволюционными процессами. Репрезентативная выборка изолированных галактик необходима для проверки теорий происхождения и эволюции галактик, а также в качестве опорной при изучении свойств галактик в парах, группах, скоплениях - чтобы понять влияние окружения на такие свойства галактик как морфология, химсостав, темп звездообразования.

1.1. Изолированные галактики ярче 15^m . 7. Успешной попыткой создания такой выборки является Каталог изолированных галактик Караченцевой [1] (КИГ). При его составлении в качестве критерия изолированности были приняты эмпирически подобранные соотношения:

$$r_{1i} > 20 a_i, \quad (1)$$

$$4 a_1 > a_i > a_1/4, \quad (2)$$

где индексы 1 и i относятся соответственно к фиксированной галактике и ее соседям. Иными словами, галактика с угловым диаметром a_1 считается изолированной, если все "значимые" соседи с угловыми диаметрами a_i в диапазоне (2) находятся на расстоянии r_{1i} от нее не ближе, чем $20a_1$.

После визуального просмотра на О и Е картах обзора неба POSS-I окрестностей всех галактик из каталога Цвикки CGCG [2] критерию изолированности удовлетворила 1051 галактика ($m < 15^m.7$, $\delta > -3^\circ$, $|b| > 20^\circ$),

что составило около 4% полного числа галактик CGCG.

Принципиальным отличием КИГ от других списков "одиночных" галактик является учет соседних галактик в значительном интервале угловых диаметров (или звездных величин). В этом его существенное преимущество, поскольку игнорирование чуть более слабых соседних галактик и фиксированное, не зависящее от видимой величины, ограничение углового расстояния соседних галактик, приводит к сильному загрязнению выборок так называемых "галактик поля" членами групп, (см., например, работы Стоке [3] и Хухры и Туана [4], в которых рассматривались галактики "поля" из списка Тернера и Готта [5]).

Как показал анализ критерия изолированности (Караченцева [6], Адамс и др. [7]), условия (1), (2) оказываются достаточно жесткими. Для галактик типичных размеров порядка 20 кпк, при пекулярной скорости галактик поля порядка 100 км/с, время пересечения расстояния, равного 20 ее диаметрам, составляет примерно 4 млрд лет. Это означает, что галактики КИГ были обособлены значительную часть своего времени жизни и в ходе эволюции не подвергались влиянию окружения. Следует оговориться, что некоторые изолированные галактики могли испытать в прошлом динамическое слияние с соседями. Иногда такие случаи можно распознать по пекулярному виду галактики или избытку инфракрасного излучения.

За 35 лет, прошедших со времени публикации КИГ, наблюдательная база спектральных и фотометрических данных для ИГ увеличилась фундаментально. Достаточно сказать, что доля галактик в КИГ с измеренными лучевыми скоростями выросла с 5% до примерно 95%.

С начала 2000-х группа астрономов Испании, США, Франции, Италии осуществляет обширный проект AMIGA [8]. Целью проекта является изучение физических свойств опорной выборки наиболее изолированных галактик, выделенных из КИГ после уточнения и дополнения исходных характеристик на основе современных наблюдательных данных. Для рассматриваемой задачи особенно интересны результаты, представленные в статьях Верли и др. [9] и Верли и др. [10].

В работе Верли и др. [9] проведен автоматический поиск на цифровом обзоре неба DSS соседей со звездной величиной $B < 17^m.5$, в круге радиусом 0.5 Мпк относительно каждой из 950 галактик КИГ. После дополнительных проверок был составлен каталог примерно 54000 соседей, для 30% из них в базах данных имеются лучевые скорости. Не останавливаясь на деталях, приведем общий статистический результат: найденные соседи представляют собой популяцию, где преобладают объекты далекого фона. Верли и др. [9] и Верли и др. [10] нашли, что условия (1), (2) в КИГ, исключают "значимых" соседей, соответствуют средней разности лучевых скоростей ИГ и остальных соседей ~ 18000 км/с. Изолированность КИГ-объектов подтвер-

дидась для более 80% проверенных галактик.

Заметим, что при составлении опорной выборки изолированных галактик авторы проекта AMIGA исключили 100 близких галактик КИГ с $V < 1500$ км/с, поскольку поиск значимых соседей у них требует просмотра больших участков неба.

1.2. Изолированные галактики в Местном сверхскоплении. Выборка КИГ, ограниченная не расстоянием, а видимой величиной галактик, содержит преимущественно объекты высокой светимости из далеких объемов. Наряду с ней, важно иметь выборку изолированных галактик в пределах некоторого фиксированного объема, где более полно представлены карликовые системы. Такая выборка была составлена Макаровым и др. [11] в пределах Местного сверхскопления и его ближайших окрестностей. В настоящее время известны 10403 галактики с лучевыми скоростями относительно центроида Местной группы $V_{LG} < 3500$ км/с. Для выделения групп к этому массиву объектов применялся перколяционный алгоритм, который позволил выявить около 1300 систем галактик различной кратности от $n=2$ до $n \approx 400$ (Макаров и Караченцев [12], Караченцев и Макаров [13]). Всего в эти группы вошло около 55% галактик данного объема. Единственным более-менее произвольным параметром при кластеризации служила безразмерная величина $k = M_i/M_{25}$, показывающая, какая доля полной массы галактики заключена внутри ее стандартного радиуса R_{25} . Для всех галактик было принято отношение $k=6$. Очевидно, что при увеличении k относительное число некластеризованных галактик уменьшается. Увеличив параметр k в 15 раз, мы получили 493 некластеризованные галактики "поля", что составляет около 4% всей выборки, т.е. такую же относительную величину, что и в КИГ.

Для выявления значимых соседей по критерию КИГ (1) и (2) мы проинспектировали широкие окрестности вокруг каждой из 493 галактик на цифровых обзорах неба DSS и SDSS. Отметим, что 17 галактик мы исключили из рассмотрения по разным причинам: путаница в скоростях или координатах, тесный контакт с другими галактиками и т.п.

В результате просмотра оказалось, что 185 галактик не имеют значимых соседей в радиусе равном $20a_r$, т.е. они являются изолированными согласно критерию КИГ. У остальных галактик (291) были обнаружены значимые в проекции соседи, для которых мы искали лучевые скорости в базах данных NED и LEDA. Из них у 34 галактик значимые соседи имеют близкие лучевые скорости (для 80% случаев разность скоростей по модулю не превышает 100 км/с). У 111 галактик медиана разности скоростей составляет ~ 10000 км/с, что позволяет считать соседей объектами дальнего фона.

У остальных 146 галактик - кандидатов в ИГ найдены от 1 до 13 значимых соседей без измеренных лучевых скоростей. 88 предполагаемых изолированных галактик расположены на северном небе, общее число их

значимых соседей - 164. Эти потенциальные "спутники" северных изолированных галактик и составили основу нашей наблюдательной программы измерения лучевых скоростей.

2. Наблюдения и обработка данных. Во втором полугодии 2007г. на БТА (6-м телескоп Специальной Астрофизической Обсерватории РАН) выполнялась наблюдательная программа "Поиск наиболее изолированных галактик в Местном сверхскоплении". В результате были получены изображения и спектры 45 галактик - значимых соседей у 29 кандидатов в близкие изолированные галактики. Наблюдения проводились в течение 6 неполных ночей: 6.08.2007, 7.10.2007 и 9-12.10.2007гг. Спектры были получены с использованием в ПФ универсального редуктора светосилы SCORPIO [14] с длинной щелью и решеткой VPHG550G.

Спектральное разрешение составляло $10 \text{ \AA}/\text{pix}$ (ПЗС ЕЕV42-40) в диапазоне длин волн $3100\text{--}7300 \text{ \AA}$, центральная длина волны - $5100 \text{ \AA}$. Видимые величины наблюдаемых объектов находятся в пределах $m=17\text{--}18$, длительность экспозиции составила от 300 до 900 секунд.

Редукция спектров, полученных с ПЗС, проводилась в стандартной системе MIDAS пакетом LONG. Определение лучевой скорости было выполнено двумя способами: по абсорбционным линиям подгонкой наблюдаемого спектра синтетическими из пакета PEGASE.HR [15] и по эмиссионным линиям - как среднее значение, вычисленное по отдельным линиям.

В столбцах табл.1 приводятся следующие данные:

Таблица 1

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ СОСЕДЕЙ ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК

Имя основной галактики	V_r , км/с	Имя или координаты соседней галактики	r_{12} угл. мин	V_r , км/с
1	2	3	4	5
UGC12921	2449	2MASXJ00013040+7726001	10.9	19518
NGC0048	1776	2MASXJ00142204+4816525	4.3	4962
UGC00199	1800	002025.5+125445	6.8	42692
UGC00313	2085	003124.9+061527	3.1	31205
		003215.5+062037	14.3	10207
		003222.3+055400	21.8	11420
UGC00392	1403	2MASXJ00354608+8313586	8.5	7860
		2MASXJ00510454+8312244	18.6	11926
UGC00578	1471	005624+395122	1.6	28802
		2MASX	4.7	17066
		J00564535+3949592		
		005647.5+395520	7.2	10884
		2MASXJ00565543+3953101	7.5	21866
UGC00614	2354	PGC2066499	25.2	18381
UGC01054	2663	012826+342153	4.7	5063
		012827+335750	21.8	4507

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
UGC01211	2408	014353.3+135229	3.6	13581
UGC01207	1256	015112+820650	8.1	4689
UGC03045	1387	PGC1627761	5.9	3771
UGC03199	2100	045443+015202	13.4	9291
UGC03234	1402	050403+162435	9.1	1267
UGC03394	1821	2MASXJ06012922+5608590	27.9	13184
		2MASXJ06081506+5600244	30.2	11289
UGC03476	469	062957+331900	6.3	7269
UGC03475	487	MCG+07-14-001	33.8	5320
UGC03485	1285	2MASXJ06354709+6543083	8.7	26532
UGC03501	449	2MASXJ06390063+4930357	15.5	5884
PGC2807122	451	064814+472340	7.5	16412
UGC3600	412	065557+391650	11.2	25978
NGC6339	2108	MCG+07-35-062	3.0	8711
		171803.5+405540	11.5	10804
		182710+380250	8.3	9421
UGC10806	932	171812.0+495615	7.7	7569
		PGC167103	3.3	7354
		PGC167108	3.1	936
UGC10892	1927	2MASXJ17293881+7410216	5.5	20232
		173059.5+740910	9.6	20129
NGC6434	2483	2MASXJ17353612+7203453	5.8	16504
		2MASXJ17364223+7155241	10.0	29694
UGC11251	2334	182710+380250	18.0	2225
		2MASXJ18283937+3803123	1.7	23864
		182840+380150	1.0	23987
NGC6675	2495	PGC2159396	3.4	19436
NGC6757	2380	MCG+09-31-018	29.4	16094
UGC11496	2121	UGC11476	44.4	5385
UGC12504	2436	PGC2773857	8.4	2421

1 - имя основной галактики; 2 - ее лучевая гелиоцентрическая скорость по NED в км/с; 3 - имя или координаты значимой соседней галактики; 4 - взаимное угловое расстояние между основной галактикой и значимой соседней в минутах дуги; 5 - измеренная нами лучевая скорость значимого соседа в км/с; типичная погрешность измерения скорости составляет 25 км/с.

3. *Обсуждение результатов.* На рис.1 представлено распределение разности лучевых скоростей 45 значимых (в проекции) соседей по отношению к 29 предполагаемым изолированным галактикам. Разность скоростей $V_i - V_1$ имеет широкий диапазон до 40000 км/с с медианой 9400 км/с. Только у 4 галактик из 29: UGC3234, UGC10806, UGC11251 и UGC12504 встречаются соседи, лучевые скорости которых заключены в пределах ± 200 км/с относительно галактики, рассматриваемой как изолированная. Взаимные линейные

расстояния в этих парах малы и составляют: 47 кпк (UGC3234 и 0504+16), 11 кпк (UGC 10806 и PGC 167108), 159 кпк (UGC11251 и 1827+38), 79 кпк (UGC 12504 и PGC 2773857), со средним значением 74 кпк.

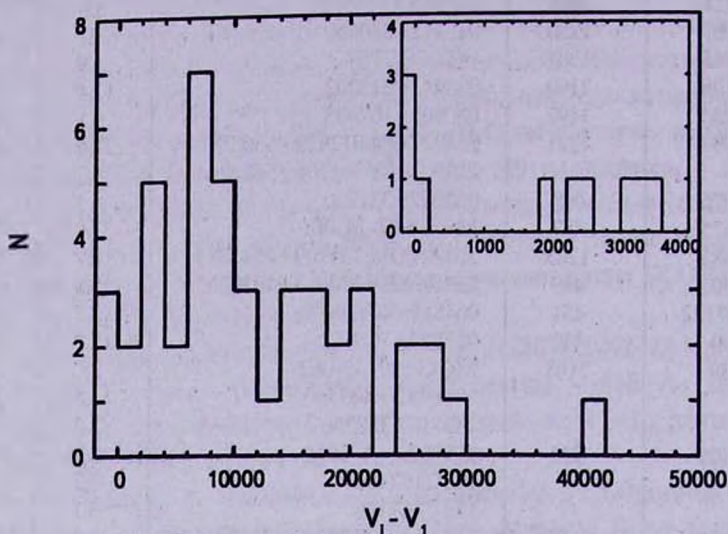


Рис.1. Распределение скоростей 45 "значимых" соседей V_i по отношению к скоростям предполагаемых изолированных галактик V_j (в км/с).

Наиболее близкий пример из этих четырех случаев - галактика UGC10806 с лучевой скоростью +932 км/с показан на рис.2, который воспроизводит окрестности псевдоизолированной галактики с цифрового Паломарского обзора неба (POSS-II, R) размером $8' \times 15'$. Два слабых "спутника" к западу от UGC10806 имеют лучевые скорости +7354 и +7569 км/с, т.е. являются

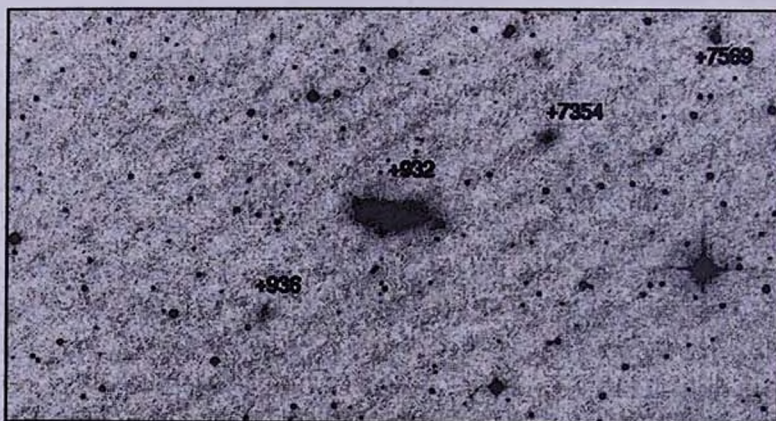


Рис.2. Условно изолированная галактика UGC10806 (в центре) и ее окрестности размером $15' \times 8'$, воспроизведенные с DSS (POSS-II, R). Север - вверх, восток - слева. Лучевые скорости UGC10806 и трех ее соседей указаны цифрами.

объектами дальнего фона. Физический спутник к востоку от UGC10806 имеет скорость +936 км/с. Его светимость на $3^m.3$ слабее самой галактики, проверяемой на изолированность.

В среднем по светимости 4 физических спутника слабее галактик - кандидатов в изолированные в 7 раз, т.е. приливное возмущение от них не слишком велико. При средней разности скоростей 66 км/с, средней светимости $1.9 \times 10^9 L_{\odot}$, отношение орбитальной массы к светимости у этих четырех пар составляет $130 M_{\odot}/L_{\odot}$, что не противоречит физической природе этих пар.

В результате наших наблюдений найдено, что относительное число действительно изолированных галактик составило $25/29 = 86\%$. Несмотря на небольшую статистику, эта оценка хорошо согласуется с данными о сравнении лучевых скоростей галактик из NED и LEDA, где пространственная изолированность не подтвердилась только для 12% галактик "поля" с $V_{LG} < 3500$ км/с. Напомним, что по данным [9,10] пространственная изолированность объектов КИГ [1] подтвердилась для более 80% галактик.

Таким образом, выборка из 493 кандидатов в близкие изолированные галактики содержит достаточно высокий процент истинно изолированных объектов и может быть использована для анализа физических свойств галактик в областях с экстремально низкой плотностью вещества.

Эта работа частично поддержана целевой комплексной программой "Космомикрофизика" НАН Украины и грантами РФФИ 07-02-00005 и РФФИ-DFG 06-02-04017.

¹ Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Тараса Шевченко, Украина, melnykov@svitonline.com

² Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия

³ Observatoire de Paris-Meudon, France

⁴ Астрономический институт им. Штернберга, Московский Государственный Университет, Россия

RESULTS OF COMPANIONS' SEARCH OF NEARBY ISOLATED GALAXIES

O.V.MELNYK¹, V.E.KARACHENTSEVA¹, I.D.KARACHENTSEV²,
D.I.MAKAROV³, I.V.CHILINGARIAN^{3,4}

Radial velocities are measured for 45 faint galaxies neighboring to 29 potential isolated galaxies from a new all-sky catalog. We found that about 85% of the galaxies are actually well isolated objects. This kind of cosmic "orphans"

consists of 4% among nearby galaxies with $V_{Lo} < 3500$ km/s.

Key words: *galaxies:isolated:radial velocities*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е.Караченцева, Сообщения САО, 8, 3, 1973.
2. F.Zwicky, E.Herzog, P.Wild, Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies I-VI, California Institute of Technology, Pasadena (1961-1968).
3. J.Stocke, Astron. J., 83, 348, 1978.
4. J.Huchra, T.-X.Thuan, Astrophys. J., 216, 694, 1977.
5. E.L.Turner, J.R.Gott, Astrophys. J., Letters, 197, L89, 1975.
6. В.Е.Караченцева, Астрон. ж., 57, 1153, 1980.
7. M.T.Adams, E.B.Jensen, J.T.Stocke, Astron. J., 85, 1010, 1980.
8. L.Verdes-Montenegro, J.Sulentic, U.Lisenfeld, Astron. Astrophys., 436, 443, 2005.
9. S.Verley, S.C.Odehahn, L.Verdes-Montenegro et al., Astron. Astrophys., 470, 505, 2007.
10. S.Verley, S.Leon, L.Verdes-Montenegro et al., Astron. Astrophys., 472, 1211, 2007.
11. D.I.Makarov, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, O.V.Melnyk, Astrophys. Bulletin, 64, 2009 (in preparation).
12. D.I.Makarov, I.D.Karachentsev, ASP Conf. Ser., 209, 40, 2000.
13. I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, Astrophys. Bulletin, 63, 2008 (accepted).
14. В.Л.Афанасьев, Э.Б.Гажур, С.З.Желенков, А.В.Мусеев, Бюлл. Спец. астрофиз. обс., 31, 214, 2005.
15. I.V.Chilingarian, P.Prugniel, O.K.Sil'chenko, V.L.Afanasiev, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 376, 1033, 2007.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ТЕМПА ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ЯДЕРНЫХ ОБЛАСТЯХ ОТ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ 39 ГАЛАКТИК КАЗАРЯНА

В.Ж.АДИБЕКЯН¹, А.Р.ПЕТРОСЯН²

Поступила 22 августа 2008

Принята к печати 18 февраля 2009

На основе спектров из SDSS DR6 для 39 галактик Казаряна проведено статистическое исследование зависимости темпа звездообразования в ядерных областях от интегральных параметров этих галактик. Значение SFR/kpc^2 для нашей выборки находится в интервале $0.013 \pm 2.04 M_{\odot} \text{ год}^{-1} kpc^{-2}$ (максимальное значение 2.04 соответствует мерджеру Kaz 98). Получено, что поверхностная плотность темпа звездообразования положительно коррелируется с параметром наличия бара и $EW(H\alpha)$, а также, что для спиральных галактик ранних морфологических типов значение SFR/kpc^2 больше, чем для поздних типов. Показано, что показатель цвета галактик $B-R$ и показатель цвета ядерной области $(u-g)$, положительно коррелируются с полным поглощением в линии $H\alpha$ для ядерной области - $A(H\alpha)$. Определено среднее значение $A(H\alpha)$ для нашей выборки, что равно $A(H\alpha) = 1.3 \pm 0.09$ звездных величин.

Ключевые слова: галактики:темпа звездообразования:UV-избыток:
ядерные области

1. **Введение.** Исследование темпа звездообразования SFR (star formation rate) в галактиках важно для понимания природы их формирования и эволюции. В настоящее время известны много индикаторов определения SFR в различных участках электромагнитного излучения. Для определения SFR широко используются излучение ультрафиолетового континуума (UV) [1,2], излучение в далекой инфракрасной области (FIR) [3,4], излучение в радиообласти [4-6], а также излучение рекомбинационных и запрещенных линий в оптическом диапазоне [7,8] (см. также, обзорные статьи [9,10]).

Одним из наиболее используемых индикаторов определения темпа звездообразования является линия $H\alpha$, которая образуется в газовой среде, после поглощения и переработки излучения молодых звезд за границей лаймановской серии. Так как значительный вклад в ионизацию водорода вносят звезды с массами $M \geq 10 M_{\odot}$ и с продолжительностью жизни ≤ 20 млн лет, то рекомбинационные линии отражают текущий темп звездообразования. Однако в оптическом диапазоне линия $H\alpha$ наблюдается для галактик с красными смещениями с $z \leq 0.4$, и для определения темпа звездообразования для галактик с $z > 0.4$ используют альтернативные

индикаторы SFR (например, эмиссионная линия [OII] $\lambda 3727$ - для галактик с $0.4 < z \leq 1.5$ [8,11].

Темп звездообразования в галактиках сильно зависит от интегральных свойств и хаббловского типа этих галактик (см., например, [9]). В галактиках ранних морфологических типов бедных газом темп звездообразования почти равен нулю и увеличивается до $\sim 20 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ в поздних спиральных галактиках богатых газом. Намного большие значения SFR, до $\sim 100 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, наблюдаются в галактиках со вспышкой звездообразования, наблюдаемых в оптическом диапазоне и вплоть до $\sim 1000 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ - в галактиках со вспышкой звездообразования и с сильным инфракрасным излучением [9]. Сравнительно большие значения SFR наблюдаются в взаимодействующих галактиках [9,12]. В отдельных работах показано, что темп звездообразования положительно коррелируется с содержанием атомного и молекулярного газа [9,13,14], металличностью [15], светимостью [15] и с красным смещением галактик [16,17]. В [18-20] показано, что темп звездообразования уменьшается с увеличением плотности окружающих галактик, однако присутствие близкого взаимодействующего соседа увеличивает его [18].

По сравнению с галактическим диском в ядерных областях пространственная концентрация газа и звезд намного выше, что приводит к высокой активности звездообразования. Это звездообразование, кроме непрерывного, может иметь еще и вспышечный характер (см., например, [9]). Многосторонние исследования свойств звездообразования в галактических ядрах были проведены многими авторами (см., например, [21-23]). Для большинства галактик SFR в ядерных областях небольшие, в среднем $\sim 0.1 + 0.15 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ [22,24]. Большие значения SFR в основном наблюдаются у галактик, наблюдаемых в инфракрасной области, так как самые яркие области звездообразования обычно ассоциируются с плотными облаками молекулярного газа [25], излучение которых поглощается в оптическом диапазоне. В работах [22,24] показано, что в ядерных областях спиральных галактик ранних морфологических типов темп звездообразования выше, чем в поздних спиралях (для галактического диска наблюдается обратное). Влияние наличия бара на значения SFR в ядерных областях и галактического диска тоже неодинаково. Это влияние для галактического диска небольшое [9], а в ядерных областях, особенно в спиральных галактиках ранних морфологических типов, оно значительно [9,23,24]. Значительное влияние на повышение SFR имеет процесс взаимодействия с близкими соседними галактиками [9].

Известно, что в большей части галактик с ультрафиолетовым избытком, сильное UV-излучение обусловлено, в основном, тепловым излучением молодых ОБ-звезд. Поэтому изучение активности звездообразования в ядрах этих галактик имеет важное значение. Галактики Казаряна являются галактиками с избыточным ультрафиолетовым излучением, обзор которых проводился на

40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Первичные данные этих галактик (702 галактики) приведены в [26–31], а однородная база данных для всех галактик Казаряна готовится к печати в [32]. В [33,34] были определены темп звездообразования и количество ОВ-звезд в НII областях в галактиках Казаряна. В настоящей работе, используя спектры из SDSS DR6 (Sloan Digital Sky Survey, Data Release 6), определен темп звездообразования в ядерных областях 39 галактик Казаряна и исследована их связь с интегральными свойствами этих галактик.

Настоящая статья построена следующим образом: В разделе 2 представлена исследуемая выборка. Методы обработки спектров, вычисление SFR и других спектральных параметров приводятся в разделе 3. В разделе 4 представлены статистический анализ данных и обсуждение. Заключение представлено в разделе 5. В статье для постоянной Хаббла принято значение $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

2. Выборка. SDSS DR6 - это огромная база астрономических данных, содержащая прямые снимки около 287 млн объектов (из области покрывающей более чем 9583 кв. град.) и спектры около 1.27 млн объектов (из которых 790000 - галактики и 103000 - квазары) [35]. Для выделения тех галактик Казаряна, для которых в SDSS имеются фотометрические или спектральные данные, мы сделали кросс-корреляцию между галактиками Казаряна и объектами в SDSS. В результате были отобраны 135 галактик, для которых имеются фотометрические данные, для 65 имеются также спектры их отдельных областей в диапазоне $\lambda\lambda 3800 - 9200 \text{ \AA}$. 7 из 65 областей являются НII областями в спиральных и irregулярных галактиках, а 58 - ядерными областями. Из 58 галактик Казаряна, для которых имелись спектры их ядерных областей, было отобрано 44, в спектрах которых наблюдались линии $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$, что позволило определить темп звездообразования, учитывая поглощение пыли. Отметим, что темп звездообразования в вышеупомянутых 7 НII областях представлен в работе [34].

В настоящей статье мы исследовали только те галактики, излучение которых имеет тепловой характер, и поэтому 3 из 44 галактик были исключены из выборки, так как они уже были классифицированы как галактики с активными ядрами (AGN) с широкими эмиссионными линиями (Kaz 149 - Sy1, Kaz 366 - Sy1.5 и Kaz 447 - Sy1[36]). Из остальных 41, в спектрах 35 наблюдались линии $\text{H}\beta$, [OIII] $\lambda 5007$, $\text{H}\alpha$ и [NII] $\lambda 6584$, и для них мы использовали критерий из [37] (см. также [38,39]) для отделения галактик со вспышкой звездообразования (star forming - SF) от AGN. На классификационной диаграмме $[\text{NII}]/\text{H}\alpha - [\text{OIII}]/\text{H}\beta$ две галактики - Kaz 142 и Kaz 524 расположились в области AGN, а остальные 33 в области SF. Отметим, что галактика Kaz 142 в [40] уже была классифицирована как AGN с узкими линиями (NLAGN). Для проверки этой классификации мы исключили

эту галактику в нашу первоначальную выборку. Двухмерная классификационная диаграмма $[\text{NII}]/\text{H}\alpha - [\text{OIII}]/\text{H}\beta$ для этих галактик представлена на рис.1. Для остальных 6 галактик, в которых не наблюдалась линия $[\text{OIII}]\lambda 5007$, мы использовали критерий из [41], (в [41] галактики классифицируются как SF, если $[\text{OI}]\lambda 6300 < 0.08\text{H}\alpha$, $[\text{NII}]\lambda 6584 < 0.6\text{H}\alpha$ и $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717, 6731 < 0.4\text{H}\alpha$), и все они расположились в области SF. Отметим, что и по критериям [41] галактики Kaz 142 и Kaz 524 относятся к AGN, а остальные 33 к SF. Таким образом, наша окончательная выборка составила 39 SF-галактик, в спектрах ядер которых наблюдались линии $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$.

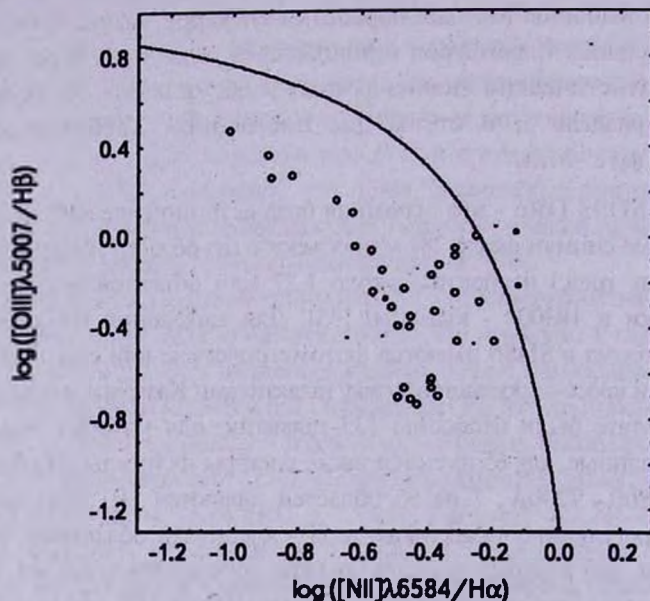


Рис.1. Классификационная диаграмма $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta - [\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$. Кривая [37] отделяет SF-галактики от AGN. Открытыми кружками обозначены SF-галактики, заполненными кружками - AGN.

Физические характеристики и интегральные параметры изученных 39 галактик взяты из нескольких источников. B и R звездные величины, угловые размеры, морфология, включая наличие бара, количество соседних галактик, проектированных внутри круга с радиусом 50 кпк (N_n). Значение отношения малой и большой полуоси галактик (b/a) взяты из [32]. Звездные величины в Слоановских цветах для ядерных областей (fiber magnitude) и красные смещения взяты из веб-страницы SDSS DR6 (<http://www.sdss.org/dr6>). Источником данных для инфракрасных J и K звездных величин был электронный архив 2-микронного обзора всего неба (2MASS): <http://irsa.ipac.caltech.edu/>. В 2MASS данные о галактиках Kaz 148 и Kaz 446 не имеются. Баллы, показывающие UV -избыток, взяты из работ [26,27,29-31]. Все вышеперечисленные параметры исследуемых галактик представлены в табл.1.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДУЕМЫХ 39 ЯДЕРНЫХ ОБЛАСТЕЙ И
САМИХ ГАЛАКТИК КАЗАРЯНА

Каз	Морф	B	D(кпк)	M(B)	B-R	J-K	b/a	Nn	UV	(u-g) _{AB}	A(H α)	EW(H α)	SFR _{AB}	SFR/кпк ²
90	6	0	29.26	-20.42	1.8	1.00	0.80	0	2	1.30	1.71	37.80	0.81	0.17
98	15	0	17.81	-21.08	1.3	0.98	0.44	0	3	1.09	1.95	148.78	1.21	2.04
116	5	0	14.15	-19.26	1.8	0.88	0.74	0	2	1.55	0.37	5.19	0.02	0.01
128	3	1	8.43	-18.42	1	0.78	0.91	0	3	0.79	0.92	110.93	0.20	0.51
129	5	0	19.51	-19.34	0.6	0.85	0.88	1	2	1.51	1.54	16.87	0.10	0.04
130	5	0	30.69	-20.15	1	1.13	0.31	1	3	1.18	1.09	51.84	0.14	0.07
132	5	0	17.96	-19.71	0.8	0.75	0.88	1	2	1.31	1.20	31.37	0.13	0.06
134	2	0	14.16	-19.63	1.7	0.96	0.50	0	3	1.58	1.65	24.66	0.51	0.25
135	7	1	19.48	-20.68	0.2	0.96	0.53	1	1	0.76	0.93	98.49	0.34	0.16
139	4	0	12.28	-17.46	1.1	0.73	0.43	1	1	0.88	0.39	43.06	0.01	0.04
140	1	0	12.69	-18.99	0.9	1.00	0.50	1	3	1.19	1.34	56.78	0.58	0.27
141	5	0	18.02	-18.16	1	0.76	0.29	1	3	1.63	0.95	8.28	0.01	0.02
148	3	0	11.93	-18.63	0.8	-	0.63	0	2	1.09	1.08	54.31	0.13	0.06
353	5	0	35.08	-20.74	1.2	1.03	0.70	0	2	1.60	1.91	15.99	1.06	0.07
355	1	0	7.68	-18.35	1.2	1.02	1.00	0	1	1.32	0.79	16.24	0.08	0.07
358	5	0	24.79	-19.49	0.7	0.99	0.33	0	3	1.31	1.33	15.94	0.03	0.04
361	2	1	11.01	-21.18	0.3	0.99	0.67	0	3	1.27	0.80	29.72	0.35	0.18
362	5	1	22.62	-20.47	1.3	0.91	0.52	0	3	1.50	1.85	45.35	0.32	0.16
365	10	0	21.90	-21.03	1.1	1.02	0.63	1	3	1.40	2.28	60.35	3.34	0.49
374	3	0	8.47	-18.87	0.6	0.77	0.75	0	2	1.25	1.45	40.40	0.20	0.19
421	3	0	13.68	-20.43	1.3	1.10	0.63	0	1	1.26	1.56	35.34	0.39	0.14
430	3	0	24.86	-19.62	0.7	0.99	0.58	0	2	1.27	1.60	31.44	0.22	0.07
431	4	1	23.77	-20.22	0.9	0.76	0.60	0	3	1.65	2.31	20.73	0.31	0.11
434	5	1	20.89	-20.01	1.1	0.85	0.73	0	3	1.32	1.60	35.14	0.31	0.25
435	5	1	12.75	-18.67	0.8	0.78	0.55	0	2	1.26	0.87	19.71	0.02	0.03
444	4	1	17.33	-19.59	1	0.82	0.65	0	3	1.30	2.42	127.00	1.75	0.89
445	5	1	22.23	-19.77	0.8	1.03	0.69	0	3	0.82	1.03	73.85	0.39	0.55
446	3	0	10.30	-18.41	0.8	-	0.85	0	2	1.22	0.84	22.32	0.04	0.03
450	10	0	10.20	-18.12	2	0.43	0.75	0	2	1.07	0.62	22.73	0.01	0.01
451	1	0	14.94	-19.44	0.7	0.83	0.71	0	2	0.84	0.92	108.05	0.84	0.28
454	3	0	25.00	-20.38	1.1	0.92	0.72	0	2	1.38	1.99	19.44	0.46	0.06
455	5	1	28.18	-19.03	0.9	0.89	0.78	0	3	1.03	1.12	35.48	0.07	0.10
456	3	1	13.22	-18.98	0.6	0.99	0.78	0	3	1.04	1.04	42.20	0.14	0.08
458	10	0	6.13	-16.96	1.1	0.39	0.83	0	2	0.80	0.85	65.88	0.04	0.09
519	10	0	9.45	-18.70	1.2	0.63	0.73	0	1	0.91	0.56	41.89	0.11	0.10
520	4	1	19.51	-18.23	1.3	1.05	0.66	0	2	1.69	2.67	104.39	1.15	1.40
579	4	0	12.04	-18.98	0.9	1.26	0.84	0	3	1.35	1.23	18.66	0.10	0.07
582	5	0	22.02	-18.58	1.7	0.88	0.64	0	3	1.39	1.48	17.98	0.09	0.06
649	3	1	23.84	-20.40	0.7	1.27	0.58	0	3	0.91	0.70	89.77	1.00	0.06

3. Методы обработки спектров, вычисление SFR и других спектральных параметров. Калиброванные спектры ядерных областей исследуемых 38 галактик были взяты из веб-страницы SDSS DR6. Все спектрофотометрические данные SDSS соответствуют фиксированной

диафрагме с угловым размером 3". Линейные размеры исследуемых областей, соответствующих 3", находятся в интервале $0.3 + 2.3$ кпк. Для обработки спектров использовалась программа IRAF/SPLOT. Интенсивности эмиссионных линий были измерены с помощью гауссовского приближения.

Для определения SFR по линии H α , необходимо иметь потоки, исправленные за покраснения и за звездное поглощение. Звездное поглощение в водородных линиях учитывалось согласно формуле:

$$F(\lambda) = F_{obs}(\lambda) \frac{EW(\lambda) + EW_{corr}(\lambda)}{EW(\lambda)},$$

где $F(\lambda)$ - исправленный, а $F_{obs}(\lambda)$ - наблюдаемый поток в линии, $EW(\lambda)$ - эквивалентная ширина наблюдаемой эмиссионной линии, а $EW_{corr}(\lambda)$ - коррекция за звездное поглощение. Как видно из рис.2, эквивалентная ширина недооцененной части потока - EW_{corr} (черная зачерченная область), меньше эквивалентной ширины всего звездного поглощения - EW_{abs} . В работе [42] для значения $EW_{corr}(H\beta)$ получено, что

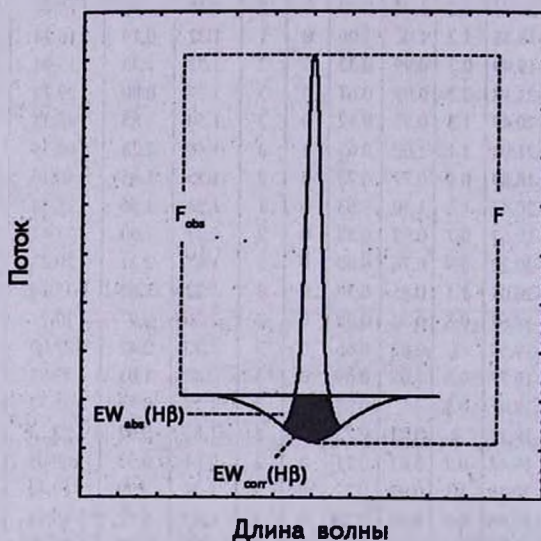


Рис.2. Схема эмиссионной линии H β с компонентом в поглощении.

оно изменяется примерно от 1Å для галактик Sa до 4Å для галактик самых поздних типов, а в [43] для SF-галактик получено среднее значение $1.7 \pm 0.3\text{Å}$. В [44], где были исследованы SF-галактики по спектрам из SDSS, получено, что $EW_{corr}(\lambda)$ составляет не больше половины всей эквивалентной ширины звездного поглощения $EW_{abs}(\lambda)$. В этой работе для среднего значения $EW_{abs}(H\alpha)$ получено $EW_{abs}(H\alpha) = 2.6\text{Å}$. Для определения $EW_{corr}(\lambda)$ мы использовали следующий подход: для 22 галактик из нашей выборки, для линии H β мы имели возможность измерить $F(H\beta)$ и $F_{obs}(H\beta)$, и с помощью формулы (1) мы определили $EW_{corr}(H\beta)$. Среднее значение

$EW_{corr}(H\beta)$ получилось $0.95 \pm 0.06 \text{ \AA}$. Затем из [45], взяв среднее значение $EW_{abs}(H\alpha) = 2.6 \text{ \AA}$, мы с помощью формулы $EW_{abs}(H\alpha) = 1.3 + EW_{abs}(H\beta)$ [21] определили $EW_{abs}(H\beta)$, которая равна $3.25 \text{ \AA}$. Как видно, $EW_{corr}(H\beta)$ равна примерно $0.3 EW_{abs}(H\beta)$. Принимая, что EW_{corr}/EW_{abs} для линий $H\alpha$ и $H\beta$ одинакова, для линии $H\alpha$ получили $EW_{corr}(H\alpha) = 0.78 \text{ \AA}$. Таким образом EW_{corr} для линий $H\alpha$ и $H\beta$ получилась 0.78 и 0.95, соответственно. Эти значения EW_{corr} были использованы при исправлении потоков в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ за звездное поглощение для всей нашей выборки.

Потоки в линиях были исправлены за поглощение пыли по формуле:

$$F_{corr}(\lambda) = F(\lambda) \left(\frac{F(H\alpha)/F(H\beta)}{2.86} \right)^{\frac{k(\lambda)}{k(H\beta) - k(H\alpha)}},$$

где $F(\lambda)$, $F(H\alpha)$ и $F(H\beta)$ - наблюдаемые потоки в линиях (исправленные за звездное поглощение), $F(\lambda)$ - поток, исправленный за поглощение пыли, $k(\lambda)$ - функция, описывающая кривую поглощения и 2.86 - теоретическое значение отношения $F(H\alpha)/F(H\beta)$ при $T_e = 10000 \text{ K}$, $n_e = 100 \text{ см}^{-3}$ и в случае В [45]. Кривая поглощения для эмиссионных линий (при $R_V = 3.1$) взята из [46].

Учитывая, что поглощение пыли в эмиссионных линиях примерно в два раза больше, чем в непрерывном спектре в той же длине волны ($E(B - V)_{star} = 0.44 E(B - V)_{gas}$) [47], мы исправили $EW(H\alpha)$ за это поглощение, используя кривую поглощения из (49). Исправленные за поглощение пыли $EW(H\alpha)$ приведены в табл.1.

Для нашей выборки мы определили полное поглощение в линии $H\alpha$ - $A(H\alpha)$ (в звездных величинах), которые приведены в табл.1. Среднее значение $A(H\alpha)$ равно $1.3 \pm 0^{m.09}$.

Имея потоки в линии $H\alpha$ исправленные за звездное поглощение и за поглощение пыли, мы определили SFR по формуле [9]:

$$SFR_{H\alpha} (M_{\odot} \text{ год}^{-1}) = 7.910^{-42} L(H\alpha) (\text{erg s}^{-1}),$$

где $L(H\alpha)$ - светимость линии $H\alpha$. Светимость $L(H\alpha)$ определена по: $L(H\alpha) = 1.2 \cdot 10^{50} d^2 F(H\alpha)$, где $F(H\alpha)$ - поток в линии $H\alpha$, а d - расстояние до объекта в Мпк.

4. Статистический анализ данных и обсуждение. В табл.1 представлены интегральные параметры галактик и данные для их ядерных областей, которые использовались при статистическом анализе. В первой колонке таблицы представлены номера галактик Казаряна. В колонке 2 приведены морфологические типы галактик, взятых из [32], кодированные как: Sa = 1, Sab = 2, Sb = 3, Sbc = 4, Sc = 5, Scd = 6, Sd = 7, Im = 10 и Merger = 15. Параметр наличия бара представлен в колонке 3: 0 - отсутствие бара и 1 - наличие бара. В колонке 4 приведены линейные размеры галактик (большая полуось в кпк), которые определялись с помощью

угловых размеров и красных смещений, приведенных в [32]. Абсолютные звездные величины галактик $M(B)$ представлены в колонке 5. Эти величины были определены по формуле: $M(B) = m(B) - \log(z) - 43.01 - 0.24 \csc |b^*|$, где $m(B)$ - видимая звездная величина из [32] и b^* - галактическая широта, взятая из базы данных внегалактических объектов NASA/IPAC (NED - <http://nedwww.ipac.caltech.edu>). В колонках 6 и 7 представлены показатели цветов галактик $B - R$ и $J - K$. Значения отношений малой и большой полуоси галактик (b/a) приведены в колонке 8 [32], а в колонке 9 представлено число соседних галактик, проектированных внутри круга с радиусом 50 кпк (N_n) [32]. Степени избыточного UV -излучения, введенные Маркарянном [49,50], в котором балл 1 соответствует очень сильному UV избытку, балл 2- сильному и балл 3- умеренному или слабому UV избытку, представлены в колонке 10. Согласно SDSS DR6, в колонке 11 представлены показатели цветов ядерных областей изученных галактик $(u-g)_{\text{нр}}$. Значения $A(H\alpha)$ и $EW(H\alpha)$, определенные для ядерных областей, приведены в колонках 12 и 13, соответственно. Вычисленные значения SFR и $SFR/\text{кпк}^2$ в ядерных областях представлены в колонках 14 и 15.

Как уже отмечалось в разделе 2, в 2MASS данные о галактиках Kаз 148 и Kаз 446 отсутствуют, поэтому эти 2 галактики были исключены из нашей выборки для статистического исследования. Галактика Kаз 98 единственный объект классифицированный как Merger (морфологический тип - 15), и поверхностная плотность темпа звездообразования в его ядерной области несколько раз выше, по сравнению с остальными (см. табл.1), поэтому эта галактика также была исключена из этой выборки (обсуждение будет

Таблица 2

КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПЕРЕМЕННЫМИ И ОРТОГОНАЛЬНО ВРАЩЕННЫМИ ФАКТОРАМИ МФА ДЛЯ 36 ЯДЕРНЫХ ОБЛАСТЕЙ ГАЛАКТИК КАЗАРЯНА

Переменная	F_1	F_2	F_3
$SFR/\text{кпк}^2$	0.07	0.79	0.36
$M(B)$	-0.76	-0.06	0.01
$B - R$	-0.31	-0.30	0.70
Морф	-0.37	-0.18	0.11
B	0.20	0.73	-0.10
D (кпк)	0.73	-0.13	0.20
UV	0.47	0.24	0.15
b/a	-0.49	0.21	0.21
$(u - g)_{\text{нр}}$	0.42	-0.34	0.72
N_n	0.21	-0.30	-0.45
$A(H\alpha)$	0.50	0.27	0.66
$EW(H\alpha)$	-0.04	0.84	-0.21
$J - K$	0.75	0.11	-0.05
Процент от общей дисп. (%)	24.0	18.0	13.5

представлено ниже). Таким образом, наша окончательная выборка для статистического исследования составила 36 галактик.

Для статистического исследования возможных связей между темпом звездообразования в ядерных областях и интегральными параметрами галактик мы применили метод Многомерного Факторного Анализа (MFA) [51]. Этот метод использовался в астрономии несколькими авторами (см., например, [52-55]. Чтобы упростить интерпретацию результатов, использовался метод Varimax [56] вращения факторов.

В колонке "Переменная" табл.2 представлены начальные переменные, между которыми искали корреляции. В этой таблице представлены также коэффициенты корреляции между переменными и факторами MFA. Принимая порог корреляции $r=0.6$, получаем, что фактор F_1 , который объясняет 24% от общей дисперсии, группирует абсолютную звездную величину $M(B)$, показатель цвета $J-K$ и большую полуось $D(kpk)$ галактик. Такая связь широко известна в литературе - галактики с высокими светимостями имеют большие линейные размеры и ранний морфологический тип, а значит - более красный цвет (см., например [57,58]). Фактор F_2 , который объясняет 18% от общей дисперсии, группирует поверхностную плотность темпа звездообразования в ядерных областях - SFR/kpk^2 , параметр наличия бара - B и эквивалентную ширину линии $H\alpha$ - $EW(H\alpha)$. Эти связи указывают, что наличие бара в галактике повышает активность звездообразования в ядерной области и, что в областях с большими $EW(H\alpha)$ активность звездообразования выше. Среднее значение SFR/kpk^2 для галактик с наличием бара для нашей выборки получилось $0.36 \pm 0.10 M_{\odot} \text{ год}^{-1} kpk^{-2}$ ($N=13$), а для галактик, в которых бар отсутствует - $0.11 \pm 0.02 M_{\odot} \text{ год}^{-1} kpk^{-2}$ ($N=23$). Коэффициент корреляции между SFR/kpk^2 и наличием бара B равен $r=0.40$ (доверительный уровень $p \sim 98\%$). Этот результат хорошо сопоставим с результатами предыдущих исследований [23,24]. В работах [59,60] возрастание SFR при наличии бара объясняется тем, что в галактиках (особенно ранних морфологических типов) бар является эффективным средством переноса газа из галактического диска в ядерную область, что приводит к вспышке звездообразования.

Так как эквивалентная ширина по определению есть светимость линии, нормализованная к светимости смежного континуума, то, следовательно, $EW(H\alpha)$ можно рассмотреть как меру темпа звездообразования в единичной светимости в красной области спектра, так что корреляция между SFR/kpk^2 и $EW(H\alpha)$ закономерна. Коэффициент линейной корреляции между SFR/kpk^2 и $EW(H\alpha)$ равен $r=0.68$ (доверительный уровень $p > 99.9\%$).

При статистическом анализе мы не получили ожидаемую корреляцию между морфологическим типом (MT) и темпом звездообразования. По всей вероятности причиной этому является тот факт, что SFR зависит не только от MT, но и от наличия бара, причем влияние бара на SFR также

зависит от МТ галактики [23,24], а также то, что число выборки небольшое. Для проверки зависимости SFR от МТ, по морфологическому типу и при наличии бара, мы разделили нашу выборку на пять групп - галактики ранних МТ без бара (Sa-Sbc), ранних типов с баром (SBa-SBbc), поздних типов без бара (Sc-Sm), поздних типов с баром (SBc-SBm) и irregулярные галактики (Im). Эта зависимость иллюстрирована на рис.3, где также приведены галактики Kaz 148 и Kaz 446, для которых данные в 2MASS не имелись (обозначенные открытыми кружками) и галактика Kaz 98 морфологического типа - Merger (обозначенная заполненным квадратом).

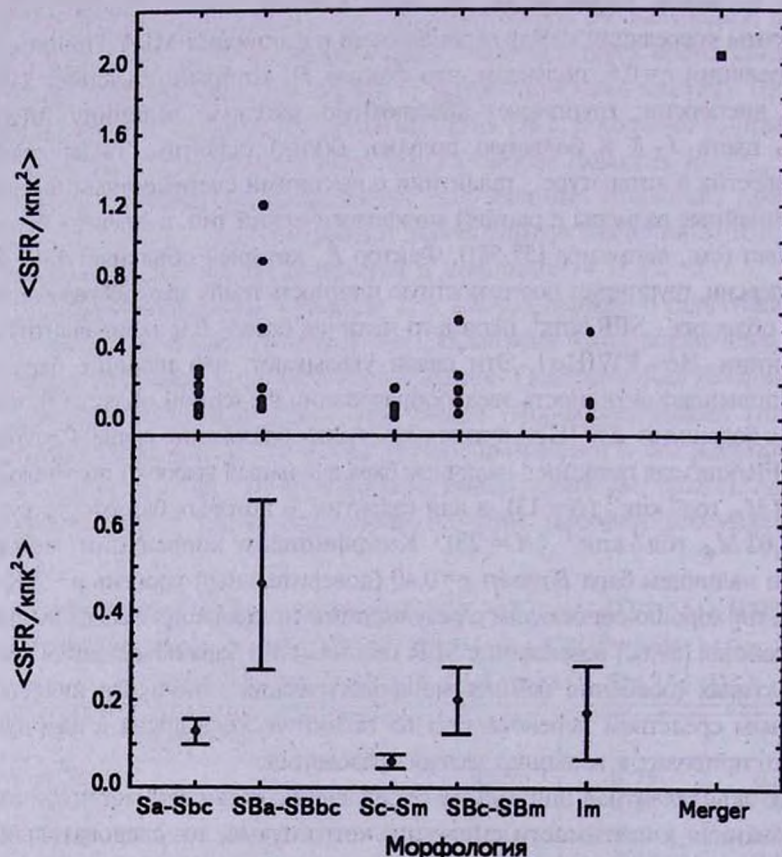


Рис.3. Зависимость $\text{SFR} / \text{kpc}^2$ от морфологического типа. В нижней панели приведены средние значения $\text{SFR} / \text{kpc}^2$ и ее среднеквадратическая ошибка, для галактик ранних и поздних морфологических типов.

Если отдельно рассмотреть галактики с наличием бара и без, то из нижней панели этого рисунка видно, что галактики ранних МТ имеют большие значения $\text{SFR} / \text{kpc}^2$ (среднее значение для галактик Sa-Sbc равно $0.128 \pm 0.027 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$ ($N = 12$), а для галактик SBa-SBbc -

$0.460 \pm 0.19 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$ ($N=7$)), чем галактики поздних МТ (среднее значение для галактик Sc-Sm равно $0.061 \pm 0.016 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$ ($N=9$)), а для галактик SBc-SBm - $0.200 \pm 0.075 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$ ($N=6$)). Среднее значение SFR/кпк^2 для irregулярных галактик равно $0.173 \pm 0.107 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$ ($N=4$).

Галактика Kaz 98 по своей повышенной активности звездообразования отличается от остальных. Значение SFR/кпк^2 для этой галактики равно $2.04 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$, что на порядок больше среднего значения для остальных 38 галактик - $0.19 \pm 0.04 M_{\odot} \text{ год}^{-1} \text{ кпк}^{-2}$. Многочисленные работы подтверждают, что процесс контактного взаимодействия галактик приводит к повышению активности звездообразования [9,61] и, как видно, галактика Kaz 98, морфологического типа Merger, не исключение.

Фактор F_j , который объясняет 24% от общей дисперсии, группирует показатель цвета галактик $B-R$, показатель цвета ядерной области $(u-g)_{\text{ядр}}$ и полное поглощение в линии $\text{H}\alpha$ для ядерной области - $A(\text{H}\alpha)$. Зависимость между $B-R$ и $(u-g)_{\text{ядр}}$ указывает на то, что чем синее ядро галактики, тем синее и галактика. Надо учесть, что $B-R$ - это показатель цвета всей галактики (включая ядерную область) и вложение ее ядра (особенно для галактик ранних морфологических типов) на цвет галактики значимо, так что такая зависимость ожидаемая. Одновременно отметим, что связь между показателями цветов галактики и ее центральной части зависит от нескольких параметров галактики, например: активности звездообразования, морфологического типа, наличия балджа [62], что также объясняет эту корреляцию. Положительная корреляция между показателями цветов и $A(\text{H}\alpha)$, указывает на то, что, чем больше поглощение пыли, тем цвет галактики и его ядра становится краснее. Так как $A(\text{H}\alpha)$ - это полное поглощение в линии $\text{H}\alpha$ только для ядерной области галактики, поэтому наблюдаемая корреляция более сильна между $(u-g)_{\text{ядр}}$ и $A(\text{H}\alpha)$ (коэффициент корреляции $r=0.6$, доверительный уровень $p > 99.9\%$). Корреляция между показателем цвета $B-R$ и $A(\text{H}\alpha)$ для всей галактики представлена в работе [63].

5. Заключение. В настоящей работе исследована связь между темпом звездообразования в ядерных областях и интегральными параметрами 39 галактик Казаряна. Для статистического исследования этих связей, для 36 из них мы применили метод Многомерного Факторного Анализа. Основные результаты, полученные в этой работе, следующие:

1. Поверхностная плотность темпа звездообразования в ядерных областях положительно коррелируется с параметром наличия бара в галактике ($r=0.40$ и $p \sim 98\%$). Этот результат находится в согласии с тем, что бар является эффективным средством переноса газа из галактического диска в ядерную область, что приводит к вспышке звездообразования [59,60], а также сопоставим с ранее полученными результатами из [23,24].

2. Показано, что в ядерных областях в спиральных галактиках ранних морфологических типов активность звездообразования выше, чем в поздних. Среднее значение SFR/kpc^2 для всех 38 галактик (включая галактики с баром) равно $0.19 \pm 0.04 M_{\odot} \text{ год}^{-1} kpc^{-2}$.

3. Самая высокая активность звездообразования наблюдается у галактики Kаз 98, что характерно для галактик морфологических типов Merger [9,61]. Значение SFR/kpc^2 для этой галактики на порядок выше, чем в остальных.

4. Показано, что показатель цвета галактик $B - R$, показатель цвета ядерной области $(u - g)_{\text{нук}}$ коррелируются с полным поглощением в линии $H\alpha$ для ядерной области - $A(H\alpha)$. Среднее значение $A(H\alpha)$ для нашей выборки равно $1^{m.}3 \pm 0^{m.}09$.

В работе использовались данные из электронного архива 2-микронного обзора всего неба - 2MASS (<http://irsa.ipac.caltech.edu/>), базы данных внегалактических объектов NASA/IPAC (NED) и из шестого выпуска Слоановского Цифрового Обзора Неба (SDSS DR6), открытой для свободного доступа в <http://www.sdss.org/dr6>.

¹ Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: adbvardan@rambler.ru

² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: artptrs@yahoo.com

THE STATISTICAL INVESTIGATION OF DEPENDENCE OF NUCLEAR STAR FORMATION RATE FROM INTEGRAL PARAMETERS OF 39 KAZARIAN GALAXIES

V.Zh.ADIBEKYAN¹, A.R.PETROSIAN²

According to SDSS DR6 spectra the statistical investigation of dependence of nuclear star formation from integral parameters of 39 Kazarian galaxies are conducted. The value of SFR/kpc^2 for our sample lies in the interval $0.013 + 2.04 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} kpc^{-2}$ (the maximum 2.04 corresponds to the merger galaxy Kaz 98). Surface density of SFR is positively correlated with the presence of a bar structure in the galaxy and $EW(H\alpha)$. We find also, that early-type spirals have larger SFR/kpc^2 than late-types ones. It is shown, that galaxy integral color $B - R$ and $(u - g)_{\text{нук}}$ color of its nucleus are correlated with total extinction in $H\alpha$ in nuclear regions - $A(H\alpha)$. The average value of $A(H\alpha)$ is $1.3 \pm 0.09 \text{ mag}$.

Key words: galaxies:star formation rate:UV-excess:nuclear regions

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Donas, J.M.Deharveng*, *Astron. Astrophys.*, **140**, 325, 1984.
2. *E.F.Bell, R.C.Kennicutt Jr*, *Astrophys. J.*, **548**, 681, 2001.
3. *C.J.L.Persson, G.Helou*, *Astrophys. J.*, **314**, 513, 1987.
4. *E.F.Bell*, *Astrophys. J.*, **586**, 794, 2003.
5. *J.J.Condon*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **30**, 575, 1992.
6. *L.Cram, A.Hopkins, B.Mobasher, M.Rowan-Robinson*, *Astrophys. J.*, **507**, 155, 1998.
7. *R.C.Kennicutt Jr*, *Astrophys. J.*, **272**, 54, 1983.
8. *J.Moustakas, R.C.Kennicutt Jr, C.A.Tremonti*, *Astrophys. J.*, **642**, 775, 2006.
9. *R.C.Kennicutt Jr*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 189, 1998.
10. *D.Schaerer*, *Bgfp. Conf*, **389**, 2000.
11. *L.J.Kewley, M.J.Geller, R.A.Jansen*, *Astron. J.*, **127**, 2002, 2004.
12. *C.T.Liu, R.C.Kennicutt Jr*, *Astrophys. J.*, **450**, 547, 1995.
13. *R.C.Kennicutt Jr*, *Astrophys. J.*, **498**, 541, 1998.
14. *A.Boselli, G.Gavazzi, J.Lequeux et al.*, *Astron. Astrophys.*, **300**, 13, 1995.
15. *X.Kong*, *Astron. Astrophys.*, **425**, 417, 2004.
16. *D.W.Hogg, J.G.Cohen, R.Blandford, M.A.Pahre*, *Astrophys. J.*, **504**, 622, 1998.
17. *F.Hummer, H.Flores, S.J.Lilly et al.*, *Astrophys. J.*, **481**, 49, 1997.
18. *G.Sorrentino, A.Rifatto*, *WAAS. Work*, **117**, 2007.
19. *P.L.Gomez, R.C.Nichol, C.J.Miller et al.*, *Astrophys. J.*, **584**, 210, 2003.
20. *Y.Hashimoto, A.Oemler Jr, H.Lin, D.L.Tucker*, *Astrophys. J.*, **499**, 589, 1998.
21. *W.C.Keel*, *Astrophys. J.*, **269**, 466, 1983.
22. *L.C.Хо, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, **487**, 579, 1997a.
23. *L.C.Хо, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, **487**, 591, 1997b.
24. *L.Shi, Q.Gu, Z.Peng*, *Astron. Astrophys.*, **450**, 15, 2006.
25. *J.S.Young, N.Z.Scoville*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **29**, 581, 1991.
26. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, **15**, 5, 1979.
27. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, **15**, 193, 1979.
28. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, **16**, 17, 1980.
29. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, **18**, 512, 1982.
30. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, **19**, 213, 1983.
31. *М.А.Казарян, Г.В.Петросян*, *Астрофизика*, **48**, 409, 2005.
32. *М.А.Kazarian, V.Zh.Adibekyan, B.McLean, A.R.Petrosian, R.J.Allen*, in preparation.
33. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, **29**, 167, 1988.
34. *V.Zh.Adibekyan*, *Astrophysics*, **51**, 58, 2008.
35. *J.K.Adelman-McCarthy, J.K.Agüeros, A.Marcel et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **175**, 297, 2008.
36. *M.-P.Véron-Cetty, P.Véron*, *Astron. Astrophys.*, **455**, 773, 2006.
37. *J.H.Lee, M.G.Lee, T.Kim et al.*, *Astrophys. J.*, **663**, 69, 2007.
38. *G.Kauffman, T.M.Heckman, C.Tremonti et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **346**, 1055, 2003.

39. *L.J.Kewley, M.A.Doptia, R.S.Sutherland, C.A.Heisler, J.Trevena*, *Astrophys. J.*, 556, 121, 2001.
40. *L.Hao, M.A.Strauss, C.A.Tremonti et al.*, *Astron. J.*, 129, 1783, 2005.
41. *L.C.Ho*, *ASP. Conf. Ser.*, 103, 103, 1996.
42. *N.A.Miller, F.N.Owen*, *Astron. J.*, 124, 2453, 2002.
43. *A.Georgakakis, B.Mobasher, L.Cram et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 306, 708, 1999.
44. *A.M.Hopkins, C.J.Miller, R.C.Nichol et al.*, *Astrophys. J.*, 599, 971, 2003.
45. *M.Brocklehurst*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 153, 471, 1971.
46. *J.A.Cardelli, G.C.Clayton, J.S.Mathis*, *Astrophys. J.*, 345, 245, 1989.
47. *D.Calzetti*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 113, 1449, 2001.
48. *D.Calzetti, L.Armus, R.C.Bohlin et al.*, *Astrophys. J.*, 533, 682, 2000.
49. *Б.Е.Маркарян*, *Астрофизика*, 3, 56, 1967.
50. *Б.Е.Маркарян*, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
51. *Н.Н.Харман*, *Modern Factro Analysis*, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1967.
52. *B.C.Whitmore*, *Astrophys. J.*, 278, 61, 1984.
53. *А.Р.Петросян, М.Туратто*, *Astron. Astrophys.*, 297, 49, 1995.
54. *А.А.Хакобян*, *Astrophysics*, 51, 69, 2008.
55. *А.А.Хакобян, А.Р.Петросян, Г.А.Мамон et al.*, *Astrophysics*, 2008, in press.
56. *H.F.Kaiser*, *Psychometrika*, 23, 187, 1958.
57. *P.Saracco, S.D'Odorico, A.Moorwood et al.*, *Astron. Astrophys.*, 349, 751, 1999.
58. *T.K.Wyder, D.C.Martin, D.Shiminovich et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 173, 293, 2007.
59. *E.Athanassoula*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 259, 345, 1992.
60. *B.G.Piner, G.M.Stone, P.J.Teuben*, *Astrophys. J.*, 449, 508, 1995.
61. *D.B.Sanders, I.F.Mirabel*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 34, 749, 1996.
62. *H.L.Joon, L.M.Gyoon, P.Changbom, C.Yun-Young*, 2008arXiv0807.0110H.
63. *J.F.Helmboldt, R.A.M.Walterbos, G.D.Bothun, K.O'Neil*, *Astrophys. J.*, 630, 824, 2005.

RELATIONSHIP OF GALAXIES FROM THE SECOND
BYURAKAN SURVEY TO ZWICKY CLUSTERS. II.
DISCUSSION

M.V.GYULZADIAN, A.R.PETROSIAN, B.McLEAN

Received 10 October 2008

Accepted 11 February 2009

We analyze the data presented in a previous paper by Gyulzadyan and Petrosian, and discuss the results of a statistical investigation of the relationship between SBS galaxies and Zwicky clusters. The main results are that SBS galaxies follow the overall galaxy distribution in clusters and they do not avoid any type of Zwicky cluster. There is significantly higher probability of finding SBS galaxies occurring in medium compact clusters than in open clusters. They also follow the well established morphology-density relation. Earlier morphological type, higher luminosity, larger linear size and redder SBS galaxies tend to found in clusters with higher compactness, or in more compact regions of the clusters. The number distribution of SBS galaxies in Zwicky open clusters probably follows the distribution of normal galaxies. The number distribution of SBS galaxies in medium compact and compact clusters shows two-maxima structure.

Key words: *galaxies:SBS - Zwicky clusters*

1. *Introduction.* Galaxy evolution in different systems depends of its environment. In particular, galaxy-galaxy interactions can induce nuclear activity and/or enhanced star formation in the central region of a galaxy. Despite some contradictory results, observations in general support this idea. A higher rate of nuclear activity or enhanced star formation have been detected in interacting galaxies and in close pairs of galaxies (e.g. [1,2]), and an enhanced number of active galaxies has been found in extreme environments of compact groups (e.g. [3-5]). Studies of the number of components around active and non-active galaxies have reported contradictory results. Some studies [6-8], have found that active galaxies have a higher number of companions than those with non-active galactic nuclei, whilst others [9-11] do not find this excess. Miller et al. [12] find that the fraction of active galaxies is independent of the environment even in clusters. In recent years, a growing number of studies have reported an over-density of X-Ray point sources in the vicinity of clusters relative to field observations (e.g. [13-15]), while other studies (e.g. [16,17]) find no significant difference. Many studies (e.g. [18]) which have reported an over-abundance of X-Ray active galaxies in clusters find evidence that the excess sources are mostly distributed in outer structures of the clusters. There is also evidence that the amplitude of the over-density of these active galaxies increases within the

$0.2 < z < 1.2$ redshift interval [13,15] compared to local galaxies. The findings that active galaxies avoid the densest central regions [19] and prefer outer structures of the clusters is consistent with studies that suggest the large-scale structure surrounding clusters plays a pivotal role in driving galaxy evolution. Several studies at low redshift have found that outer, modest density substructures of clusters, such as groups and filaments, show a reduced number of active galaxies in comparison with high-redshift counterparts [20].

As a result of the high scientific interest in such a fundamental topic as galaxy evolution, there have been many studies trying to understand the effect of the environment on the evolution of the galaxies. The results obtained, even contradictory, add new details in understanding of the problem. Given the complex nature of these interactions, many more are needed to disentangle the effects and achieve a clear understanding of the processes involved. One method to study this problem is to look at the spatial distribution of active and star forming galaxies collected in specific catalogues of these objects. A recent example of this was used by Lee et al [11] who studied the spatial distribution of University of Michigan (UM) emission line galaxies (ELGs). They concluded that UM ELGs are reliable tracers of large-scale structure and they tend to be more isolated when compared to their normal galaxy counterparts. In the past, a similar study was published for the relationship of Markarian galaxies to Zwicky clusters [21,22]. It was shown that Markarian galaxies take part in the tendency of galaxies to cluster and follow the distribution of normal galaxies in the clusters. In order to extend this analysis to a larger sample of fainter and more distant active galaxies, we presented data for all Second Byurakan Survey (SBS) galaxies located within the contours of Zwicky clusters in our first paper [23] (hereafter Paper 1). This paper discusses the data presented in that first paper and reports the results of a statistical investigation on the relationship between SBS galaxies and Zwicky clusters.

2. Expected and observed frequency of SBS galaxies in Zwicky clusters. The overlap in sky coverage of the SBS [24] and Zwicky [25] (CGCG) surveys is approximately 990 sq. degrees. In this common area, excluding already studied Markarian galaxies [21,22], there are 1677 SBS galaxies and 1392 of them have redshifts. If we restrict the volume of space to consider only objects with $z < 0.050$ (near-distance class of Zwicky), this reduces the number of galaxies with known redshifts to 900 (65% of 1392). In this volume there is no any compact cluster and there are 21 open and 16 medium compact clusters with the area coverage shown in Table 1. This table also shows the number of observed SBS galaxies compared to the expected random number of SBS galaxies in the field of these clusters assuming a Poisson distribution. In the last column of Table 1 the numbers of real and probable members of clusters to the numbers of the SBS galaxies which are projected on the clusters are presented. One galaxy SBS1713+524 with radial velocity equal to 7140 km/s is

in near open cluster Zw1718.6+5229 which velocity is not determined (see Table 7 of Paper 1).

Table 1

PREDICTED AND OBSERVED NUMBERS OF SBS GALAXIES IN ZWICKY CLUSTERS

System type	Area, Square degrees	Number of SBS galaxies		
		Expected	Observed	Cluster members /Nonmembers
Open	207	188 ± 14	218	142/75
Medium-compact	154	140 ± 12	240	221/19
All near clusters	361	328 ± 18	458	363/94
Field	629	572 ± 24	442	n/a

As seen in Table 1, the observed numbers of SBS galaxies associated with open Zwicky clusters about 16%, and associated with medium compact clusters about 72% higher than expected from a random distribution. This means that in studied volume SBS galaxies do not avoid open and medium compact Zwicky clusters and about 4.5 times often prefer medium compact systems.

The observed numbers of galaxies are derived using data collected in the different Tables of Paper 1 which includes any association of the SBS galaxies with a Zwicky cluster. For example, Table 1 of Paper 1 presents cases when SBS galaxy is a member of a Zwicky cluster for which a radial velocity has been determined with more than one galaxy. Of 218 SBS galaxies coinciding with "near open" Zwicky clusters 47 (22%) are included in Table 1 of Paper 1 and are members of 12 clusters. Of 240 SBS galaxies, 47 (20%) are included in the same Table and are observed in 6 near medium compact clusters.

SBS galaxies are sometimes members of foreground or background groups of galaxies instead of being associated with the main cluster. Paper 1, Table 3 lists 44 SBS galaxies (20% of 218) which coincide with 9 foreground or background groups of 7 open clusters, and 28 galaxies (12% of 240) coinciding with 6 foreground or background groups of 4 medium-compact clusters. Tables 4 and 5 in Paper 1 lists 39 SBS galaxies (about 4% of total 900) which are probable members of 14 Zwicky clusters but cannot be confirmed because there is either no independent measurement of the cluster redshift using another galaxy, or the difference in velocities between the cluster and SBS galaxy is in the 2000-4000 km/s range. Finally, there are real projection cases for SBS galaxies on the Zwicky clusters. Paper 1, Table 6 lists 75 galaxies (34% of 218) which are projected on 11 open clusters, 19 galaxies (8% of 240) on 5 medium compact clusters.

- It is clear from these and below numbers from Table 2 of Paper 1 that SBS galaxies participate in the clustering of galaxies with an over-density in cluster fields and an under-density in the field when compared to a random distribution. It is interesting to note that SBS galaxies coincide with medium compact clusters with greater probability (92%) than with open ones (65%), which is similar to that found for Markarian [21,22] and Seyfert [6] galaxies.

3. *SBS galaxies associated with substructure in clusters.* A large number of studies of the structure of galaxy clusters has shown that substructure in them is common (e.g. [26,27]) and the fraction of clusters with sub-clusters can exceed 70% [28]. Sub-clusters mostly form bound physical systems (e.g. [29,30]), but cases have also been observed [31] where they form unbound collections of groups or smaller clusters. Usually in such cases, the sub-clusters have velocity differences which are more than 2000 km/s. In Table 2 of Paper 1, the cases in which the SBS galaxies are associated with a sub-cluster in clusters which have two or more values of mean velocity and their differences are more than 2000 km/s. In this sample we have 38 SBS galaxies (17% of 218) in 3 open clusters and 120 (50% of 240) in 3 medium-compact clusters are observed.

4. *SBS galaxies as members of a cluster.* The global properties of clusters of galaxies are correlated with the properties of their individual members which also depend on the location of the galaxies within the clusters. This is illustrated by the well established Dressler [32] morphology-density relation, with a very high fraction of early-type massive galaxies found in compact clusters and in cluster cores. This has been extended to a large range of galaxy density from SDSS [33] and to higher redshift [34]. To consider the properties of SBS galaxies which are members of clusters, we use the sample of Zwicky clusters containing SBS galaxies as real members and with no measured substructure (see Paper 1, Table 1). This sample contains 13 open clusters with 47 SBS galaxies, 11 medium-compact clusters with 54 SBS galaxies and 7 compact clusters with 11 SBS galaxies. In all there are 31 clusters with 112 SBS galaxies. To look at the correlation between properties of 31 Zwicky clusters and their member 112 SBS galaxies the following set of parameters are selected and are presented in Table 2:

- The compactness of the cluster (Cl Type). The coding is: open cluster - 1; medium-compact cluster - 2; compact cluster - 3.
- Absolute value of the difference between radial velocity of cluster and its member SBS galaxy ($|V_d - V_{SBS}|$).
- Distance (r) of SBS galaxy from the center of the cluster, determined by coordinates given in CGCG and calibrated to the effective radius (R) (according to CGCG) of the cluster (r/R).
- Morphological type of the SBS galaxy. The coding is: S0 = -2; S0/a = 0;

Sa = 1; Sab = 2; Sb = 3; Sbc = 4; Sc = 5; Scd = 6; Sd = 7; Sdm = 8; Sm = 9; Im = 10; Compact = 14; merger = 15.

- Absolute blue luminosity of the SBS galaxy (M_B) computed from apparent B magnitude and redshift (z) according to the relation: $M_B = B - 5 \times \log z - 43.01 - 0.24 \times \csc(b^\circ)$,

- Linear major diameter of the SBS galaxy (D) in kpc. .

- $B - R$ integral color ($B - R$) of the SBS galaxy.

- Neighbor count (Nn) within a 50 kpc radius circle around SBS galaxy.

In Table 2, these parameters for SBS galaxies are presented or calculated according to the SBS galaxies database [35]. The Table also includes the Zwicky clusters and their member SBS galaxies names.

Table 2

PROPERTIES OF SBS GALAXIES IN ZWICKY CLUSTERS

Zw cluster	Cl type	SBS	$ V_G - V_{SBS} $	r/R	Morph	$M(B)$	$D(Kpc)$	$B - R$	Nn
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0739.8+4949	2	0744+502	260	0.59	7	-18.67	9.14	0.6	0
		0746+501	340	0.78	0	-19.96	19.52	0.6	0
		0748+499	670	0.94	1	-19.76	19.95	0.8	0
0745.1+5220	2	0748+520	1020	1.54	4	-21.13	41.54	0.9	0
0810.1+5813	2	0805+577	185	1.00	14	-17.97	5.90	0.4	0
		0806+573	145	1.19	5	-18.98	19.03	0.5	0
		0806+579A	85	0.73	5	-20.00	22.80	0.5	1
		0806+579B	205	0.71	3	-18.16	13.78	0.7	1
		0807+581	425	0.40	0	-19.63	19.32	0.6	0
		0808+580A	25	0.39	5	-18.71	22.98	0.6	2
		0808+580B	245	0.28	0	-20.09	24.30	0.7	0
		0808+581A	85	0.33	0	-17.60	9.85	0.7	0
		0808+581B	65	0.29	0	-18.44	11.62	0.7	0
		0808+587	215	0.69	-2	-19.68	18.83	0.7	0
		0809+577	325	0.62	4	-18.73	21.60	0.8	0
		0809+582	425	0.07	4	-19.53	17.66	0.7	0
		0810+581	95	0.10	3	-19.95	33.40	0.5	0
		0810+583A	235	0.17	14	-18.36	11.18	0.7	0
		0810+583B	515	0.12	0	-17.26	8.92	0.4	0
		0810+585	655	0.40	3	-19.93	16.82	0.2	0
		0811+574	55	0.93	3	-18.61	12.49	0.4	0
		0811+583	575	0.29	0	-18.07	10.67	0.4	0
		0811+584	595	0.45	4	-19.65	22.78	0.5	1
		0811+585A	505	0.39	0	-17.78	12.26	0.4	0
		0811+585B	85	0.46	0	-17.70	7.26	0.5	1
		0812+576	595	0.75	3	-19.25	13.57	0.7	0
		0812+577	85	0.74	3	-18.70	12.96	0.6	0
		0812+582	145	0.31	0	-17.88	8.23	0.3	0
		0812+586	235	0.71	0	-17.06	8.13	0.5	0
		0813+578	295	0.74	14	-17.34	5.04	0.7	0
		0814+579A	125	0.77	5	-19.55	27.14	0.4	2
		0814+579B	245	0.74	1	-18.69	9.18	0.4	0
		0814+579C	155	0.76	3	-17.76	16.02	0.5	2

Table 2 (continued)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0822.4+5453	1	0809+549	1090	1.35	14	-18.52	6.92	0.5	0
		0823+550	730	0.17	15	-19.13	14.53	0.4	1
		0853+520	680	0.49	5	-18.30	24.98	0.5	0
0855.0+5248	1	0855+520	880	0.43	0	-18.42	13.16	0.8	0
		0940+569A	660	0.72	14	-21.19	46.07	0.9	0
0941.9+5653	3	0940+569B	240	0.67	5	-21.11	43.80	0.6	0
		0941+565	60	0.90	1	-20.33	36.20	0.8	0
0943.7+5454	2	0941+559	858	1.40	6	-20.03	39.19	0.4	0
		0943+561	492	1.56	15	-16.88	7.69	0.6	0
		0943+563B	858	1.75	-1	-17.93	8.04	0.2	1
		0946+547A	1062	0.56	0	-19.32	27.68	0.8	0
		0946+547B	1212	0.61	0	-18.55	10.22	0.5	1
1012.8+5337	1	0954+515	1243	1.31	0	-18.10	9.44	0.5	1
		0956+524A	827	1.04	1	-21.06	30.67	0.6	0
		0956+524B	1217	1.02	0	-17.89	11.72	0.4	1
		0959+521	1123	0.95	3	-20.78	37.42	0.6	0
		0959+544	883	0.79	0	-19.24	19.32	0.5	0
		0959+549	1273	0.91	1	-19.40	20.80	0.5	0
		1000+535	493	0.68	0	-20.28	31.29	0.7	0
		1001+540	1183	0.65	15	-19.29	21.61	0.5	0
		1002+518	1003	0.91	3	-20.76	29.00	0.6	0
		1002+524	617	0.72	0	-20.90	43.51	0.5	0
1029.3+5736	2	1015+539	433	0.20	3	-19.77	26.70	0.5	0
		1033+541	973	1.19	-1	-20.06	15.74	1.5	0
		1022+573	370	0.86	3	-20.04	19.01	0.6	0
		1028+566	380	0.88	0	-18.72	13.40	0.3	1
1114.3+5457	2	1110+556	300	0.85	-1	-19.34	12.41	0.5	4
		1113+560	480	1.09	15	-19.38	21.71	0.3	1
		1115+554	1140	0.52	3	-20.44	19.05	0.6	0
		1116+538	420	1.10	0	-18.59	27.30	0.3	1
		1117+547	1470	0.43	5	-21.06	46.81	0.8	1
1128.4+5618	3	1129+563	911	0.31	-2	-20.53	28.65	0.7	1
1144.0+5555	3	1145+558	190	0.60	4	-21.34	34.30	0.5	6
1144.6+5452	3	1145+549	72	0.38	-2	-21.69	61.61	0.5	2
1152.4+5805	3	1154+583B	1530	1.21	14	-21.04	39.60	0.7	0
1158.3+5816	3	1156+581	771	0.69	-2	-21.43	50.32	1	0
1158.7+5153	2	1201+520	120	0.82	0	-20.91	31.20	0.4	2
1209.8+5920	2	1210+593	1470	0.09	14	-20.98	35.25	0.6	0
1211.4+6013	2	1212+601A	13	0.13	-2	-21.71	25.09	0.5	1
		1212+601B	253	0.13	-2	-21.14	20.58	0.6	1
1301.9+5001	1	1305+502	1270	0.60	14	-18.81	10.51	0.3	0
		1308+501A	1250	1.03	4	-19.28	17.17	0.5	0
		1310+502	100	1.27	0	-18.54	13.33	0.4	1
1333.8+5931	3	1332+592	720	0.54	-2	-21.36	75.10	0.8	0
		1334+597	1230	0.38	0	-19.91	28.76	0.6	1
		1337+596	270	0.70	0	-20.86	42.19	0.9	0
1341.0+5930	1	1314+605	90	1.04	13	-15.54	3.81	0.4	2
		1319+579A	180	0.97	16	-13.65	1.46	0.6	0
		1319+579B	60	0.97	16	-17.37	7.79	0.3	0
		1341+594	840	0.04	14	-15.97	4.27	0.3	3

Table 2 (the end)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1341.9+5550	2	1344+600	420	0.23	5	-16.00	5.22	0.6	0
		1354+597	840	0.50	14	-16.57	5.77	0.5	2
		1405+550	510	0.29	10	-15.60	5.23	0.7	1
		1405+597	570	0.96	0	-15.13	3.02	0.4	5
1406.4+5513	1	1342+562A	570	1.57	14	-19.46	11.22	0.4	2
		1342+562B	660	1.57	0	-19.17	15.49	0.4	2
		1409+557	390	0.92	1	-16.32	6.90	0.8	1
1429.9+5256	1	1411+546A	150	1.21	10	-15.60	4.83	0.4	0
		1413+573	1170	3.07	10	-16.71	13.65	0.5	0
		1415+578	930	3.89	0	-18.35	18.36	0.6	0
		1423+517	320	1.07	10	-15.94	4.57	0.3	2
		1430+526	640	0.24	15	-16.89	7.33	0.2	2
		1435+516	260	1.07	15	-16.79	7.50	0.4	0
		1436+529A	940	0.67	15	-17.28	9.18	0.2	0
1431.9+6020	1	1436+529B	220	0.76	7	-17.29	7.52	0.4	0
		1437+515	470	1.28	10	-16.79	4.56	0.4	0
		1430+596	180	0.61	10	-16.03	6.09	0.4	1
		1441+610	390	1.07	0	-16.44	5.79	0.5	0
		1445+491	1940	1.48	0	-17.09	5.13	0.4	0
1456.2+4901	1	1452+540	300	0.44	-2	-16.15	8.64	0.4	4
1457.5+5415	1	1507+524	600	1.22	5	-18.47	9.73	0.4	1
		1509+527	660	1.26	0	-17.57	7.36	0.5	0
		1509+555	390	1.15	0	-18.21	32.76	0.5	0
		1616+545	600	1.12	5	-18.68	16.73	0.7	0
1613.8+5632	1	1620+577	1140	0.81	10	-16.99	13.71	0.4	0
1647.6+5337	2	1646+523	370	1.40	-2	-19.63	13.00	0.6	1
		1646+536	350	0.24	0	-19.56	25.10	0.7	0
		1650+535	200	0.49	-2	-19.40	10.22	0.7	1
1730.4+5829	1	1715+579	190	0.83	0	-19.33	23.65	0.6	0

5. Multivariate Analysis of SBS galaxies as members of a cluster.

We have performed a statistical comparison between Zwicky clusters and their member SBS galaxies using a Multivariate Factor Analysis (MFA) to identify correlations between the observed parameters listed in Table 1. The MFA gives a description or explanation of the interdependence of a set of variables in terms of the factors without regard to the observed variability. A detailed description of the MFA method can be found in [36,37]. This method has been used in astronomy by several authors (e.g. [38]). For a comparison of clusters and galaxies properties we choose as initial variables all parameters collected in Table 1. In order to simplify the interpretation of the results, we only present the Varimax orthogonal rotation values for the two most significant factors which contain correlation thresholds higher than 0.4. Table 3 shows the factor loadings, i.e. the correlation coefficients between the initial variables and the factors.

The first factor *F1* which accounts for about 35% of the common dispersion is the combination of Zwicky cluster type, morphology, absolute luminosity,

linear size of the galaxies and their $B-R$ color. More compact clusters are populated with earlier morphological type, higher luminosity, larger linear size and redder galaxies. Since earlier morphological type galaxies have higher luminosity, larger linear diameter and redder optical color (e.g. [39]), this correlation between galaxy parameters and cluster compactness is just a reflection of well determined morphology-density relation [32,33].

Table 3

VARIMAX NORMALIZED FACTOR LOADINGS

Variable	F1	F2
Cl type	0.740	-0.337
$ V_{cl} - V_{SBS} $	0.030	0.756
r/R	-0.246	0.554
Morph	-0.486	0.176
$M(B)$	-0.888	-0.093
D	0.860	0.112
$B-R$	0.610	0.259
Nn	-0.168	-0.596
Accumulated variance	35	53

Factor $F2$, which accounts for about 18% of the common dispersion, combines the absolute value of the difference between radial velocity of cluster and its member SBS galaxy ($|V_{cl} - V_{SBS}|$), the relative distance (r/R) of the SBS galaxy from the center of the cluster and neighbor count (Nn) within a 50 kpc radius circle around the SBS object. Galaxies located closer to the center of the cluster have more neighbors and a lower velocity difference from the mean velocity of the cluster. This correlation also depends on the compactness of the system (correlation coefficient is -0.337) and is more significant in higher compactness clusters. From an observational point of view such a correlation can be expected. A galaxy which is projected closer to the highly populated center of the cluster is more likely to be a physical member, so the galaxy velocity may differ less from the average velocity of the cluster. This tendency may be stronger in more compact clusters.

We compare the distribution of SBS galaxies in different type Zwicky clusters in Fig.1. This shows the distributions of r/R values normalized to the total numbers of galaxies in different type of clusters, with step $\Delta(r/R) = 0.2$. Fig.2 presents cumulative distributions for the same r/R values. As seen from these Figures (and also by $K-S$ test) the distribution of SBS galaxies in open Zwicky clusters is significantly different from that in medium-compact and compact clusters whilst there is not a significant difference between the distribution in medium compact and compact clusters. The SBS galaxies in open Zwicky clusters do not show any concentration in central regions of these

clusters and their distribution probably follows the distribution of normal galaxies [22]. In medium-compact and compact Zwicky clusters SBS galaxies

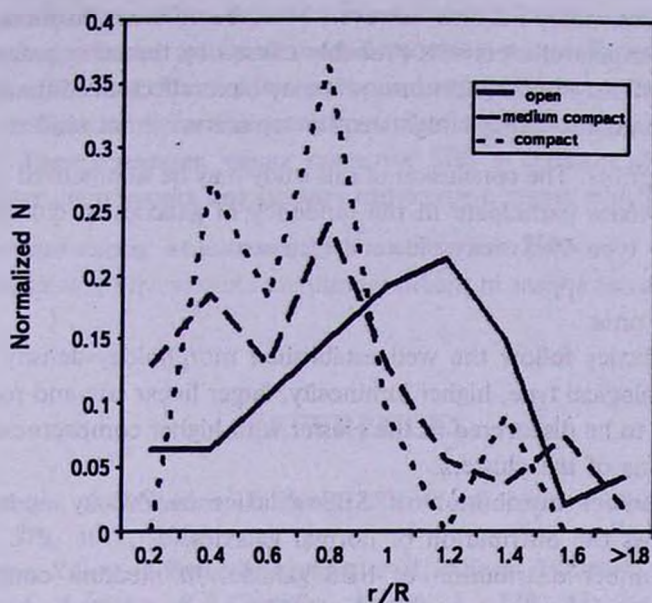


Fig.1. Normalized distribution of SBS galaxies, members of all Zwicky clusters, according to their distance from cluster center.

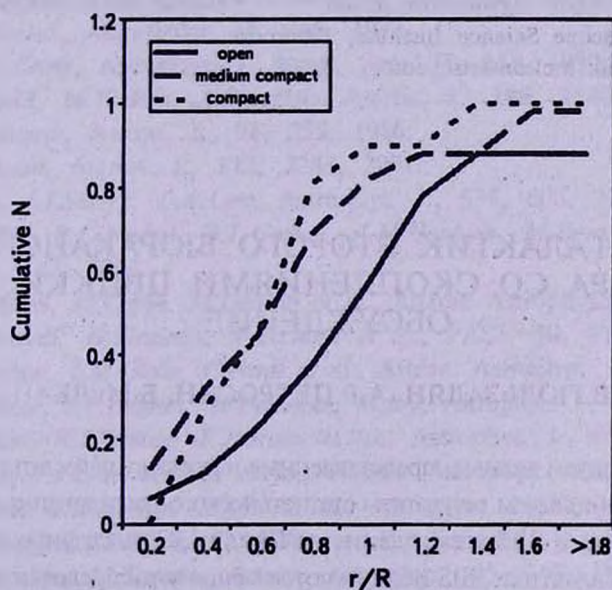


Fig.2. Cumulative distribution of SBS galaxies, members of all Zwicky clusters, according to their distance from cluster center.

distribution shows two maxima structure. The inner maxima are due to significant concentration of SBS galaxies in the central regions of these clusters. The nature of secondary maxima however, could be different for these systems. In medium-compact clusters it is probably caused by the sub-clustering phenomena [40], whilst in compact clusters it may be a reflection of the formation of a shell around the central high-density regions of these clusters [41,42].

6. *Conclusions.* The conclusion of this study may be summarized as follows:

1. SBS galaxies participate in the tendency of galaxies to cluster and do not avoid any type of Zwicky clusters.

2. SBS galaxies appear in medium compact clusters with greater probability than in open ones.

3. SBS galaxies follow the well established morphology-density relation. Earlier morphological type, higher luminosity, larger linear size and redder SBS galaxies prefer to be discovered in the cluster with higher compactness or more compact regions of the clusters.

4. The number distribution of SBS galaxies in Zwicky open clusters probably follows the distribution of normal galaxies.

5. The number distribution of SBS galaxies in medium compact and compact clusters shows two-maxima structure.

V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia, e-mail: mgyulz@bao.sci.am e-mail: artptrs@yahoo.com,
Space Telescope Science Institute, Baltimore,
USA, e-mail: mclean@stsci.edu

СВЯЗЬ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА СО СКОПЛЕНИЯМИ ЦВИККИ. II. ОБСУЖДЕНИЕ

М.В.ГЮЛЬЗАДЯН, А.Р.ПЕТРОСЯН, Б.МКЛЕАН

Мы анализируем данные, представленные в предыдущей статье Гюльзадян и Петросян, и обсуждаем результаты статистического исследования отношений между галактиками SBS и скоплениями Цвикки. Суть главных результатов в следующем: Галактики SBS подчиняются общему распределению галактик в скоплениях, и они не избегают типов скопления Цвикки. Вероятность обнаружения галактик SBS в средних компактных скоплениях значительно выше, чем в открытых скоплениях. Они также хорошо подчиняются установ-

ленному для этих скоплений отношению морфология - плотность. SBS галактики раннего морфологического типа, с более высокой яркостью, с большими линейными размерами и более красным цветом, чаще находятся в скоплениях с более высокой компактностью, или в более компактных областях скоплений. Численное распределение SBS галактик в открытых скоплениях Цвикки вероятнее всего подчиняется распределению нормальных галактик. Распределение числа галактик SBS в средних компактных и компактных скоплениях показывает структуру с двумя максимумами.

Ключевые слова: *галактики:SBS - скопления Цвикки*

REFERENCES

1. *M.S.Alonso, D.G.Lambas, P.Tissera, G.Coldwell*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 375, 1017, 2007.
2. *J.Sabater, S.Leon, L.Verdes-Montenegro et al.*, Astron. Astrophys., 486, 73, 2008.
3. *R.Coziol, A.Iovino, R.R.Carvalho*, Astron. J., 120, 47, 2000.
4. *M.A.Martínez, A. del Olmo, P.Focardi, J.Perea*, ArXiv: astro-ph/0611099v1, 2006.
5. *M.A.Martínez, A. del Olmo, R.Coziol, J.Perea*, Revista Mexicana de Astronnomia y Astrophysica Conference Ser., 32, 164, 2008.
6. *A.R.Petrosian*, Astrofizika, 18, 548, 1982.
7. *J.W.MacKenty*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 72, 231, 1990.
8. *P.Rafanelli, M.Violato, A.Baruffolo*, Astron. J., 109, 1546, 1995.
9. *H.A.Bushouse*, Astron. J., 91, 255, 1986.
10. *H.R.Schmitt*, Astron. J., 122, 2243, 2001.
11. *J.C.Lee, J.J.Salzer, D.A.Law*, Astrophys. J., 536, 606, 2000.
12. *C.J.Miller, R.C.Nichol, P.L.Gomez, A.M.Hopkins, M.Bernardi*, Astrophys. J., 597, 142, 2003.
13. *N.Cappelluti, M.Cappi, M.Dadina et al.*, Astron. Astrophys., 430, 39, 2005.
14. *M.Hudaverdi, H.Kunieda, T.Tanaka et al.*, PASJ, 58, 931, 2006.
15. *M.Branchesi, I.M.Gioia, C.Fanti et al.*, Astron. Astrophys., 462, 449, 2007.
16. *S.M.Molnar, J.P.Hughes, M.Donahue, M.Joy*, Astrophys. J., 573, L91, 2002.
17. *D.-W.Kim, B.J.Wilkes, P.J.Green et al.*, Astrophys. J., 600, 59, 2004.
18. *V.D'Elia, F.Fiore, M.Elvis et al.*, Astron. Astrophys., 422, 11, 2004.
19. *P.Martini, D.D.Kelson, E.Kim et al.*, Astrophys. J., 644, 116, 2006.
20. *P.L.Gomez, R.C.Nichol, C.J.Miller et al.*, Astrophys. J., 584, 210, 2003.
21. *A.R.Petrosian, M.Turatto*, Astron. Astrophys., 65, 349, 1986.
22. *A.R.Petrosian, M.Turatto*, Astron. Astrophys., 163, 26, 1986.
23. *M.V.Gyulzadian, A.Petrosian*, Astrofizika, 51, 423, 2008.
24. *J.A.Stepanian*, Revista Mexicana de Astronnomia y Astrofisica, 41, 155, 2005.

25. F.Zwicky, E.Herzog, P.Wild, M.Karpowicz, C.T.Kowal, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, vol.1-6 (California, Institute of Technology, Pasadena), 1961-1968 (CGCG).
26. F.Flin, J.Krywult, *Astron. Astrophys.*, **450**, 9, 2006.
27. R.H.Donnelly, W.Forman, C.Jones et al., *Astrophys. J.*, **562**, 254, 2001.
28. M.Romella, A.Biviano, A.Pisani et al., *Astron. Astrophys.*, **470**, 39, 2007.
29. F.W.Baier, *Astron. Nachr.*, **305**, 111, 1984.
30. Y.Yang, X.Zhou, Q.Yuan et al., *Astrophys. J.*, **600**, 141, 2004.
31. T.C.Beers, J.P.Huchra, M.J.Geller, *Astrophys. J.*, **264**, 356, 1983.
32. A.Dressler, *Astrophys. J.*, **236**, 351, 1980.
33. T.Goto, C.Yamauchi, Y.Fujita et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **346**, 601, 2003.
34. P.Capak, R.G.Abraham, R.S.Ellis et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **172**, 284, 2007.
35. A.R.Petrosian, M.Gyulzadyan, B.McLean, R.Allen, D.Kunth, in preparation, 2008.
36. A.A.Afifi, S.P.Azen, *Statistical Analysis: A Computer Oriented Approach*. Academic Press, Chicago, 1979.
37. H.H.Harman, *Modern Factor Analysis*, (2nd ed), Univ. of Chicago Press, Chicago, 1967.
38. A.R.Petrosian, R.J.Allen, C.Leitherer et al., *Astron. J.*, **125**, 86, 2003.
39. I.Strateva, Z.Ivezic, G.Knapp et al., *Astron. J.*, **122**, 1861, 2001.
40. F.W.Baier, *Astron. Nachr.*, **304**, 21, 1983.
41. N.A.Bahcall, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **15**, 505, 1977.
42. A.Dekel, J.Shaham, *Astron. Astrophys.*, **85**, 154, 1980.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ
СВЕРХГИГАНТОВ КЛАССОВ F и G

Л.С.ЛЮБИМКОВ, Т.М.РАЧКОВСКАЯ, Д.Б.ПОКЛАД

Поступила 29 декабря 2008

Принята к печати 18 февраля 2009

Методика определения эффективной температуры T_{eff} и ускорения силы тяжести $\log g$ для сверхгигантов классов F и G рассмотрена на примере четырех ярких звезд, а именно: двух F-сверхгигантов - α Lep (F0 Ib) и π Sgr (F2 II), и двух G-сверхгигантов - β Aqr (G0 Ib) и α Aqr (G2 Ib). Во всех четырех случаях параметр $\log g$ находился по высокоточным параллаксам, полученным недавно ван Леоеном в результате новой редукции данных Hipparcos. Благодаря этому резко повысилась точность определяемых значений $\log g$ по сравнению с предыдущими работами. Оценки параметра T_{eff} проконтролированы с помощью аккуратных значений T_{eff} найденных ранее методом инфракрасных потоков (IRFM). В случае ранних F-сверхгигантов этот метод подтверждает хорошую точность определения T_{eff} по бальмеровским линиям и β -индексу. В случае G-сверхгигантов измерения бальмеровских линий затруднены из-за сильного блендирования, и здесь индикаторами T_{eff} служат индексы $[c_1]$ и β . Показано, что использование индексов $[c_1]$ и β дает систематическое различие в значениях T_{eff} ; IRFM подтверждает, что определение T_{eff} по индексу $[c_1]$ является более точным. Основываясь на найденных значениях T_{eff} и $\log g$, мы оценили с помощью эволюционных треков массу M каждой звезды и ее возраст t . По линиям Fe II, нечувствительным к отклонениям от ЛТР, найден параметр микротурбулентности V , и содержание железа. Последнее оказалось близким к содержанию Fe на Солнце. На примере сверхгиганта α Lep обсуждаются некоторые проблемы химического состава таких звезд.

Ключевые слова: *звезды:сверхгиганты:фундаментальные параметры*

1. **Введение.** Недавно в результате сотрудничества между Крымской астрофизической обсерваторией и Техасским университетом США была исследована большая группа молодых ранних В-звезд в окрестности Солнца (Любимков и др. [1-4]). Для анализа отбирались звезды, которые находятся на начальной и самой продолжительной стадии эволюции, когда в ядре звезды происходит горение водорода в CNO-цикле; это стадия Главной последовательности (ГП). Было показано, что массы рассмотренных звезд варьируются в диапазоне от 4 до $19 M_{\odot}$, а их металличность в среднем соответствует солнечной. Основной целью этого проекта был поиск эволюционных изменений в наблюдаемом содержании легких элементов, участвующих в CNO-цикле. В частности, анализ [3] содержания гелия He/H для 100 ранних В-звезд ГП показал, что это содержание с возрастом увеличивается и увеличение He/H особенно значительно для самых массивных В-звезд с массами $M = 12 - 19 M_{\odot}$. В соответствии с предсказаниями теории, обогащение атмосфер В-звезд ГП гелием объясняется перемешиванием,

которое индуцировано вращением звезд (напомним, что для ранних В-звезд характерно быстрое вращение). Такое перемешивание приводит к выносу продуктов CNO-цикла из недр звезды на ее поверхность. Теория предсказывает, что перемешивание в фазе ГП должно влиять на наблюдаемый химический состав и на последующих стадиях эволюции.

Расчеты звездной эволюции показали, что звезды с массами $M = 4 - 19 M_{\odot}$ после выхода из стадии ГП становятся сверхгигантами классов А, F и G. Как продолжение упомянутого выше проекта была поставлена задача исследовать химический состав большой группы AFG-сверхгигантов и сравнить полученные данные с предсказаниями теории. На обсерватории Мак Дональд Техасского университета были получены спектры 90 сверхгигантов классов от В8 до G5, и, таким образом, была создана основа для анализа их химического состава.

Как известно, анализу химического состава звезды предшествует определение двух ее фундаментальных параметров - эффективной температуры T_{eff} и ускорения силы тяжести в звездной атмосфере g (обычно используют величину $\log g$). Параметры T_{eff} и $\log g$ необходимы для расчета модели атмосферы, на основе которой затем определяются содержания химических элементов. Кроме того, с их помощью можно оценить еще такие важные фундаментальные величины как массу звезды M , ее радиус R , светимость L и возраст t . Очевидно, что от надежности параметров T_{eff} и $\log g$ напрямую зависит точность определения химического состава и других характеристик звезды.

Более 60% сверхгигантов нашего списка принадлежат к спектральным классам F и G. Интерес к этим сравнительно холодным звездам, с точки зрения ожидаемых эволюционных изменений в химическом составе, объясняется тем, что наряду с содержаниями C, N и O для них можно определять содержания Li и Na, а также (для G-сверхгигантов) отношение изотопов углерода $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Мы изложим в данной работе нашу методику определения параметров T_{eff} и $\log g$ для F- и G-сверхгигантов.

Анализ значений T_{eff} и $\log g$, опубликованных для таких звезд в литературе, показывает, что даже для ярких сверхгигантов данные разных авторов заметно различаются. В частности, разброс в T_{eff} достигает 500 K, а в $\log g$ - 1.0 dex и более. Имеющиеся оценки T_{eff} и $\log g$, как правило, основаны на сравнении наблюдаемых фотометрических и спектроскопических характеристик с величинами, рассчитанными с помощью моделей атмосфер. Недавно появилась возможность существенно повысить точность определения $\log g$, применив последние данные о звездных параллаксах. Подчеркнем, что речь идет о принципиально иной методике, которая не связана с моделями атмосфер. Мы применим новую редукцию данных спутника Hipparcos [5], которая позволяет значительно повысить точность измеренных параллаксов по сравнению с предыдущим каталогом [6], опубликованным десятью годами ранее.

Мы иллюстрируем нашу методику на примере ~~шести~~ ярких сверхгигантов, два из которых относятся к классу F - α Lep (F0 Ib) и π Sgr (F2 II), а

два других - к классу G - β Aqr (G0 Ib) и α Aqr (G2 Ib). Их параметры T_{eff} и $\log g$ неоднократно оценивались разными авторами, и мы имеем возможность сравнить полученные нами значения с этими оценками. Особый интерес представляют высокоточные значения T_{eff} , найденные ранее методом инфракрасных потоков (IRFM = InfraRed Flux Method). Только для трех F- и G-сверхгигантов из нашего списка нам удалось найти такие данные, конкретно для π Sgr, β Aqr и α Aqr. По этой причине все три звезды были включены в данное исследование.

Основываясь на полученных значениях T_{eff} и $\log g$, мы описываем также определение параметра микротурбулентности V_t и содержания железа [Fe/H]. На примере α Lep мы рассматриваем особенности химического состава таких звезд. В частности, для некоторых элементов обсуждается роль отклонений от ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). Для каждой звезды мы приводим также значения еще двух фундаментальных параметров - массы M и возраста t .

Отметим, что наблюдаемые скорости вращения $\sin i$ этих сверхгигантов малы; для трех из них - α Lep, β Aqr и α Aqr - было получено $\sin i = 8 - 10$ км/с [7], и лишь для π Sgr скорость вращения заметно выше (около 30 км/с). Как известно, при малых значениях $\sin i$ спектры звезд показывают узкие и резкие линии в спектре, которые сравнительно легко поддаются измерениям. В этом отношении случай звезды π Sgr является более трудным, так как более быстрое вращение приводит к заметному блендированию.

2. Некоторые сведения о четырех избранных сверхгигантах и их наблюдениях. Некоторые характеристики избранных сверхгигантов приведены в табл. 1. Здесь указаны их номера HR и HD, спектральный класс, видимая звездная величина m_v , а также межзвездное поглощение A_v , определенное, как и в [2], из m_{vby} -фотометрии. Что касается parallaks π , измеренного Hipparcos, то для сравнения мы представили как старое [6], так и новое [5] значения. Видим, что ошибка в новом значении π для трех звезд в четыре-пять раз меньше, чем в старом. (Отметим, что parallaks здесь дан в миллисекундах дуги, mas). Очень важно, что значительное повышение точности значений π позволяет существенно повысить точность определения

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДОВАННЫХ СВЕРХГИГАНТОВ

Звезда	HR	HD	Sp	m_v	A_v	Parallaks, mas		d , пк
						старый [6],	новый [5]	
α Lep	1865	36673	F0 Ib	2.60	0.01	2.54 ± 0.72	1.47 ± 0.15	680 ± 70
π Sgr	7264	178524	F2 II	2.89	0.17	7.41 ± 0.69	6.41 ± 0.43	156 ± 10
β Aqr	8232	204867	G0 Ib	2.91	0.10	5.33 ± 0.94	6.07 ± 0.23	165 ± 6
α Aqr	8414	209750	G2 Ib	2.95	0.16	4.30 ± 0.83	6.20 ± 0.19	161 ± 5

параметра $\log g$ для таких звезд по сравнению с предыдущими работами.

Как известно, расстояние $d = 1/\pi''$, где d выражено в парсеках, а параллакс π'' - в секундах дуги. Отсюда получаем расстояния d , приведенные в табл. 1 (использованы новые значения параллакса). Видим, что три звезды расположены сравнительно недалеко от Солнца (расстояние d около 160 пк), в то время как сверхгигант α Lep находится значительно дальше.

Спектры звезд были получены на телескопе 2.7-м обсерватории Мак Дональд в следующие даты: α Lep - 19 и 20 декабря 2003г., остальные звезды - в июне 2004г. (по два спектра для каждой звезды). Использовался эшелле-спектрометр с CCD размером 2048x2048, установленный в фокусе куде телескопа. Разрешение составляло $R = 60000$, а отношение сигнал/шум - от 100 до 450.

Редукция спектров была выполнена так же, как в [1]. Измерение эквивалентных ширин W линий металлов проводилось путем интегрирования по профилю линии. В случае более холодных G-сверхгигантов из-за блендирования мы аппроксимировали наблюдаемые профили гауссианой, в то время как в случае более горячих F-звезд такая аппроксимация требовалась лишь для некоторых линий, для остальных использовались непосредственно наблюдаемые профили.

Что касается бальмеровских линий H β и H γ , применяемых при определении T_{eff} и $\log g$, то их удалось надежно измерить лишь в спектрах F-сверхгигантов. При этом, измеряя эквивалентные ширины $W(H\beta)$ и $W(H\gamma)$ мы ввели поправку за протяженность крыльев бальмеровских линий по методу, сходному с описанным в [1]. В случае G-сверхгигантов крылья линий H β и H γ сильно искажены блендами, поэтому выполнить аккуратную оценку $W(H\beta)$ и $W(H\gamma)$ для этих звезд не удастся.

3. Метод определения параметров T_{eff} и $\log g$.

3.1. *Применение фотометрических индексов и бальмеровских линий.* Частично мы применяем здесь ту же методику определения T_{eff} и $\log g$, которая была использована нами в [2] при исследовании B-звезд. Из фотометрических величин мы используем два индекса, которые, как известно, не зависят от межзвездного поглощения. В фотометрической системе UBV это индекс $Q = (U - B) - 0.72(B - V)$, а в системе $uvby$ -индекс $[c_1] = c_1 - 0.20(b - u)$. Кроме того, мы привлекаем еще β -индекс, который связан с поглощением в линии H β . Наблюдаемые значения Q , $[c_1]$ и β находятся с помощью каталога [8]. Из спектроскопических данных мы, как и в [2], применяем эквивалентные ширины W бальмеровских линий H β и H γ . Как отмечено выше, измерить $W(H\beta)$ и $W(H\gamma)$ удастся лишь в спектрах F-сверхгигантов, в то время как в спектрах более холодных G-сверхгигантов эти линии подвержены значительному блендированию.

Перечислим работы, из которых находились теоретические значения

указанных величин, поскольку они нужны для сравнения с наблюдаемыми значениями. Расчеты эквивалентных ширин $W(H\beta)$ и $W(H\gamma)$ для ряда табличных моделей атмосфер приведены у Куруца [9]. Расчеты показателей цвета в системах UBV и $uvby$, необходимые для вычисления индексов Q и $[c_1]$, выполнили Кастелли и Куруц [10]. Теоретические значения β -индекса взяты у Кастелли и Куруца [11].

Идея состоит в том, что наблюдаемые величины Q , $[c_1]$, β , $W(H\beta)$ и $W(H\gamma)$ сравниваются с величинами, вычисленными на основе моделей атмосфер. Добиваясь совпадения наблюдаемых и теоретических значений, мы получаем для каждой из пяти перечисленных величин некоторый набор пар чисел T_{eff} и $\log g$. Используя такие пары T_{eff} и $\log g$ отдельно для Q , $[c_1]$, β , $W(H\beta)$ и $W(H\gamma)$, мы строим на плоскости $T_{\text{eff}} - \log g$ для каждой величины соответствующую кривую. Каждая такая кривая является геометрическим местом точек $(T_{\text{eff}}, \log g)$, где наблюдаемое значение соответствующей величины (например, индекса Q) совпадает с вычисленным значением. Отметим, что описанный метод является стандартным и он нередко используется в литературе.

На рис.1 в качестве примера показана диаграмма $T_{\text{eff}} - \log g$ для F-сверхгиганта α Lep. Видно, что в этом случае бальмеровские линии и β -индекс являются хорошими индикаторами T_{eff} , а индексы Q и $[c_1]$ - индикаторами $\log g$. Соответствующие кривые на диаграмме пересекаются в компактной области значений T_{eff} и $\log g$, которая дает для α Lep следующие предварительные параметры атмосферы: $T_{\text{eff}} = 6850$ K и $\log g = 1.40$. Более

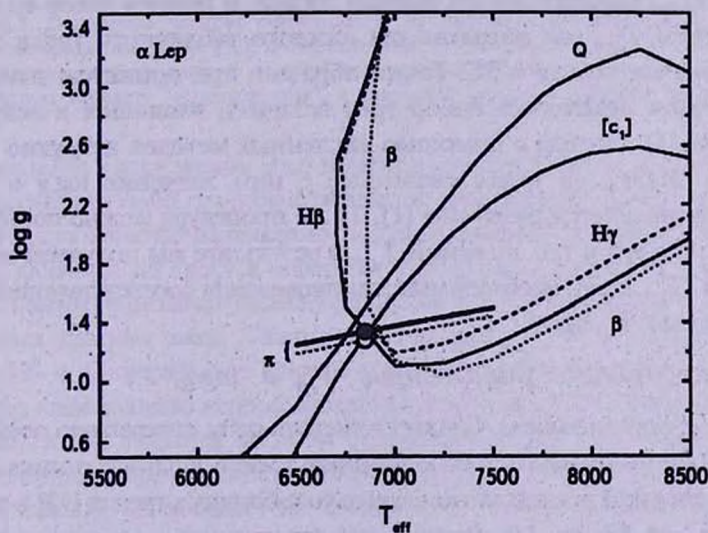


Рис.1. Диаграмма для определения параметров T_{eff} и $\log g$ сверхгиганта α Lep (F0 Ib). Для параллакса π представлены две линии: жирная сплошная линия соответствует варианту "основной трек", штриховая - варианту "петля" (см. комментарии в тексте). Полученные при этом значения T_{eff} и $\log g$ показаны соответственно зачерненным и открытым кружками.

детально эта диаграмма обсуждается ниже.

3.2. Применение параллаксов. Новым в нашей методике является привлечение для определения T_{eff} и $\log g$ звездных параллаксов. Важно, что этот метод не зависит от моделей атмосфер и после ревизии данных Hipparcos [5] позволяет существенно повысить точность определения $\log g$ по сравнению со стандартной методикой.

Используем следующее известное соотношение (см., например, [2]):

$$\log d = -5.25 + 0.5 \log M/M_{\odot} + 2 \log T_{\text{eff}} + 0.5 \log g + 0.2 m_V - 0.2 A_V + 0.2 BC.$$

Здесь d - расстояние до звезды в парсеках, $M/M_{\odot}$ - масса звезды в массах Солнца, m_V - видимая звездная величина, A_V - межзвездное поглощение, BC - болометрическая поправка. Учитывая, что $d = 1/\pi''$, перепишем это равенство в более удобном для нас виде:

$$\log g - \log M/M_{\odot} - 0.4 BC = -10.50 + 4 \log T_{\text{eff}} + 2 \log \pi'' + 0.4 m_V - 0.4 A_V. \quad (1)$$

Если эффективная температура T_{eff} задана, правая часть этого уравнения является по томиной величиной, так как значения π'' , m_V и A_V известны из наблюдений. Левая часть является переменной величиной, куда входят искомый параметр $\log g$ и связанные с ним величины $M/M_{\odot}$ и BC .

Для решения уравнения (1) необходимо знать массу $M/M_{\odot}$; мы определяем ее с помощью теоретических эволюционных треков [12]. Как известно, каждый трек задан величиной $M/M_{\odot}$. Задав некоторый диапазон масс $M/M_{\odot}$, ожидаемый для данной звезды, и приняв какое-то значение температуры T_{eff} , мы находим для каждого табличного трека с массой $M/M_{\odot}$ значения $\log g$ и BC . Таким образом, при принятом значении T_{eff} мы получаем некоторый набор трех величин, входящих в левую часть уравнения (1). Отсюда с помощью численных методов нетрудно найти то значение $M/M_{\odot}$, а также связанные с ним значения $\log g$ и BC , для которых выполняется равенство (1). Ту же процедуру можно повторить для второго, третьего и т.д. значений T_{eff} . В результате мы получаем несколько пар чисел (T_{eff} , $\log g$), необходимых для проведения соответствующей кривой на диаграмме $T_{\text{eff}} - \log g$.

4. Определение параметров T_{eff} и $\log g$.

4.1. F-сверхгиганты. Следует отметить одну интересную особенность, касающуюся применения эволюционных треков в случае ранних F-сверхгигантов. На рис.2 представлено несколько табличных треков [12] в интервале $\log M/M_{\odot}$ от 0.6 до 1.2. Видим, что характерной особенностью треков является наличие петли в области $\log g = 1-2$, что как раз соответствует сверхгигантам. Петля слабо выражена для трека с $\log M/M_{\odot} = 0.6$, но с ростом массы $M/M_{\odot}$ она становится все более протяженной. Например, при $\log M/M_{\odot} = 1.0$, т.е. при $M = 10 M_{\odot}$ петля простирается от $T_{\text{eff}} = 3500$ K почти до $T_{\text{eff}} = 10000$ K (наличие петли связано с конвекцией в звезде). Таким

образом, эволюцию звезды с массой $M = 10 M_{\odot}$ можно вкратце описать так.

Как видно из рис.2, стадию ГП такая звезда заканчивает как гигант класса В с параметрами $T_{\text{eff}} \approx 20000 \text{ K}$ и $\log g \approx 3.5$. После завершения фазы ГП звезда быстро движется по треку слева направо, проходя последовательно стадии яркого В-гиганта (класс светимости III и II), позднего В-сверхгиганта, а затем А-, F- и G-сверхгиганта. В это время в звезде происходит горение водорода в слоевом источнике. Когда на треке в правой части диаграммы достигается наивысшая точка (при $T_{\text{eff}} \approx 3500 \text{ K}$ и $\log g \approx 0.0$), начинается

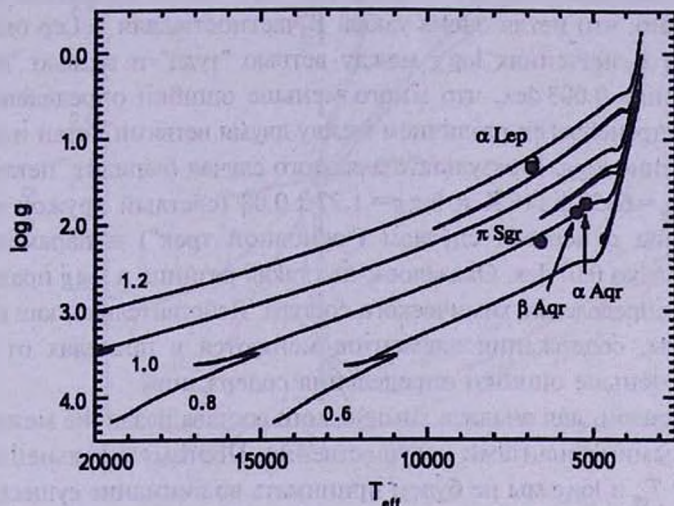


Рис.2. Положение четырех сверхгигантов на эволюционной диаграмме. Показаны четыре эволюционных трека [12], соответствующие массам $\log(M/M_{\odot})$ от 0.6 до 1.2 dex. Для сверхгиганта $\alpha \text{ Lep}$, как и на рис.1, представлены два случая: зачерченный кружок соответствует варианту "основной трек", а открытый кружок - варианту "петля".

горение гелия в ядре звезды. Этот момент в эволюции звезды сопровождается возникновением глубокого перемешивания и, как следствие, выносом продуктов термоядерного синтеза на поверхность (так называемый "first dredge-up"). Затем звезда движется по треку в обратном направлении в сторону голубых А-сверхгигантов, описывает упомянутую петлю и снова возвращается в область холодных красных звезд. Таким образом, звезда с $M = 10 M_{\odot}$ проходит стадию F- и G-сверхгиганта трижды, а именно: в первый раз, когда движется по треку слева направо непосредственно после завершения стадии ГП, и еще два раза, когда движется по петле от красных звезд к голубым и обратно.

Описанная картина имеет непосредственное отношение к сверхгиганту $\alpha \text{ Lep}$, так как он попадает на диаграмме в область упомянутых петель (рис.2). Сначала мы предположили, что $\alpha \text{ Lep}$ впервые проходит стадию F-сверхгиганта (это вариант "основной трек"); тогда по параллаксу π изложенным выше методом мы получили на рис.1 соответствующую линию

(почти прямую). Интересно, что при фиксированной эффективной температуре T_{eff} неопределенность в параллаксе π приводит к ошибке в $\log g$ всего лишь ± 0.06 dex. Поскольку точность определения $\log g$ этим методом высока, постольку мы считали параллакс π главным индикатором $\log g$. Тогда мы нашли для α Lep следующие параметры: $T_{\text{eff}} = 6850 \pm 80$ K и $\log g = 1.34 \pm 0.07$ (черный кружок на рис.1 и 2). Отметим, что эти параметры очень близки к полученным выше предварительным значениям $T_{\text{eff}} = 6850$ K и $\log g = 1.40$.

Далее мы предположили, что α Lep попадает на петлю какого-то трека. Из рис.2 видно, что петля очень узкая. В частности, для α Lep оказалось, что различие в значениях $\log g$ между ветвью "туда" и ветвью "обратно" составляет лишь 0.003 dex, что много меньше ошибки определения $\log g$. Поэтому мы пренебрегли различием между двумя ветвями петли и приняли среднее значение $\log g$. В результате для этого случая (вариант "петля") было получено: $T_{\text{eff}} = 6850 \pm 110$ K и $\log g = 1.27 \pm 0.08$ (светлый кружок на рис.1 и 2). Различие с первым случаем ("основной трек") в параметре $\log g$ составляет только 0.07 dex. Оказалось, что такая разница в $\log g$ практически не влияет на определение химического состава. Действительно, как показали наши расчеты, содержания элементов меняются в пределах от 0.00 до 0.05 dex, что меньше ошибки определения содержаний.

Таким образом, для анализа химического состава различие между двумя рассмотренными вариантами несущественно. Поэтому в дальнейшем при определении T_{eff} и $\log g$ мы не будем принимать во внимание существование петель, т.е. будем рассматривать только вариант "основной трек".

В отношении ранних F-сверхгигантов следует также отметить, что при использовании диаграмм $T_{\text{eff}} - \log g$, как было показано в [13,14], может иметь место неоднозначность в определении параметров T_{eff} и $\log g$. Как видно из рис.1, это связано с тем, что зависимость $\log g$ от T_{eff} для представленных кривых не является монотонной. Действительно, с увеличением T_{eff} кривые для H β , H γ и β проходят через минимум, а кривые для Q и $[c_1]$ - через максимум, так что кроме компактной области пересечения линий вблизи $T_{\text{eff}} = 6850$ K имеется еще широкая область пересечений в интервале T_{eff} между 8000 и 8600 K. Мы исключаем вторую возможность по двум причинам: а) слишком высокие значения T_{eff} для сверхгиганта класса F, противоречащие всем имеющимся оценкам T_{eff} для α Lep; б) слишком большая неопределенность в T_{eff} и $\log g$, указывающая на малую вероятность этого варианта.

На рис.3 представлена диаграмма $T_{\text{eff}} - \log g$ для F-сверхгиганта π Sgr. В целом она очень похожа на диаграмму для α Lep (рис.1). Кривые, соответствующие балмеровским линиям H β и H γ и фотометрическому индексу β , достаточно близки между собой и являются хорошими индикаторами T_{eff} . Кривые, соответствующие индексам Q и $[c_1]$, служат индикаторами $\log g$; они образуют компактную область пересечения с кривыми H β , H γ и β . Через ту же область проходит линия параллакса π (жирная прямая на рис.3). При

фиксированной эффективной температуре T_{eff} параллакс дает для этой звезды значение $\log g$ с ошибкой всего лишь $\pm 0.04 \text{ dex}$. Как и в случае $\alpha \text{ Lep}$, мы считаем параллакс главным индикатором $\log g$. Тогда мы получаем для $\pi \text{ Sgr}$ следующие параметры: $T_{\text{eff}} = 6590 \pm 50 \text{ K}$ и $\log g = 2.21 \pm 0.05$ (см. соответствующие черные кружки на рис.3 и 2). Отметим, что приведенная нами ошибка в значениях $\log g$ для обоих F-сверхгигантов учитывает как неопределенность в параллаксе, так и разброс точек пересечения на диаграмме $T_{\text{eff}} - \log g$.

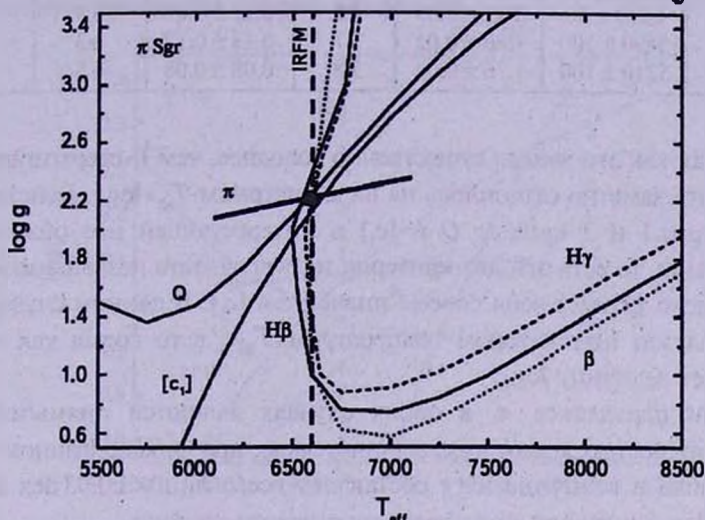


Рис.3. Диаграмма для определения параметров T_{eff} и $\log g$ сверхгиганта $\pi \text{ Sgr}$ (F2 II). Зачерненный кружок соответствует принятым параметрам. Вертикальная штриховая линия задает температуру $T_{\text{eff}} = 6603 \text{ K}$, полученную с помощью IRFM.

Как уже отмечалось, $\pi \text{ Sgr}$ - один из трех сверхгигантов нашего списка, для которых имеется довольно точное определение эффективной температуры методом IRFM. Согласно [15], этот метод дал $T_{\text{eff}} = 6603 \pm 68 \text{ K}$. Этой величине соответствует вертикальная штриховая прямая на рис.3. Видим, что значение IRFM находится в прекрасном согласии с нашей оценкой T_{eff} . Тем самым подтверждается надежность нашей методики.

Основываясь на полученных значениях T_{eff} и $\log g$ и применяя эволюционные расчеты [12], мы определили для F-сверхгигантов $\alpha \text{ Lep}$ и $\pi \text{ Sgr}$ массу M и возраст t . Эти фундаментальные параметры приведены в табл.2 наряду с T_{eff} и $\log g$.

4.2. G-сверхгиганты. Как уже отмечалось, в случае G-сверхгигантов бальмеровские линии H β и H γ не поддаются надежному измерению из-за блендирования. Поэтому в данном случае диаграммы $T_{\text{eff}} - \log g$ строились по фотометрическим индексам Q , $[c_1]$ и β . Такие диаграммы для G-сверхгигантов $\beta \text{ Aqr}$ и $\alpha \text{ Aqr}$ представлены на рис.4 (они весьма схожи между

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДОВАННЫХ СВЕРХГИГАНТОВ

Звезда	T_{eff} , К	$\log g$	V_r , км/с	[Fe/H]	$M / M_{\odot}$	t , 10^6 лет
α Lep	6850 ± 80	1.34 ± 0.07	3.7	0.02 ± 0.11	13.8	13
π Sgr	6590 ± 50	2.21 ± 0.05	3.2	-0.12 ± 0.09	5.8	69
β Aqr	5490 ± 100	1.86 ± 0.05	3.7	0.18 ± 0.12	6.3	56
α Aqr	5210 ± 100	1.76 ± 0.04	3.8	0.08 ± 0.08	6.5	53

собой). Так как эти звезды существенно холоднее, чем F-сверхгиганты α Lep и π Sgr, это заметно отразилось на виде диаграмм $T_{\text{eff}} - \log g$. Действительно, если на рис.1 и 3 кривые Q и $[c_1]$ в интересующей нас области почти параллельны, то есть эти два критерия нельзя считать независимыми, то на рис.4 индекс Q ведет себя совсем иначе, чем $[c_1]$. В данном случае кривые $[c_1]$ и β служат индикатором температуры T_{eff} , в то время как кривая Q определяет величину $\log g$.

Линии параллакса π в обоих случаях являются прямыми. Они с высокой точностью задают $\log g$; действительно, при фиксированном значении T_{eff} ошибка в величине $\log g$ составляет всего лишь ± 0.03 dex для β Aqr и ± 0.02 dex для α Aqr.

Из рис.4 видно, что на обеих диаграммах линия π пересекает кривые $[c_1]$ и β в точках, существенно различающихся по температурам T_{eff} ; при этом индекс β указывает на более высокое значение T_{eff} . Рассмотрение других G-сверхгигантов из нашего списка показало, что такая ситуация является для них типичной, а именно: для большинства этих звезд на их диаграммах $T_{\text{eff}} - \log g$ индекс β дает более высокую температуру T_{eff} , чем индекс $[c_1]$. Возможно ли отдать предпочтение какому-то из этих индексов? В случае сверхгигантов β Aqr и α Aqr ответить на этот вопрос помогает тот факт, что для них имеется высокоточное определение T_{eff} с помощью IRFM. Согласно [16], этот метод дал $T_{\text{eff}} = 5474 \pm 27$ К для β Aqr и $T_{\text{eff}} = 5206 \pm 31$ К для α Aqr. Этим величинам соответствуют вертикальные штриховые прямые на рис.4. Видим, что они практически проходят через точки пересечения линий π и $[c_1]$. Отсюда следует, что при определении T_{eff} для G-сверхгигантов следует опираться на индекс $[c_1]$, в то время как использование индекса β может привести к завышению T_{eff} . Можно предположить, что расчеты [11] индекса β в случае G-сверхгигантов недостаточно точны (в спектрах этих холодных звезд имеется сильное блендирование, и, возможно, в [11] оно не было полностью учтено).

Итак, мы нашли параметры T_{eff} и $\log g$ для β Aqr и α Aqr как координаты пересечения линий π и $[c_1]$ (черные кружки на рис.4). Эти значения T_{eff} и $\log g$ приведены в табл.2. Там же представлены значения массы M и

возраста t , полученные с помощью эволюционных расчетов [12].

Для каждого из четырех сверхгигантов, основываясь на найденных параметрах T_{eff} и $\log g$, мы рассчитали соответствующую модель атмосферы. Для этого была применена программа ATLAS9 Куруза [9], учитывающая покровный эффект за счет миллионов линий. Сначала модели атмосфер были вычислены при значении параметра микротурбулентности $V_t = 2 \text{ км/с}$; затем они были пересчитаны при тех значениях V_t , которые были определены для каждой звезды (см. следующий раздел).

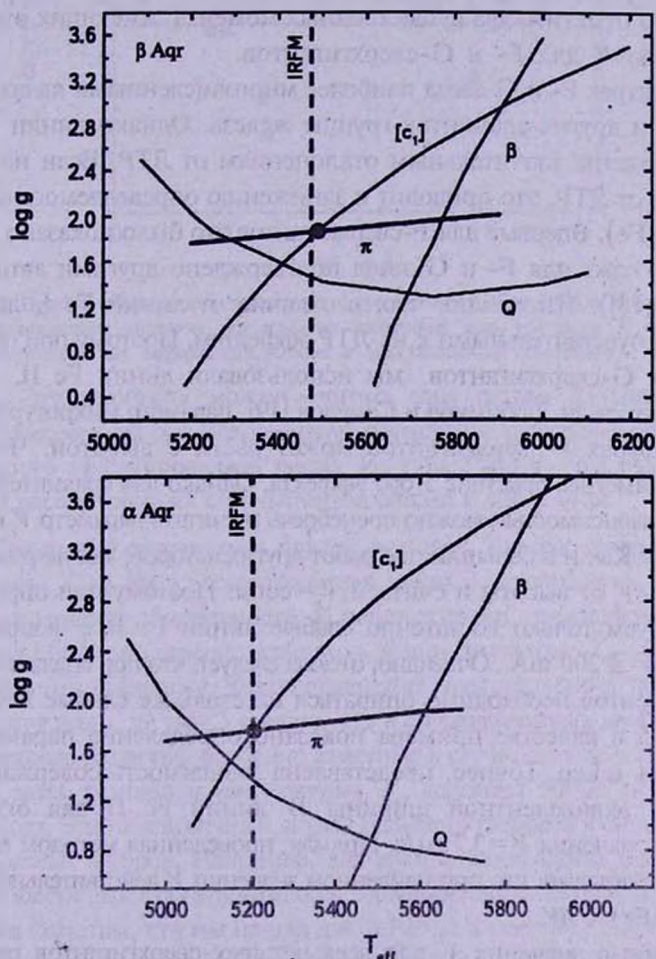


Рис.4. Диаграмма для определения параметров T_{eff} и $\log g$ сверхгигантов $\beta \text{ Aqr}$ (G0 Ib) и $\alpha \text{ Aqr}$ (G2 Ib). Зачерненные кружки соответствуют принятым параметрам (это точки пересечения линий параллакса π и индекса $[c_i]$). Вертикальные штриховые линии задают значения T_{eff} , полученные с помощью IRFM, а именно: $T_{\text{eff}} = 5474 \text{ K}$ для $\beta \text{ Aqr}$ и $T_{\text{eff}} = 5206 \text{ K}$ для $\alpha \text{ Aqr}$.

5. Параметр микротурбулентности V_t и содержание железа.

Параметры T_{eff} и $\log g$ задают модель атмосферы звезды, на основе которой находятся содержания химических элементов. Для анализа химического состава необходимо знать еще одну величину - параметр (скорость) микротурбулентности V_t . Эту величину мы определяем по стандартной методике, а именно: для достаточно многочисленных линий какого-нибудь атома или иона подбирается такое значение V_t , для которого отсутствует систематический ход содержаний $\log \epsilon$ с ростом эквивалентной ширины W . Необходимо отметить два существенных момента, имеющих отношение к определению V_t для F- и G-сверхгигантов.

1) В спектрах F- и G-звезд наиболее многочисленными являются линии Fe I, Fe II и других элементов группы железа. Однако линии Fe I могут быть подвержены значительным отклонениям от ЛТТР. Если не учитывать отклонения от ЛТТР, это приводит к занижению определяемого содержания железа $\log \epsilon(\text{Fe})$. Впервые для F-сверхгигантов это было показано Боярчуком и др. [17], позже для F- и G-звезд подтверждено другими авторами (см., например, [18]). Интересно, что, в отличие от линий Fe I, линии Fe II оказались нечувствительными к не-ЛТТР эффектам. Поэтому при определении V_t для F- и G-сверхгигантов мы использовали линии Fe II.

2) Как показали Любимков и Самедов [19], параметр микротурбулентности V_t в атмосферах F-сверхгигантов может расти с высотой. Чем сильнее линия, тем заметнее действие этого эффекта. Однако для сравнительно слабых линий этой зависимостью можно пренебречь и считать параметр V_t в атмосфере постоянным. Как и в большинстве работ других авторов, мы не рассматриваем зависимость V_t от высоты и считаем $V_t = \text{const}$. Поэтому при определении V_t мы используем только достаточно слабые линии Fe II с эквивалентными ширинами $W \leq 200 \text{ mÅ}$. Очевидно, отсюда следует, что при анализе содержаний других элементов необходимо опираться на столь же слабые линии.

На рис.5 в качестве примера показано определение параметра V_t для сверхгиганта $\alpha \text{ Lep}$. Точнее, представлена зависимость содержания железа $\log \epsilon(\text{Fe})$ от эквивалентной ширины W линий Fe II для окончательно выбранного значения $V_t = 3.7 \text{ км/с}$. Прямая, проведенная методом наименьших квадратов, показывает, что при найденном значении V_t действительно отсутствует тренд $\log \epsilon(\text{Fe})$ с W .

Полученные значения V_t для всех четырех сверхгигантов приведены в табл.2. Видим, что они варьируются в довольно узком диапазоне - от 3.2 до 3.8 км/с. Ошибка определения V_t по нашей оценке не превышает $\pm 0.3 \text{ км/с}$.

При анализе V_t по линиям Fe II одновременно находится содержание железа $\log \epsilon(\text{Fe})$. Отметим, что эта величина, а также рассмотренные ниже содержания других элементов даются в обычной логарифмической шкале, где для водорода принято $\log \epsilon(\text{H}) = 12.00$. Мы приводим в табл.2 разность между содержаниями железа в звезде и на Солнце, т.е. величину $[\text{Fe}/\text{H}] =$

$= \log \epsilon(\text{Fe}) - \log \epsilon_{\odot}(\text{Fe})$. Для Солнца мы приняли содержание $\log \epsilon_{\odot}(\text{Fe}) = 7.45$, полученное Асплундом и др. [20] на основе трехмерной гидродинамической модели солнечной атмосферы (так называемая 3D-модель). Следует отметить, что величина $[\text{Fe}/\text{H}]$ часто используется как показатель металличности

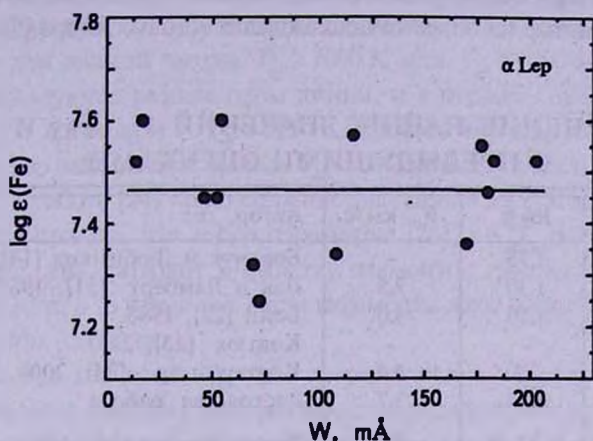


Рис.5. Пример определения параметра микротурбулентности V_t . Как показывает прямая линия, проведенная методом наименьших квадратов, при значении $V_t = 3.7$ км/с для α Lep отсутствует ход содержания железа с эквивалентной шириной.

звезды. Эту величину можно считать еще одним фундаментальным параметром, так как она характеризует содержание металлов в том веществе, из которого сформировалась звезда. Из табл.2 видно, что металличность четырех рассмотренных сверхгигантов близка к солнечной.

6. *Сравнение с оценками других авторов.* Так как фундаментальные параметры T_{eff} и $\log g$ рассмотренных ярких сверхгигантов, а также их параметр микротурбулентности V_t неоднократно определялись другими авторами, было интересно сравнить наши значения T_{eff} , $\log g$ и V_t с предыдущими оценками. Такое сравнение представлено в табл.3.

Прежде всего, из табл.3 следует, что в опубликованных данных имеются существенные различия, особенно заметные в случае звезды α Lep. Действительно, здесь разница в температурах T_{eff} достигает 500 K, а в значениях $\log g$ - 1.2 dex. Это не единичный случай большого разброса в определениях T_{eff} и $\log g$ разных авторов. Например, для яркого сверхгиганта α Per (F5Ib) по данным шести работ обнаруживаются вариации $\log g$ от 2.0 [24] до 0.6 [26], т.е. на 1.4 dex (заметим, что мы нашли для α Per по параллаксу $\log g = 1.90 \pm 0.04$).

Рассмотрим случай α Lep несколько подробнее. Как видно из табл.3, здесь значения T_{eff} можно разделить на две группы. Оценка Лака и Ламберта [21] и наше значение T_{eff} указывают на сравнительно низкую температуру звезды - 7000 и 6850 K соответственно (отметим также хорошее согласие с [21] в значении $\log g$). В других работах получены более высокие температуры -

от 7300 до 7500 К, которые, по нашему мнению, являются завышенными. В частности, в работе [14] были использованы старые модели атмосфер Куруца [27]; из тех же расчетов [27] брались эквивалентные ширины W бальмеровских линий и фотометрические индексы. Мы применяем сейчас значения W и индексы, основанные на более точных моделях того же автора [9]. Сравнение

Таблица 3

**СРАВНЕНИЕ НАШИХ ЗНАЧЕНИЙ T_{eff} , $\log g$ И V_t
С ПРЕДЫДУЩИМИ ОЦЕНКАМИ**

Звезда	T_{eff}	$\log g$	V_t , км/с	Автор, год
α Lep	7300	1.75	-	Боярчук и Любимков [14], 1984
	7000	1.30	2.5	Лак и Ламберт [21], 1985
	7400	1.10	4.0	Венн [22], 1995
	7500	-	-	Ковтюх [23], 2007
	7500	2.3	4.4	Ковтюх и др. [24], 2008
	6850	1.34	3.7	настоящая работа
π Sgr	6. 25	2.7(1.5)	3.2	Лак и Вепфер [25], 1995
	6603	-	-	Рамирес и Мелендес [15], 2005 - IRFM
	6710	-	-	Ковтюх [23], 2007
	6590	2.21	3.2	настоящая работа
β Aqr	5350	1.15	3.5	Лак и Ламберт [21], 1985
	5474	-	-	Блеквелл и Линас-Грей [16], 1998 - IRFM
	5466	-	-	Ковтюх [23], 2007
	5431	1.6	4.15	Ковтюх и др. [24], 2008
	5490	1.86	3.7	настоящая работа
α Aqr	5250	1.15	3.5	Лак и Ламберт [21], 1985
	5206	-	-	Блеквелл и Линас-Грей [16], 1998 - IRFM
	5210	-	-	Ковтюх [23], 2007
	5199	1.4	3.55	Ковтюх и др. [24], 2008
	5210	1.76	3.8	настоящая работа

[9] и [27] показывает, что старые ширины W бальмеровских линий заметно меньше новых, и это привело в работе [14] к завышению определяемых параметров T_{eff} и $\log g$ для α Lep. Кроме того, в [14] использовалось ионизационное равновесие по линиям Fe I - Fe II и Cr I - Cr II, причем расчеты этих линий выполнялись в приближении ЛТР. Это тоже привело к некоторому завышению T_{eff} и $\log g$, так как в вычислениях линий Fe I и Cr I необходимо было учесть отклонения от ЛТР.

Представляет интерес метод Ковтюха [23,24] определения эффективной температуры T_{eff} сверхгигантов классов F, G и K. Этим автором для α Lep было найдено самое высокое значение $T_{\text{eff}} = 7500$ К в табл.3. Данный метод позволяет определять T_{eff} , основываясь на отношениях центральных интенсивностей специально подобранных пар линий с разными потенциалами возбуждения. Существенны два момента: 1) метод прокалиброван по ряду

сверхгигантов с известными эффективными температурами T_{eff} , определенными другими авторами, т.е. он не дает независимой оценки T_{eff} ; 2) для применения метода требуется задать ожидаемый интервал значений T_{eff} . Последнее обстоятельство, как оказалось, имеет решающее значение в случае сверхгиганта α Lep. Действительно, результаты резко отличаются в зависимости от того, принять ли для данной звезды $T_{\text{eff}} > 7000$ К или $T_{\text{eff}} < 7000$ К. Для этих двух случаев используются разные пары линий, и в первом случае мы получили $T_{\text{eff}} = 7510$ К, а во втором - $T_{\text{eff}} = 6950$ К. Видно, что данный метод не дает для звезды α Lep однозначной оценки T_{eff} . Отметим, что следствием завышенной оценки T_{eff} в работе [24] стало сильное завышение $\log g$. Как показали наши расчеты, если принять для α Lep параметры [24], т.е. $T_{\text{eff}} = 7500$ К, $\log g = 2.30$ и $V_t = 4.4$ км/с, это приводит к избытку элементов группы железа (Fe, Cr и Mn) на 0.2-0.3 dex, в то время как наши параметры дают нормальное содержание этих элементов (см. ниже).

Что касается значений T_{eff} для сверхгигантов π Sgr, β Aqr и α Aqr, то для этих трех звезд наиболее важным является тот факт, что наше определение T_{eff} для них находится в прекрасном согласии с высокоточными оценками T_{eff} , полученными с помощью IRFM [15,16]. Максимальное расхождение с другими работами составляет -235 К для π Sgr, +140 К для β Aqr и -40 К для α Aqr; это разница с данными [25] и [21]. Оно меньше или сравнимо с ошибками определения T_{eff} в этих работах. Отметим также, что, в отличие от случая α Lep, для G-сверхгигантов β Aqr и α Aqr значения T_{eff} в работах [23,24] очень хорошо согласуются с нашими результатами.

Существенные расхождения с предыдущими оценками имеют место в значениях ускорения силы тяжести $\log g$. Как видно из табл.3, различие может достигать 0.7 dex (β Aqr) и даже почти 1.0 dex (α Lep). Это существенно превышает ошибку ± 0.3 dex, указанную в работе [21], и совсем не соответствует неопределенности ± 0.1 dex, заявленной в работе [24]. Все сказанное еще раз подтверждает, насколько актуальным является предложенное нами аккуратное определение параметра $\log g$ на основе новых значений параллаксов [5].

Значения параметра микротурбулентности V_t , найденные нами, обычно хорошо согласуются с предыдущими оценками (табл.3). Исключением является оценка $V_t = 2.5$ км/с, полученная в [21] для α Lep. По-видимому, она является заниженной. Напомним, что неопределенность в наших значениях V_t составляет ± 0.3 км/с.

7. Химический состав. Мы не ставили задачу исследовать детально химический состав всех четырех сверхгигантов. В последующих публикациях мы планируем выполнить анализ химического состава не четырех, а около 50 F- и G-сверхгигантов, уделив особое внимание тем элементам, содержания которых подвержены эволюционным изменениям (C, N, O, Na и Li). Тем не менее, здесь мы обсудим кратко некоторые проблемы химического состава таких звезд, рассмотрев в качестве примера сверхгигант α Lep.

Анализируя химический состав α Lep, мы использовали для спектральных

линий всех элементов атомные данные (включая силы осцилляторов) из базы данных VALD-2 [28]. На первом этапе мы приняли условие ЛТР; о не-ЛТР эффектах для некоторых элементов будет кратко сказано ниже.

На рис.6 представлена разность $[E/H] = \log_e(E) - \log_e(E)$ в содержаниях элементов между звездой и Солнцем. Солнечные содержания $\log_e(E)$ взяты из [20]. Открытыми кружками показаны элементы, в содержаниях которых, согласно литературным данным, необходимо ввести не-ЛТР поправки. Стрелки указывают, в каком направлении (уменьшение или увеличение) ожидается действие этих поправок.

Как и следовало ожидать, в атмосфере α Lep углерод оказался в дефиците, а азот - в избытке (напомним, что это продукты CNO-цикла, вынесенные из недр звезды на поверхность). Аналогичные эволюционные изменения в содержаниях C и N были обнаружены и у других F- и G-сверхгигантов, причем между $[C/H]$ и $[N/H]$ наблюдается антикорреляция (см. [21] и рис.5 в [29]). Полученный нами при условии ЛТР избыток азота требует значительной корректировки. Известно, что линии NI в видимой области спектров F- и G-сверхгигантов не наблюдаются, поэтому приходится использовать линии NI в ближней инфракрасной области. Согласно [30],

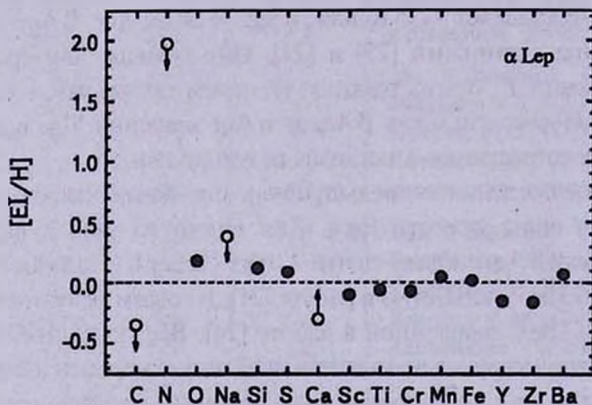


Рис.6. Химический состав сверхгиганта α Lep в сравнении с Солнцем. Штриховая (нулевая) прямая соответствует Солнцу. Открытыми кружками представлены элементы, для которых следует ввести не-ЛТР поправки. Стрелками показано ожидаемое направление этих поправок (уменьшение или увеличение содержаний).

такие линии подвержены значительным не-ЛТР эффектам. В частности, в [30] было показано, что в случае α Lep для четырех использованных нами линий NI в области между 8680 и 8720 Å в значение $\log_e(N)$ необходимо ввести поправку около -0.7 dex. Очевидно, что содержание азота для F- и G-сверхгигантов следует определять при отказе от предположения о ЛТР. Что касается углерода, то в соответствии с [31] не-ЛТР анализ линий CI может привести к некоторому усилению дефицита C.

Натрий, как углерод и азот, может менять (увеличивать) свое содержание в поверхностных слоях достаточно массивных звезд в процессе их эволюции. Первые не-ЛТР вычисления [32] линий NaI в спектрах желтых сверхгигантов показали, что не-ЛТР поправки в содержании натрия обычно невелики (≤ 0.1 dex). Однако более детальные расчеты [26], выполненные позже, приводят к выводу, что поправки могут достигать -0.2 dex (они зависят от параметров T_{eff} и $\log g$). Поэтому найденный нами для α Lep избыток Na, возможно, придется немного понизить.

Кальций, содержание которого не должно демонстрировать эволюционных изменений, показал на рис.6 небольшой дефицит (-0.3 dex). К сожалению, пока отсутствуют не-ЛТР расчеты линий CaI в интересующем нас диапазоне параметров T_{eff} и $\log g$. Можно упомянуть работу [33], где такие расчеты были выполнены в частности для модели атмосферы с параметрами $T_{\text{eff}} = 4500$ K и $\log g = 2.0$. Для использованных нами линий Ca I не-ЛТР поправки в содержании Ca составили от 0.2 до 0.3 dex. Если такие же поправки ввести для α Lep, то дефицит кальция на рис.6 исчезнет.

Если исключить четыре рассмотренных элемента - C, N, Na и Ca (а также, возможно, кислород, см. [21]), то остальные элементы на рис.6 показывают практически солнечное содержание. Это означает, что сверхгигант α Lep сформировался из вещества с такой же металличностью, что и Солнце.

Следует отметить, что приведенные на рис.6 содержания элементов группы железа были найдены по линиям ионов Ti II, Cr II, Mn II и Fe II. Анализ линий нейтральных атомов элементов данной группы привел к пониженным содержаниям, причиной которых, по-видимому, являются неучтенные не-ЛТР эффекты (см. [17]). Иллюстрацией служит табл.4, где представлены полученные нами содержания для линий Cr I-Cr II, Mn I-Mn II, Fe I-Fe II, а также Ni I и Zn I (линии Ni II и Zn II не удается измерить). Видим, что линии нейтральных атомов (EI I) дают содержания систематически ниже, чем линии ионов (EI II). Кроме того, линии EI I систематически занижают содержания по отношению к Солнцу. Причиной этого, как указано в [17], является занижение степени ионизации в ЛТР-расчетах. Отсюда вытекает, что содержания

Таблица 4

СРАВНЕНИЕ СОДЕРЖАНИЙ ЭЛЕМЕНТОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА У α Lep, ПОЛУЧЕННЫХ ПО ЛИНИЯМ НЕЙТРАЛЬНЫХ (EI I) И ИОНИЗОВАННЫХ (EI II) АТОМОВ

Элемент	$\log \epsilon(\text{EI I})$	$\log \epsilon(\text{EI II})$	$\Delta \log \epsilon$ (EI I-EI II)	$\log \epsilon_{\odot}$ (Солнце)	$\log \epsilon - \log \epsilon_{\odot}$ EI I	$\log \epsilon - \log \epsilon_{\odot}$ EI II
Cr	5.28 ± 0.16	5.57 ± 0.08	-0.29	5.64	-0.36	-0.07
Mn	4.88 ± 0.04	5.44	-0.56	5.39	-0.51	+0.05
Fe	7.24 ± 0.20	7.47 ± 0.11	-0.23	7.45	-0.21	+0.02
Ni	5.85 ± 0.12	-	-	6.23	-0.38	-
Zn	3.92 ± 0.06	-	-	4.60	-0.68	-

элементов группы железа для F- и G-сверхгигантов, если анализ проводится при предположении ЛТР, следует определять по линиям ионизованных атомов.

8. **Заключение.** Перечислим основные результаты, полученные в данном исследовании.

1. Наиболее важным отличием нашей методики от предыдущих определений T_{eff} и $\log g$ является применение новых высокоточных значений звездных параллаксов. Это позволило резко повысить точность определения $\log g$. Для четырех исследованных ярких сверхгигантов ошибки в найденных значениях $\log g$ составили от ± 0.07 до ± 0.04 dex.

2. Показано, что для ранних F-сверхгигантов α Lep и π Sgr хорошими индикаторами эффективной температуры T_{eff} служат балмеровские линии и индекс β . В случае π Sgr это подтверждается прекрасным согласием со значением T_{eff} , найденным методом инфракрасных потоков. Согласно нашей оценке, ошибки в полученных температурах составляют ± 80 K для α Lep и ± 50 K для π Sgr. В случае G-сверхгигантов β Aqr и α Aqr индикаторами T_{eff} служат индексы $[c_1]$ и β , при этом индекс β указывает на более высокую температуру, чем $[c_1]$. Сравнение с данными IRFM показывает, что индекс $[c_1]$ дает более точную оценку T_{eff} . Ошибка в T_{eff} при этом составляет ± 100 K.

3. Анализ предыдущих определений T_{eff} и $\log g$ для тех же звезд показал, что, во-первых, они существенно различаются между собой. Действительно, вариации T_{eff} достигают 500 K, а различия в $\log g$ могут превышать 1.0 dex. Во-вторых, примерно настолько же предыдущие оценки могут отличаться от наших значений T_{eff} и $\log g$. Таким образом, к этим оценкам следует относиться с осторожностью.

4. Мы подтвердили, что линии Fe I (а также линии нейтральных атомов других элементов группы железа) при условии ЛТР дают заниженные содержания. Поэтому при определении параметра микротурбулентности V_t , а также содержания железа, если анализ основан на предположении о ЛТР, следует использовать линии Fe II, так как они нечувствительны к отклонениям от ЛТР. Полученные таким путем значения V_t зарегируются в интервале 3.2-3.8 км/с, а содержание железа оказалось близким к солнечному.

5. Основываясь на найденных значениях T_{eff} и $\log g$ и применив балансионные расчеты, мы определили для рассмотренных сверхгигантов еще два фундаментальных параметра - массу M и возраст t . Из четырех звезд F-сверхгигант α Lep оказался самым массивным ($M = 13.8 M_{\odot}$) и одновременно самым молодым ($t = 13 \cdot 10^6$ лет). Три других звезды имеют массу, близкую к $6 M_{\odot}$ и возраст t в интервале от 53 до 69 миллионов лет.

Мы благодарны С.И.Ростопчину, выполнившему первичную редукцию спектров четырех рассмотренных нами звезд. Данное исследование было частично поддержано грантом CRDF UKP1-2809-CR-06.

DETERMINATION OF FUNDAMENTAL PARAMETERS OF THE F- AND G-TYPE SUPERGIANTS

L.S.LYUBIMKOV, T.M.RACHKOVSKAYA, D.B.POKLAD

A technique of the effective temperature T_{eff} and surface gravity $\log g$ determination is discussed; four bright stars are considered as examples, namely: two F-type supergiants - α Lep (F0 Ib) and π Sgr (F2 II), and two G-type supergiants - β Aqr (G0 Ib) and α Aqr (G2 Ib). The parameter $\log g$ in all four cases is derived from high-precise parallaxes obtained recently by van Leeuwen from the new reduction of the Hipparcos data. As a result, an accuracy of the derived $\log g$ values is strongly increased in comparison with previous works. The T_{eff} determination is checked by comparing with the accurate T_{eff} values found earlier by the infrared flux method (IRFM). In the case of early F-type supergiants this method confirms a good accuracy of the T_{eff} values derived from Balmer lines and β -index. In the case of G-supergiants measurements of Balmer lines are difficult because of strong blending, so the indices $[c_1]$ and β are used as the T_{eff} indicators. It is shown that the $[c_1]$ and β indices lead to the systematic discrepancy in the T_{eff} values; the IRFM confirms that the T_{eff} derivation from the $[c_1]$ index is more accurate. Basing on the derived T_{eff} and $\log g$ values we found from evolutionary tracks the mass M of each star and its age t . From Fe II lines, which are insensitive to departures from LTE, we determined the microturbulent parameter V_t and the iron abundance. The latter seems to be close to the solar Fe abundance. Some problems of the chemical composition of such stars are discussed using the supergiant α Lep as an example.

Key words: stars:supergiants:fundamental parameters

ЛИТЕРАТУРА

1. L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, T.M.Rachkovskaya et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 316, 19, 2000.
2. L.S.Lyubimkov, T.M.Rachkovskaya, S.I.Rostopchin, D.L.Lambert, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 333, 9, 2002.
3. L.S.Lyubimkov, S.I.Rostopchin, D.L.Lambert, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 351, 745, 2004.
4. L.S.Lyubimkov, S.I.Rostopchin, T.M.Rachkovskaya, D.B.Poklad, D.L.Lambert, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 358, 193, 2005.
5. F. van Leeuwen, Hipparcos, the New Reduction of the Raw Data. Dordrecht:

- Springer, 2007 (см. также *Astron. Astrophys.*, 474, 653, 2007).
6. M.A.C.Perryman, L.Lindgren, J.Kovalevsky et al., *Astron. Astrophys.*, 323, L49, 1997.
 7. J.R. De Medeiros, S.Udry, G.Burki, M.Mayor, *Astron. Astrophys.*, 395, 97, 2002.
 8. B.Hauck, M.Mermilliod, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 129, 431, 1998.
 9. R.L.Kurucz, CD-ROM 13, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophys. Obs., 1993.
 10. F.Castelli, R.L.Kurucz, in "Modeling of Stellar Atmospheres" (IAU Simp. No.210), eds. N.E.Piskunov, W.W.Weiss and D.F.Gray, Poster A20, 2003.
 11. F.Castelli, R.L.Kurucz, *Astron. Astrophys.*, 454, 333, 2006.
 12. A.Claret, *Astron. Astrophys.*, 424, 919, 2004.
 13. А.А.Боярчук, Л.С.Любимков, *Астрофизика*, 18, 375, 1982.
 14. А.А.Боярчук, Л.С.Любимков, *Астрофизика*, 20, 85, 1984.
 15. I.Ramirez, J.Melendez, *Astrophys. J.*, 626, 446, 2005.
 16. D.E.Blackwell, A.E.Lynas-Gray, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 129, 505, 1998.
 17. А.А.Боярчук, Л.С.Любимков, Н.А.Сахибуллин, *Астрофизика*, 22, 339, 1985.
 18. L.Thérèse, T.P.Idia, *Astrophys. J.*, 521, 753, 1999.
 19. Л.С.Любимков, З.А.Самедов, *Астрофизика*, 32, 49, 1990.
 20. M.Asplund, N.Grevesse, A.J.Sauval, in "Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, in honor of David L.Lambert", eds. T.G.Barnes and F.N.Bash, ASP Conf. Ser., 336, 25, 2005.
 21. R.E.Luck, D.L.Lambert, *Astrophys. J.*, 298, 782, 1985.
 22. K.A.Venn, *Astrophys. J. Suppl.*, 99, 659, 1995.
 23. V.V.Kovtyukh, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 378, 617, 2007.
 24. V.V.Kovtyukh, C.Soubiran, R.E.Luck et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 389, 1336, 2008.
 25. R.E.Luck, G.G.Wepfer, *Astron. J.*, 110, 2425, 1995.
 26. S.M.Andrievsky, I.A.Egorova, S.A.Korotin, R.Burnage, *Astron. Astrophys.*, 389, 519, 2002.
 27. R.L.Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
 28. F.Kupka, N.Piskunov, T.A.Ryabchikova, H.C.Stempels, W.W.Weiss, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 138, 119, 1999.
 29. L.S.Lyubimkov, in "Modern Problems of Stellar Evolution", ed. D.S.Wiebe, Moscow, Geos, 1998, p.231.
 30. Y.Takeda, M.Takada-Hidai, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 47, 169, 1995.
 31. D.Fabbian, M.Asplund, M.Carlsson, D.Kiselman, *Astron. Astrophys.*, 458, 899, 2006.
 32. А.А.Боярчук, И.Губены, И.Кубат, Л.С.Любимков, Н.А.Сахибуллин, *Астрофизика*, 28, 343, 1988.
 33. J.Drake, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 251, 369, 1991.

СПЕКТРОСКОПИЯ В И Ве-ЗВЕЗД В РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ NGC 6871 И NGC 6913

С.Л.МАЛЬЧЕНКО^{1,2}, А.Е.ТАРАСОВ^{1,2}

Поступила 7 ноября 2008

Принята к печати 11 февраля 2009

В работе исследуется популяция В и Ве-звезд в молодых относительно бедных, рассеянных звездных скоплениях NGC 6871 и NGC 6913. По спектрам высокого разрешения исследована линия H α одиннадцати звезд на предмет выявления эмиссии. В скоплении NGC 6871 приведены эмиссионные профили трех звезд, одна из которых является известной WR-звездой, Ве-звезда BD +35°3956 демонстрирует переход от В к Ве фазе. Спектры семи В-звезд не показали следов эмиссии в линии H α . Ве-звезда V:322 Cyg в скоплении NGC 6913 демонстрировала в период наших наблюдений сильный эмиссионный профиль линии H α с значительной переменностью интенсивности и эквивалентной ширины. Спектры умеренного разрешения, семи звезд в скоплении NGC 6871 в области длин волн 4420-4960 Å и десяти звезд в спектральной области 4050-5100 Å в скоплении NGC 6913, позволили нам произвести спектральную классификацию и оценить T_{eff} и $\log g$ ряда В и Ве-звезд. Найдено, что три звезды не являются членами скоплений NGC 6871 и NGC 6913.

Ключевые слова: *звезды:спектры - звездные скопления NGC 6871, NGC 6913*

1. Введение. В начале 80-х годов прошлого века было показано, что в рассеянных звездных скоплениях с возрастом 14-25 млн лет присутствует повышенное содержание Ве-звезд [1]. Это, возможно, указывает на то, что Ве феномен возникает у относительно быстровращающихся В-звездах при их отходе от Главной последовательности [2].

Обычно к Ве-звездам относят одиночные объекты вблизи Главной последовательности, у которых наблюдается хотя бы одна эмиссионная линия, обычно это линия H α . Эмиссионные линии могут возникать вследствие ряда причин, выявление которых затруднено, в частности, из-за быстрого вращения изучаемых объектов. Однако обнаружено, что многие Ве-звезды являются двойными объектами, в состав которых могут входить горячие субкарлики, либо нейтронные звезды [3,4], т.е. системы, прошедшие стадию активного обмена массой и угловым моментом.

К Ве-звездам эволюционно примыкают горячие сверхгиганты, в чьих спектрах также наблюдаются эмиссионные линии. Тем не менее, механизм формирования их оболочек существенно иной, а именно звездный ветер, ускоряемый излучением, чья структура близка к сферической и, следовательно, профили эмиссионных линий часто имеют ярко выраженные P Cyg профили.

В случае изучения популяции Ве-звезд в том или ином рассеянном звездном скоплении с возрастом менее 25 млн лет могут наблюдаться все три перечисленные группы объектов. А значительная переменность экстинкции на луче зрения и зачастую невозможность получения спектров высокого разрешения и ряд других причин, сильно усложняют точное определение их эволюционного статуса.

Таким образом, для понимания причин заметного увеличения количества Ве-звезд в скоплениях определенного возраста, помимо детального фотометрического исследования и спектроскопии низкого разрешения, требуется исследовать объекты на предмет их двойственности и структуры эмиссионных профилей, т.е. получения продолжительных спектральных наблюдений умеренного и даже высокого разрешения.

В данной работе исследуются оптические спектры В и Ве-звезд в относительно бедных рассеянных звездных скоплениях NGC 6871 и NGC 6913. Целью работы было изучить спектральную переменность профилей эмиссионной линии $H\alpha$ у известных Ве-звезд и обнаружить возможные новые Ве-звезды со слабой эмиссией в линии $H\alpha$ среди В-звезд скоплений. Дополнительно была поставлена задача определения основных физических параметров В и Ве-звезд по спектрам умеренного разрешения в области длин волн 4400-4960 Å.

Скопление NGC 6871 принадлежит ассоциации Суг OB3 [5]. Оно включает девять звезд ярче 10^m и имеет в своем ядре несколько массивных объектов [6], один из них - звезда типа WR, несколько сверхгигантов ранних спектральных классов и некоторое количество спектрально-пекулярных объектов. Тот факт, что скопление NGC 6871 погружено в темные облака клочковатой структуры, может означать, что возможно некоторые более покрасневшие и слабые массивные звезды все еще остаются незарегистрированными.

Фотометрические исследования скопления NGC 6871 опубликованы в нескольких работах [7-13]. Спектроскопические обзоры звезд даны в статьях [5,6,14,15], а спектральная классификация выполнена в [10,13,15,16]. Списки обнаруженных голубых гигантов даны в [1], а Ве-звезд - в [1,17].

Молодое скопление NGC 6913 (M29) расположено в ассоциации Суг OB1 вблизи яркой звезды γ Суг. Скопление богато яркими звездами, насчитывается около 40 В-звезд, включая одну или две Ве-звезды. В [14] найдено, что пять членов скопления - двойные системы. Спектральные наблюдения звезд скопления выполнены в работах [14,15,18]. Фотометрические данные изучались в [7,13,19-24]. Спектральная классификация выполнена в работах [13,19,21], а список Ве-звезд представлен в [17].

2. Наблюдательный материал. Спектральные наблюдения в области линии $H\alpha$ В и Ве-звезд рассеянных звездных скоплений NGC 6871 и NGC 6913 проводились в течение 1998-2002гг. на 2.6-м телескопе

КрАО. В качестве приемника излучения использовалась матрица Photometrics SDS-9000 с ПЗС ЕЕV 15-11 размером 1024x256 элементов. Наблюдения проводились во втором порядке дифракционной решетки с обратной линейной дисперсией $3 \text{ \AA}/\text{мм}$ и разрешением 30000. При каждом наблюдении регистрировался участок спектра длиной $60 \text{ \AA}$, центрированный на линию $\text{H}\alpha$. Длительность отдельных экспозиций составляла 30-100 мин в зависимости от погодных условий и яркости объекта. Отношение сигнал/шум для большинства спектров около 100. Получено 17 спектров девяти звезд скопления NGC 6871 и 5 спектров двух звезд в скоплении NGC 6913.

Последующая редукция спектрограмм проводилась с использованием пакета программ SPE [25] по стандартной методике, которая включала в себя учет фона неба и уровня темнового тока, деление на плоское поле и нормировку к локальному континууму. Привязка к шкале длин волн осуществлялась по спектру сравнения лампы с торий-аргоновым наполнением с привязкой нуля-пункта шкалы длин волн к баричесентру Солнечной системы, средняя ошибка привязки не превышала 1 км/с .

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ИЗМЕРЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОФИЛЯ ЛИНИИ $\text{H}\alpha$ ДЛЯ В И Ве-ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЙ NGC 6871 И NGC 6913

№ звезды (по [7])	JDh 2450000+	λ ($\text{\AA}$)	FWHM (км/с)	V_r V_r	V_r $V_r(\text{Be})$	Sp
NGC 6871						
1 HD190918	941.455	-7.5	459	10		WN4+09.5I[15]
3 +35°03955	941.470	1.7	229	-21		B0.7Iab[15]
4 HD190864	929.560	2.37	377	-60:		O6.5III(f)[15]
	941.516	2.04	379	-54:		
5 HD277634	941.492	2.04	238	-23		B0.2II[15]
6 HD227611	929.477	-87.7	331	-46	4	B1e[15]
	1293.521	-89.6	336	-39	2	
	2096.428	-87.4	337	-43	8	
	2395.491	-89.4	340	-47	8	
7 HD227586	929.513	2.94	223	-6		B0V[12]
	961.567	2.68	200	-10		
	1293.542	2.06	183	7		
8 +35°03956	940.521	1.17	301	-		B0.5Ve[15]
	1294.512	1.23	330	-		
	2096.459	-	-	-168	172	
9 HD227630	961.590	2.12	65	-38		G2 pec[12]
11 HD227621	961.613	2.28	249	-33		B1.5 IV[13]
	1294.552	3.09	323	-120		
NGC 6913						
5 HD229221	1420.461	-38.1	216	-30		B0.2PIe[15]
	1771.410	-20.8	211	-18		
	2395.530	-25.2	235	-44	2	
6 HD229227	1420.485	-2.13	401	-42		O9.7PII[15]
	2395.561	2.24	406	-57		

ОСНОВНЫЕ ИЗМЕРЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОФИЛЯ ЛИНИИ
H β ДЛЯ В И Be-ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЙ NGC 6871 И NGC 6913

Номер звезды (по [7])	JDh 2450000+	EW (Å)	T_{eff} K	log g	$V \sin i$ (км/с)	Sp	
NGC 6871							
4	HD190864	1709.464	2.96	21500 ± 2000	3.0	200 ± 50	O6.5III(η)[15]
5	HD277634	1692.441	3.12	21000 ± 2000	3.0	100 ± 50	B0.2II [15]
6	HD227611	1692.374	-7.30	-	-	-	B1Be[15]
7	HD227586	1693.371	4.24	21000 ± 1000	3.5	150 ± 50	B0V[12]
8	+35°03956	1692.406	3.6	22000 ± 2000	3.5	250 ± 100	B0.5Ve[15]
9	HD227630	1709.503	4.49	-	-	-	G2 pec[12]
11	HD227621	1709.389	5.27	-	-	-	B1.5 IV[13]
NGC 6913							
1	HD194378	1719.327	7.43	-	-	-	F0III[18]
		4666.403	9.28				
2	HD229239	1719.343	3.49	20500 ± 1500	3.0	150 ± 50	B0.2III[15]
		4640.398	2.85				
		4666.465	2.33				
		4667.511	2.82				
		4668.338	2.20				
		4669.409	2.60				
		4670.352	2.68				
3	HD229238	4640.328	2.84	20500 ± 1500	3.0	100 ± 50	B0.2 II[15]
		4666.506	2.71				
		4667.537	2.64				
4	HD229334	1708.508	3.18	20500 ± 1500	3.0	200 ± 100	O9II[15]
		4640.365	2.83				
		4668.373	2.98				
		4669.370	2.85				
		4670.479	2.62				
5	HD229221	1693.444		-	-	-	B0.2IIPe[15]
		1719.407					
		4666.432					
		4667.400					
6	HD229227	1693.410	2.04	21000 ± 1500	3.0	250 ± 50	O9.7III[15]
		1719.506	2.09				
		4641.490	2.90				
		4667.457	2.87				
		668.438	2.79				
		4669.561	2.82				
		4670.538	2.77				
7	HD229253	1719.374	9.28	17000 ± 2000	4	100 ± 50	B4II[18]
		4669.532	8.35				
		4670.420	8.34				
8	+38°4067	1719.440	4.68	20500 ± 1500	3.5	100 ± 50	B0III[18]
9	HD229223	1719.477	13.65	-	-	-	A4V[14]
12	-	4688.493	5.09	21000 ± 1500	4.0	200 ± 50	B2V[14]
		4669.528	5.02				
		4670.515	3.3				

Спектральная область в районе линии $H\alpha$ богата теллурическими линиями. Для получения более достоверных оценок основных параметров профиля линии $H\alpha$ их необходимо убрать из наблюдаемого спектра. С этой целью нами получен ряд спектров ярких звезд с большими скоростями вращения и на разных зенитных расстояниях. Удаление теллурических линий из наблюдаемых спектров состояло в интерполяции наиболее подходящих по интенсивности линий атмосферы. Из наблюдаемого спектра, таким образом, вычитался теллурический спектр с интенсивностью линий соответствующей моменту наблюдений.

Профиль линии $H\alpha$ имеет широкие крылья, поэтому узкий спектральный диапазон наблюдений ($60 \text{ \AA}$) не позволил провести достоверный континуум по синему и красному участку крыльев линии $H\alpha$. Как следствие, неопределенности в проведении континуума в некоторых случаях достигали 5%.

Для всех спектров определялись эквивалентные ширины профиля линии $H\alpha(W_\lambda)$, ширина линии $H\alpha$ на середине интенсивностей (FWHM) и лучевые скорости линии V_r . Результаты измерений профилей линии $H\alpha$ у наблюдаемых нами В и Ве-звезд в данных скоплениях представлены в табл.1. В случае двухкомпонентных эмиссионных профилей у Ве-звезд в таблице приводятся лучевые скорости эмиссионных пиков V_v и V_k .

Дополнительно к наблюдениям в линии $H\alpha$ были проведены спектральные наблюдения В и Ве-звезд в области длин волн $4420\text{-}4960 \text{ \AA}$. Спектры были получены в фокусе Несмита 2.6-м телескопа ЗТШ, с умеренным разрешением $2.5 \text{ \AA}$ и отношением сигнал-шум более 100. В качестве приемника излучения использовалась матрица ASTRO-550 размером 580×520 элементов. В указанную спектральную область попадает линия $H\beta$, ряд линий HeI (4471 , 4713 и $4921 \text{ \AA}$) и некоторые линии металлов. Было получено 10 спектров восьми звезд в скоплении NGC 6913 и 6 спектров для шести звезд, членов скопления NGC 6871. Дополнительно в 2008г. на этом же спектрографе, получено 26 спектров для восьми звезд скопления NGC 6913 в более широком диапазоне $4050\text{-}5100 \text{ \AA}$. Редукция спектрограмм, полученных в фокусе Несмита, проводилась при помощи той же методики, что и для профилей линии $H\alpha$ с использованием пакета программ SPE [25]. Для всех спектров в данной области измерены эквивалентные ширины линий $H\beta$ (см. табл.2).

3. Общая характеристика скоплений. NGC 6871 и NGC 6913 являются достаточно изученными скоплениями. Был сделан ряд оценок возраста, покраснения и расстояния до них. Тем не менее, наблюдаются существенные расхождения в данных, полученных различными авторами на основе различных методов. Лучше всего возникающие проблемы при определении фундаментальных параметров скоплений демонстрируют диаграммы цвет - звездная величина ($B - V$, V), построенные по фотомет-

рическим данным [13] и представленные на рис.1 и рис.2 для NGC 6871 и NGC 6913, соответственно.

Как видно из рис.1, в скоплении NGC 6871 наблюдается значительное рассеяние положений звезд на диаграмме, что указывает на присутствие большого количества звезд фона на луче зрения в направлении на скопление. Неудивительно, что оценки возраста, сделанные различными авторами, значительно различаются. По изохронам, рассчитанным на основе данных фотометрических наблюдений, возраст скопления составляет всего 2-5 млн лет для звезд с массой $M < 25 M_{\odot}$ [13], в то время как по *ибу* фотометрии для звезд с массой $M > 4 M_{\odot}$ возраст оценен в 10-20 млн лет [12]. Так как в скоплении NGC 6871 присутствуют звезды спектрального класса O, это ограничивает верхнюю границу возраста. Так, согласно [13] наибольшие массы звезд в скоплении составляют $40 M_{\odot}$, что накладывает ограничение

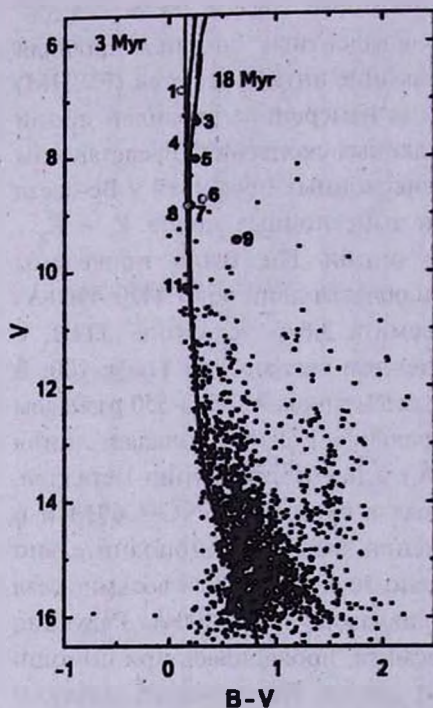


Рис.1. Диаграмма цвет - звездная величина для скопления NGC 6871, построенная по данным [13]. Жирными кружками обозначены В-звезды скопления, а открытыми кружками - Ве-звезды, для которых были получены спектры в данной работе. Сплошные линии - изохроны для возраста $\log t = 6.5, 7.0$ и 7.25 , соответственно, с учетом покраснения $E(B-V) = 0.46$, и модулем расстояния $DM = 11^m.65$ [13]. Номера звезд взяты из табл.1 и 2.

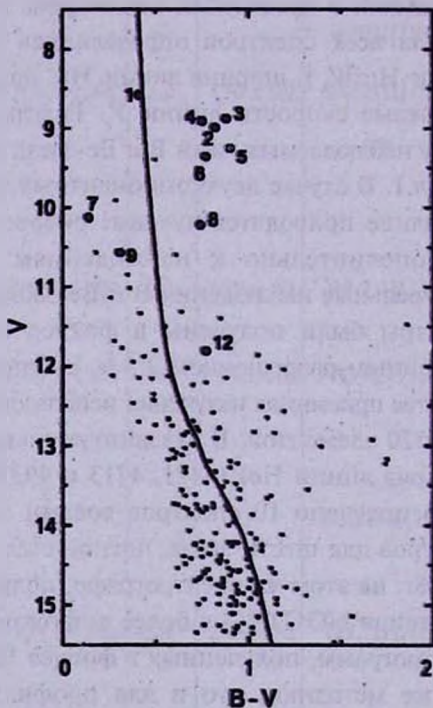


Рис.2. Диаграмма цвет - звездная величина для скопления NGC 6913, построенная по данным [13]. Жирными кружками обозначены В-звезды скопления, а открытым кружком - Ве-звезда, для которой были получены спектры. Изохрона приведена для возраста $\log t = 6.5$, с учетом покраснения $E(B-V) = 0.71$, и модулем расстояния $DM = 10^m.7$ [18]. Номера звезд взяты из табл.1 и 2.

на возраст в 4-5 млн лет [26]. Однако в [13] оговаривается, что в данное скопление входят также звезды с массой $15 M_{\odot}$ и временем жизни на Главной последовательности около 11 млн лет. Решение данного противоречия было предложено в [27] и, возможно, связано с тем, что в изучаемую область попадают более молодые звезды спирального рукава. По данным [5] величина межзвездного поглощения составляет $E(B-V)=0.4$, что согласуется с оценками $E(B-V)=0.46$ [13]. На рис.1 нами приведены изохорны, сдвинутые с учетом межзвездного покраснения $E(B-V)=0.46$ [13].

Оценка расстояния до скопления также встречает трудности, наблюдается некоторое различие между данными, полученными различными методами. Так, в [7] модуль расстояния, полученный тремя методами: по спектральному типу $DM[MK]=11^m.6 \pm 0^m.3$, по UBV фотометрии $DM[(U-B)_0]=11^m.22 \pm 0^m.14$ и по $H\beta$ фотометрии $DM[H\beta]=11^m.63 \pm 0^m.28$, что приводит к среднему значению модуля расстояния $DM=11^m.5$ или расстоянию до скопления 2.0 кпк. Позднее в [12], по исследованию 21 звезды скопления было получено среднее значение $DM=11^m.94 \pm 0^m.08$, что соответствует расстоянию 2440 ± 100 пк. Наконец, в [13] модуль расстояния оценен в $11^m.65 \pm 0^m.07$.

В другом, изучаемом нами, скоплении NGC 6913, наблюдается еще более значительная неоднородность величины покраснения от звезды к звезде. Это хорошо видно на диаграмме цвет - звездная величина, построенной по данным [13] и представленной на рис.2. В [18] исследовалась неоднородность экстинкции и найдено, что покраснение в центре скопления достаточно однородно, в то время как северная и южная части имеют значительно большее покраснение, и наоборот, восточная и южная области имеют значительно меньшую экстинкцию, что и проявляется в виде существенного рассеяния положения отдельных звезд на рис.2.

Среднее значение $E(B-V)=0.78$ получено в [20]. Модуль расстояния $DM=10^m.17 \pm 0^m.14$, что соответствует расстоянию до скопления 1.08 кпк [18]. Оценки расстояния других авторов лежат в пределах 0.8-2.8 кпк, что по оценкам [20] приводит к неопределенности возраста скопления в диапазоне 0.3 и 1.75 млн лет, в то же время на луче зрения, вероятно, находятся звезды, чей возраст не превышает значения в 0.3 млн лет. Столь значительный разброс модуля расстояния и возраста звезд безусловно указывает на присутствие в поле зрения скопления значительного количества звезд поля.

4. Профили линий Na у В и Ве-звезд скоплений. До настоящего времени большинство спектральных наблюдений В и Ве-звезд скоплений NGC 6871 и NGC 6913 выполнялись с низким, либо умеренным разрешением. Одной из задач данной работы был поиск слабой эмиссии в линии Na среди В-звезд скоплений. Известно, что у многих Ве-звезд наблюдается слабая эмиссия на фоне фотосферного профиля линии Na, которая лучше всего может быть обнаружена по спектрам высокого разрешения.

В период с 1998 по 2002гг. нами получено 17 спектров девяти ярких звезд скопления NGC 6871 и 5 спектров двух В-звезд, членов скопления NGC 6913. Среди исследованных 9 В и Ве-звезд скопления NGC 6871, только в спектрах звезд HD 190918 и HD 227611 наблюдалась значительная эмиссия в линии $H\alpha$.

HD 190918 (звезда 1) - известная спектрально-двойная звезда типа Вольфа-Райе V1676 Cyg спектрального типа WN4.5+O9.5Ib [28]. Полученный нами профиль линии $H\alpha$ характерен для данного класса объектов [12,29,30].

HD 227611 (звезда 6) - хорошо известная Ве-звезда скопления. В [17] отмечается значительная эквивалентная ширина линии $H\alpha$ ($W_\lambda = -75.7\text{\AA}$), также отмечалась значительная эмиссия в других линиях Бальмеровской серии [5]. Нами получено четыре спектра звезды в области линии $H\alpha$. Как видно из рис.3, профиль линии $H\alpha$ не имеет значительной переменности в период с 1998 по 2002гг. Более того, полученные нами значения эквивалентной ширины линии $H\alpha$ (см. табл.1) хорошо согласуются с данными [15,17]. Следует отметить, что звезда имеет предельное для класса Ве-звезд значение эквивалентной ширины линии $H\alpha$ ($W_\lambda = -90 + -70\text{\AA}$). На диаграмме цвет - звездная величина (рис.1) звезда расположена близко к Главной последовательности, что подтверждают и спектральные наблюдения [15]. Такое положение звезды на диаграмме может указывать на относительно небольшой вклад оболочки в показателя цвета, но скорее всего, связано с более низким межзвездным покраснением в области, где расположен данный объект.

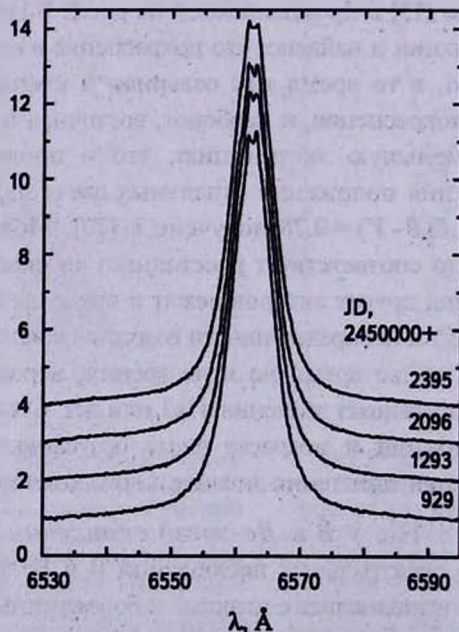


Рис.3. Профили линии $H\alpha$ для Ве-звезды HD 227611 члена скопления NGC 6871.

BD +35°3956 (звезда 8) отнесена к классу Ве в [31], там же отмечалась значительная переменность профиля линии $\text{H}\alpha$ от абсорбционного до двухкомпонентного эмиссионного профиля умеренной интенсивности на временном интервале около 10 дней. Присутствие эмиссии в линии $\text{H}\alpha$ у звезды наблюдалось также в [5]. В работе [15] отмечено, что в спектре звезды присутствуют широкие и довольно глубокие линии металлов и заподозрена двойственность звезды. Переменность лучевой скорости отмечена в [32]. В [33] определена высокая скорость вращения звезды $V_{\sin i} = 300 \text{ км/с}$. Полученные нами три профиля линии $\text{H}\alpha$ (рис.4) демонстрируют переход звезды от В к Ве фазе с 1998 по 2001гг. Два абсорбционных профиля, полученных

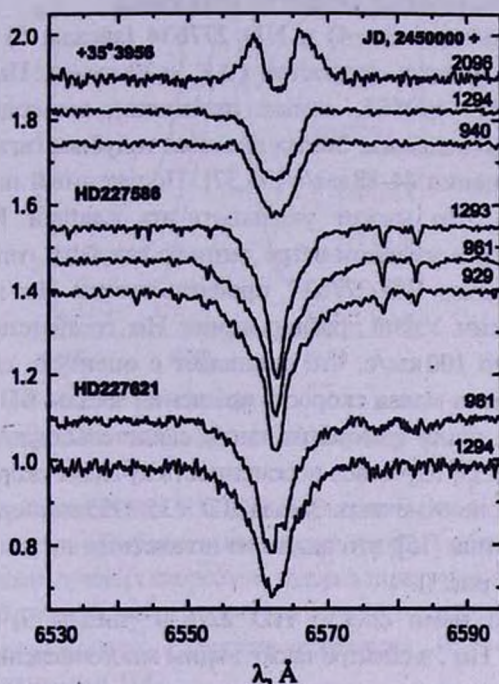


Рис.4. Переменность профилей линии $\text{H}\alpha$ для трех звезд скопления NGC 6871.

с разницей в один год, показывают переменность лучевой скорости звезды -11 км/с в 1998 и -49 км/с в 1999г. Такая переменность лучевой скорости может указывать на двойственность объекта. Профиль линии $\text{H}\alpha$, полученный в 2001г., похож на профили, полученные в [31], и показывает двухкомпонентную эмиссионную структуру.

У HD 227586 (звезды 7) в [34] найдена переменность лучевых скоростей в диапазоне от -30 до 21 км/с (от -14 до 16 км/с в течение одних суток). Незначительная переменность блеска звезды отмечена в [35], но в [11,17] и в других более поздних работах переменность блеска звезды и лучевых

скоростей не наблюдалась. Полученные нами три спектра (см. рис.4) также не показали признаков эмиссии в линии $H\alpha$. Профиль линии достаточно узкий ($FWHM \approx 200$ км/с), что указывает на относительно малую скорость вращения. Наши оценки лучевой скорости также могут указывать на возможную двойственность объекта ($\Delta V_r = 17$ км/с).

HD 227621 (звезда 11) является мало изученным объектом. Нами получено два спектра (см. рис.4), оба профиля линии $H\alpha$ абсорбционные. Звезда находится вблизи Главной последовательности. Измеренная полуширина линии на середине интенсивности ($FWHM \approx 255$ км/с) указывает на умеренную скорость вращения.

У HD 190864 (звезды 4) и HD 277634 (звезды 5) в [32,34] отмечена переменность лучевых скоростей ($\Delta V_r = 20$ км/с). Нами было получено два спектра HD 190864, явных признаков эмиссии ни в одном из профилей не наблюдалось. Звезда является голубым гигантом [1] со средней скоростью вращения 84-88 км/с [36,37]. Полученный нами профиль слегка асимметричен, что может указывать на слабый P Cyg компонент, формирующийся в звездном ветре данного голубого гиганта. Нами получен только один спектр HD 277634, профиль линии $H\alpha$ абсорбционный без признаков эмиссии. Узкий профиль линии $H\alpha$ соответствует низкой скорости вращения около 100 км/с, что совпадает с оценкой, сделанной в [33].

В [33] отмечена малая скорость вращения звезды BD +35°3955 (звезда 3). (менее 40 км/с), наши измерения также свидетельствуют о низкой скорости вращения. В [32,33] изучалась переменность лучевых скоростей, но признаков двойственности не отмечено. Звезда BD +35°3955 является гигантом раннего спектрального типа [15], это видно из положения звезды на диаграмме цвет-светимость (см. рис.1).

Полученный нами спектр HD 227630 (звезды 9) имеет очень узкий профиль линии $H\alpha$, в спектре также видны многочисленные узкие и глубокие линии. На диаграмме цвет-светимость звезда находится в области холодных гигантов ($T_{\text{eff}} = 5800$ K, согласно [12]), либо является сильно покрасневшим объектом еще большей светимости, погруженным в плотное газопылевое облако. В [12] определен спектральный тип G2 и сделано предположение, что звезда не является членом скопления. Наши наблюдения также указывают на то, что HD 227630 скорее всего не является членом скопления.

В области линии $H\alpha$ получены спектры только двух звезд скопления NGC 6913. Известная Be-звезда HD 229221 (V1322 Cyg, звезда 5) является членом скопления и классифицирована как B0 P?e в [30], в [17] определена эквивалентная ширина линии $H\alpha$ ($W_{\lambda} \approx -13 \text{ \AA}$), к классу Be-звезд отнесена в работе [13]. Переменность блеска отмечается в [20, 21]. В [18] определено покраснение звезды $E(B-V) = 1.17$, это показывает наличие у звезды плотного диска. На спектрах, полученных в [18], профиль линии $H\alpha$ меняется от простого эмиссионного до сложного трехкомпонентного профиля. Полученные

в данной работе три спектра в области линии $H\alpha$ звезды (рис.5), показали переменность эмиссионного профиля линии $H\alpha$: W_λ менялась от -20 до $-38 \text{ \AA}$. В работах [14] и [38] не отмечено заметной переменности лучевых скоростей фотосферных линий.

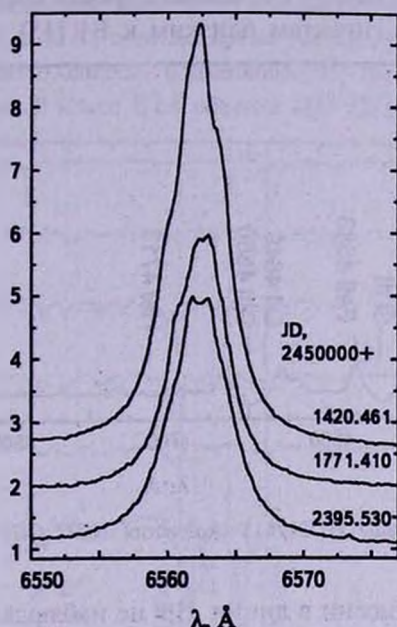


Рис.5. Профили линии $H\alpha$ Ве-звезды HD229221 (номер 5) в скоплении NGC 6913.

Нами получено два спектра HD 229227 (звезда 6), эмиссия в линии $H\alpha$ не наблюдается, хотя в [22] была заподозрена переменность блеска. В [38] найдена переменность лучевых скоростей, которая характерна для спектрально-двойных звезд. В данной работе получен широкий профиль линии $H\alpha$, что указывает на высокую скорость вращения $V \sin i = 253 \pm 5 \text{ км/с}$, совпадающую с данными [14].

5. Изучение спектров В и Ве-звезд скоплений в области 4050-5100 $\text{\AA}$. Дополнительно к спектральным наблюдениям в линии $H\alpha$, для ряда В и Ве-звезд скоплений были изучены спектры с умеренным разрешением в синей области длин волн. В эту спектральную область попадает линия $H\beta$, которая, наряду с линией $H\alpha$, показывает признаки эмиссии у большинства Ве-звезд. В области длин волн 4400-4960 $\text{\AA}$ были получены спектры шести звезд скопления NGC 6871.

Профиль линии $H\beta$ у Ве-звезды HD 227611 (звезды 6) эмиссионный (рис.6). Эмиссия наблюдается и в других линиях (HeI 4471 и 4712 $\text{\AA}$, а также в линиях металлов Fe II 4523 и 4583 $\text{\AA}$ и др.). Наличие яркого

диска вокруг звезды, о чем свидетельствует высокая интенсивность линии H β , не позволяет судить о химическом составе звезды, но можно отметить наличие линий кислорода OII, углерода CIII и триплета кремния, что свойственно звездам Главной последовательности спектрального типа более раннего чем B1 или гигантам близким к B1 [15].

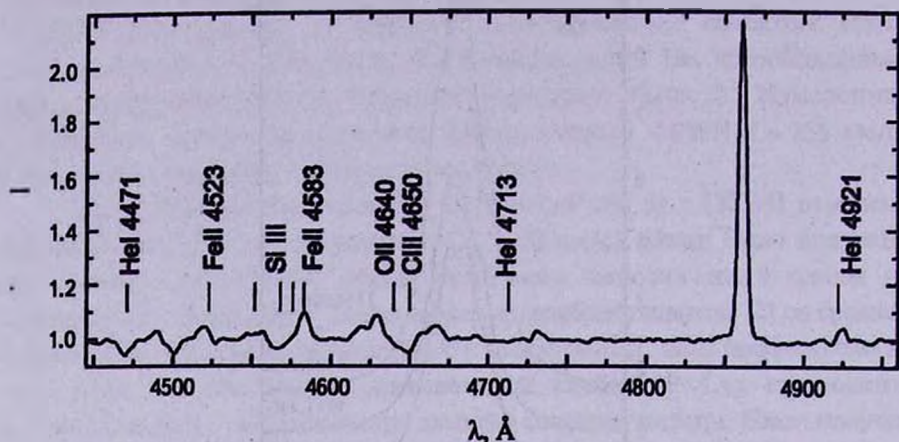


Рис.6. Спектр Ве-звезды HD227611 скопления NGC 6871 в спектральной области 4400-4960 Å.

У других звезд эмиссии в линии H β не наблюдалось (рис. 7). Спектр звезды HD 227630 (звезды 9) является характерным для холодной звезды. В [12] определен модуль расстояния звезды ($V_0 - M = 3.73$), который значительно отличается от среднего значения для скопления. Учитывая это, можно утверждать, что звезда не является членом скопления.

Из полученного нами спектра звезды HD 190864 (звезда 4) (рис.7) видно, что звезда имеет интенсивную линию He II 4686 Å. На относительно высокую светимость указывает более глубокая линия углерода CIII 4650 Å по отношению к линии гелия HeII 4686 Å. Менее интенсивны линии других металлов, чем в спектре других наблюдаемых в данной работе звезд, наши оценки спектрального класса звезды совпадают с данными [15].

Как видно из рис.7, спектральные линии у BD +35°3956 (звезды 8) имеют значительную ширину, возможно это двойная звезда [15], скорость вращения нами оценена в 250 ± 100 км/с. Отсутствие линии HeII 4686 Å и слабые линии некоторых других металлов соответствует спектральному классу B0.5 или позднее [15].

В спектре HD 227634 (звезды 5) хорошо видны линии металлов, кислорода и азота, глубокая линия углерода CIII и умеренная по интенсивности линия HeII 4686 Å, что свидетельствует о раннем спектральном классе объекта B0-B1, наша оценка близка к определению, полученному в [15] - B 0.2II. Полученный спектр HD 227586 (звезды 11) в данной области является

подобным спектру звезды HD 227637. Менее интенсивные линии HeII 4686 Å и CIII 4650 Å соответствуют спектральному классу B0V [15]. В спектре HD 227621 (звезда 11), в сравнении со спектрами звезд HD 227637 и HD227586, наблюдаются менее глубокие линии металлов HeII 4541 Å, HeII 4686 Å и CIII 4650 Å, в то же время линии HeI 4713 Å, HeI 4471 Å и MgII 4481 Å имеют близкие интенсивности. Это указывает на более поздний спектральный класс B1.5 объекта HD 227621.

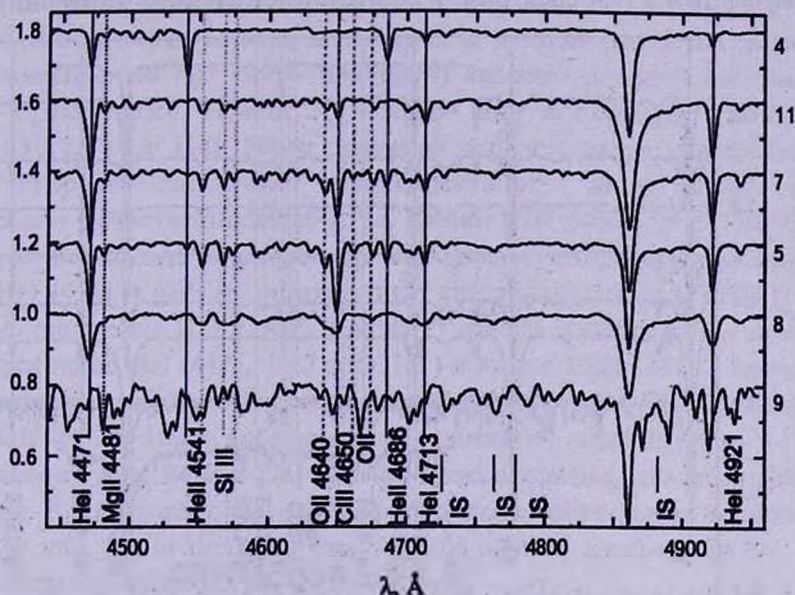


Рис.7. Спектры некоторых звезд скопления NGC 6871 в области 4400-4960 Å. Нумерация звезд - согласно табл.2. На рисунке отмечены некоторые линии металлов и межзвездные линии (IS).

В скоплении NGC 6913 в синей области было получено 36 спектров десяти звезд скопления. На рис.8 приведены примеры спектров В-звезд. Поскольку значительная переменность их спектров не обнаружена, то для каждой звезды приведено только по одному спектру. Однокомпонентные эмиссионные профили линий H β и H γ наблюдаются только в спектре Ве-звезды HD229221. Нами получено пять спектров звезды. Наблюдается эмиссия в линии He I 5016 Å, а остальные линии HeI (4471, 4713 и 4922 Å) менее интенсивны, чем у других В-звезд скопления. На всех спектрах видна слабая линия HeII 4686 Å, также присутствует линия углерода CIII 4650 Å, а линия кислорода заметно менее интенсивная. Все это указывает на спектральный класс B0.2IIIe [15].

HD229239 (звезда 2) в [30] представлена как B0.5IIe. У данной звезды в [38,14] наблюдалась переменность лучевых скоростей, более того в [14]

определен орбитальный период в 1.7075 дня. На спектрах, полученных в 2008г. нет заметных следов эмиссии (рис.8), скорость вращения $V_{\sin i} = 150 \pm 50$ км/с и наблюдается значительная переменность лучевой скорости $\Delta V_r = 60$ км/с. Абсорбционные профили линий получены и в [13,20], в работах [12,18,23] звезда отнесена к классу нормальных В-звезд. Интенсивность линий H β , HeI и других линий металлов сходны с полученным в [15] спектром, и соответствует спектральному типу B0.2III.

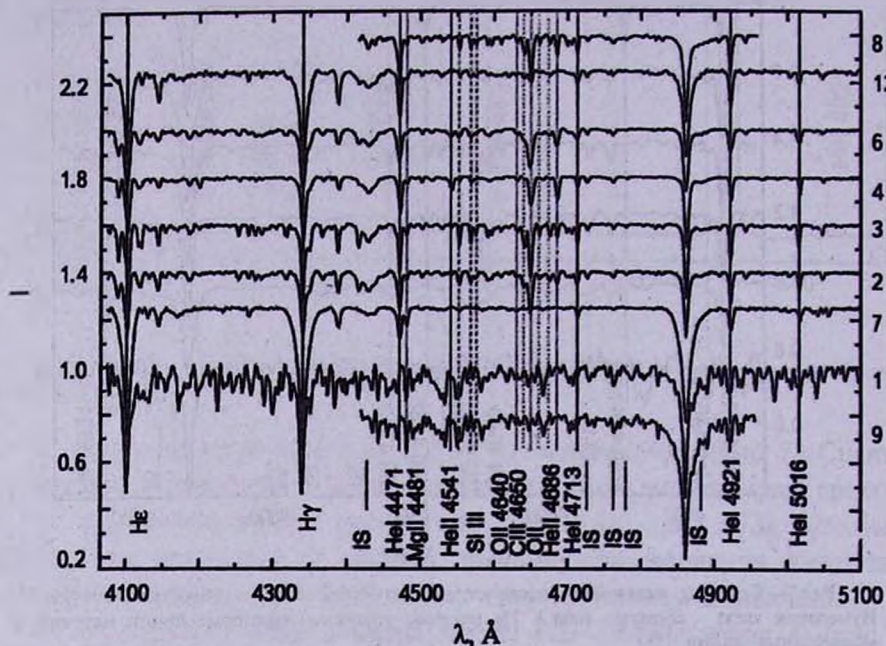


Рис.8. Спектры некоторых звезд скопления NGC 6913 в области 4400-4960 Å. На рисунке отмечены некоторые линии металлов и межзвездные линии (IS). Нумерация звезд - согласно табл.2.

Полученные нами спектры звезды HD 194378 (V2031 Суг, звезда 1) указывают на поздний спектральный тип объектов (рис.8). Наши спектры подтверждают предположения, сделанные в [19,20,10] о том, что звезда не является членом скопления. HD194378 занимает пекулярное положение на диаграмме Герцшпрунга-Рассела (рис.2), что также отмечено в работе [20]. В [22] отмечалась возможная переменность блеска звезды, так что она может быть затменно-двойной системой. Более детально звезда изучена в [14] и определена как двойная с периодом 2.7047 суток, также отмечено, что звезда не является членом скопления NGC 6913.

Спектр HD 229233 (звезды 9) соответствует спектру более холодной звезды (рис.8), это возможно звезда фона. В [14,21] также сделано предположение, что звезда не является членом скопления. Спектральный тип определен как F0.

HD 229238 (звезда 3) уже покинула Главную последовательность и находится на пути в область гигантов (рис.2). В [14,38,39] наблюдались вариации лучевых скоростей, свойственные спектрально-двойным звездам. Более того, звезда имеет фотометрическую переменность, т.е. она может являться затменно-двойной системой [22] с периодом 697 дней [14]. В 2008 году были получены три спектра данной звезды, заметной переменности лучевой скорости нами не обнаружено.

В работах [38,14] по анализу переменности лучевых скоростей сделано предположение, что HD 229234 (звезда 4) является двойной системой. Оценен орбитальный период $P_{\text{orb}} = 3.5104$ дня и скорость вращения $V \sin i = 103 \pm 2.0$ км/с [14]. Нами получено четыре спектра, измеренные лучевые скорости показывают переменность от - 30 до 60 км/с что подтверждает двойственность объекта. Линии CII 4650 Å и OII 4640 Å показывают небольшую интенсивность и отношение интенсивностей линий HeII и HeI (4541 и 4471 Å) соответствует спектральному типу O9II [15].

В спектре звезды HD 229253 (звезда 7) (рис.8) хорошо видны линии H β , линии гелия HeI (4471, 4712 и 4921 Å) и линия MgII 4481 Å, которая намного глубже, чем у других звезд скопления, а также полностью отсутствует линия HeII 4686 Å. Наши наблюдения соответствуют определенному в [18] спектральному типу B4II. В [21] сделано предположение, что это не член скопления. В [14] звезда определена как двойная с орбитальным периодом $P_{\text{orb}} = 3.459$ дня. Нами получено два спектра данной звезды в 2008г., их лучевые скорости разнятся на $\Delta V_r \approx 20$ км/с.

Для HD 229227 (звезды 6) нами оценена скорость вращения $V \sin i = 250 \pm 50$ км/с. В [14] по переменности лучевых скоростей определено, что HD 229227 является двойной звездой, но полученное отклонение лучевых скоростей от среднего значения для скопления велико, возможно это звезда фона. На спектрах, полученных в 2008г. наблюдается переменность лучевых скоростей ($\Delta V_r \approx 30$ км/с), что скорее всего связано с двойственностью объекта. Спектральный тип звезды O9.7III [15].

Спектр звезды 12 исследовался в [14] и по переменности лучевых скоростей сделано предположение, что это спектрально-двойная звезда с орбитальным периодом $P_{\text{orb}} = 4.035$ дня. Звезда мало изучена, а переменность профиля и блеска ранее не исследовалась. Нами получено три спектра звезды, по измеренным лучевым скоростям наблюдается переменность от $V_r = 53$ км/с до $V_r = -69$ км/с в течение суток.

Для некоторых звезд исследуемых скоплений определение основных параметров их атмосфер ранее не выполнялось, поэтому мы оценили, по спектрам в области длин волн 4050-5100 Å, эффективную температуру T_{eff} и ускорение силы тяжести ($\log g$) в атмосфере звезд без учета возможного вклада излучения H γ в непрерывном спектре в случае Ве-звезд. Для

определения параметров атмосфер была построена сетка моделей для температур 19000-35000 K с шагом 1000 K и $\log g = 3, 3.5, 4$ и солнечным химическим составом. Спектры рассчитывались по моделям [40] с помощью программы SynthV [41]. Далее, на основе исходной сетки, при фиксированном значении величины $\log g$, интерполяцией определялись значения T_{eff} и U_{ini} . При определении параметров атмосферы звезды во внимание брались линии MgII 4481, HeI (4471, 4712, 4921 Å) и H β . Результаты определения параметров атмосфер звезд представлены в табл.2.

6. Выводы. Фотометрические и спектроскопические исследования, выполненные в предыдущих работах, позволили обнаружить 14 В-звезд в скоплении NGC 6871 и 43 В-звезды в NGC 6913. Из них в NGC 6871 две определены как Ве-звезды; одна Ве-звезда с сильной эмиссией в водородных линиях и возможно две слабоэмиссионные звезды найдено в скоплении NGC 6913.

Нами исследовано 17 профилей линии H α и 8 спектров умеренного разрешения полученных в области H β у девяти звезд молодого рассеянного звездного скопления NGC 6871. У семи В-звезд получены абсорбционные профили линии H α . В спектрах трех звезд наблюдается эмиссия в линии H α , одна из звезд - известная звезда типа WR (V1676 Cyg), у BD +35°3956 наблюдается переход от В к Ве фазе.

В скоплении NGC 6913 исследованы две звезды в области линии H α с высоким разрешением. В период наших наблюдений, Ве-звезда HD 229221 имела значительную переменную эмиссию в линии H α . Дополнительно, в синей области длин волн, изучено 36 спектров десяти звезд скопления. У пяти В-звезд скопления NGC 6913 наблюдается переменность лучевых скоростей более 30 км/с.

Наши наблюдения не позволили обнаружить новые Ве-звезды. Малое относительное содержание Ве-звезд в скоплениях не противоречит гипотезе об увеличении популяции Ве-звезд в скоплениях с возрастом после 10 млн лет [1].

По спектрам умеренного разрешения, полученных в области длин волн 4420-4960 Å для ряда В и Ве-звезд скоплений была выполнена спектральная классификация и оценены параметры их атмосфер, такие как температура, ускорение силы тяжести и скорость вращения. Найдено, что три звезды не являются членами скоплений NGC 6871 и NGC 6913.

Данная работа была выполнена при частичной финансовой поддержке украинского фонда UFFR Ф 25.2/139.

¹ Таврический национальный университет им. Вернадского, Симферополь, e-mail: Svetlana_mal_81@mail.ru Svetlana_mal@ukr.net;

² НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина, e-mail: tarasov@crao.crimea.ua aetarasov@mail.ru

THE SPECTROSCOPY OF THE B AND Be STARS IN THE OPEN STELLAR CLUSTERS NGC 6871 AND NGC 6913

S.L.MALCHENKO^{1,2}, A.E.TARASOV^{1,2}

The population of the B and Be stars in the young and relatively poor open stellar clusters NGC 6871 and NGC 6913 was studied. High resolution spectroscopy in the $H\alpha$ region was obtained for 11 stars of the clusters. Three emission stars were found in the cluster NGC 6871, one of them is a known WR star, another Be star BD +35°3956 demonstrated spectral changes from B to Be phase. Spectra of seven B stars did not show signs of emission in $H\alpha$. The Be star V1322 Cyg in the cluster NGC 6913 had bright emission profile with large variability of intensity and equivalent width. The moderate resolution spectra for seven stars of the NGC 6871 cluster in the spectral region 4420-4960 Å and ten stars in the spectral region 4050-5100 Å for NGC 6913 were obtained. T_{eff} and $\log g$ were estimated for most of them. It is found that three stars are not members of the clusters.

Key word: *stars:spectra - stellar clusters NGC 6871, NGC 6913*

ЛИТЕРАТУРА

1. J.C.Mermilliod, *Astron. Astrophys.*, **109**, 48, 1982.
2. J.Fabregat, J.M.Torrejón, *Astron. Astrophys.*, **375**, 451, 2000.
3. D.R.Gies, IAU Coll. 175, The Be Phenomenon in Early Type Stars, eds. M.A.Smith, H.F.Henrichs, J.Fabregat. PASP Conf. Ser V.214, p.668, 2000.
4. M.J.Coe, IAU Coll. 175, The Be Phenomenon in Early Type Stars, eds. M.A.Smith, H.F.Henrichs, J.Fabregat. PASP Conf. Ser V.214, p.656, 2000.
5. Z.Balog, S.Kenyon, *Astron. J.*, **124**, 2083, 2002.
6. S.Bernabei, V.F.Polcaro, *Astron. Astrophys.*, **366**, 817, 2001.
7. A.A.Hoag, H.L.Johnson, B.Iriarte et al., *Publ. U.S. Naval Obs. Ser.*, **2**, 17, 343, 1961.
8. A.Purgathofer, *Zeitschrift für Astrophysik*, **52**, 22, 1961.
9. H.L.Cohen, *Astron. J.*, **74**, 1168, 1969.
10. D.L.Crawford, J.V.Barners, W.H.Jr Warren, *Astron. J.*, **79**, 623, 1974.
11. A.J.Delgado, E.J.Alfaro, J.M.Garcia-Pelayo et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **58**, 447-451, 1984.
12. H.-G.Reimann, *Astron. Nachr.*, **310**, 273, 1989.
13. P.Massey, K.E.Johnson, K.DeGloia-Eastwood, *Astrophys. J.*, **454**, 151, 1995.
14. C.Boeche, U.Munari, L.Tomasella, R.Barbon, *Astron Astrophys.*, **415**, 145, 2004.

15. *I.Negueruela*, *Astron. Nachr.*, **325**, 380, 2004.
16. *N.R.Walborn*, *Astrophys. J.*, **77**, 312, 1972.
17. *R.Schild, W.Romanishin*, *Astrophys. J.*, **204**, 493, 1976.
18. *J.-J.Wang, J.-Y.Hu*, *Astron. Astrophys.*, **356**, 118, 2000.
19. *J.-J.Wang, J.-Y.Hu*, *Chin. Astron. Astrophys.*, **20**, 67, 2001.
20. *U.C.Joshi, B.B.Sanwal, R.Sagar*, *PASJ*, **35**, 405, 1983.
21. *D.L.Crawford, J.V.Barners, G.Hill*, *Astron. J.*, **82**, 606, 1977.
22. *G.A.Bakos*, *BAICz*, **24**, 164, 1973.
23. *W.W.Morgan, D.L.Harris*, *Vistas Astron.*, **2**, 1124, 1956
24. *W.G.Tift*, *Astron. J.*, **63**, 127, 1958.
25. *S.G.Sergeev*, The program package to handle one-dimensional spectra. User guide, 1997.
26. *G.Schaller, D.Schaerer, G.Meynet, A.Maeder*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **96**, 296, 1992.
27. *C.L.Slesnick, L.A.Hillenbrand, P.Massey*, *Astrophys. J.*, **576**, 880, 2002.
28. *I.Lundstrom, B.Stenholm*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **58**, 163, 1984.
29. *D.Meisel*, *Astron. J.*, **73**, 350, 1968.
30. *N.G.Ronan*, *Astrophys. J.*, **144**, 492, 1951.
31. *J.A.Grigsbly, N.D.Morrison*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **100**, 830, 1988.
32. *A.H.Batten*, *Astron. J.*, **70**, 318, 1965.
33. *A.J.Meadows*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **123**, 81, 1961.
34. *R.M.Petrie, J.A.Pearce*, *Publ. Dom. Astrophys. Obs.*, **12**, 1, 1961.
35. *Cohen*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **94**, 198, 1982.
36. *L.R.Penny*, *Astrophys. J.*, **463**, 737, 1996
37. *D.Ian*, *Howarth*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **284**, 265, 1997.
38. *T.Liu, K.A.Janes, T.M.Bania*, *Astron. J.*, **98**, 626, 1989.
39. *T.Liu, K.A.Janes, T.M.Bania*, *Astron. J.*, **102**, 1103, 1991.
40. *R.L.Kurucz*, Atlas9 Stellar Atmosphere Program and 2 km s⁻¹ grid. Kurucz No.CD-ROM 13. \\Cambrige, Mass.:Simithsonian Astrophys. Obs., 1993, 13.
41. *V.V.Tsymbal*, *ASP Conf. Ser.*, **108**, 198, 1996.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ RY ЩИТА

М.И.КУМСИАШВИЛИ, Р.Ш.НАЦВЛИШВИЛИ,
К.В.ЧАРГЕЙШВИЛИ

Поступила 4 декабря 2008

Принята к печати 18 февраля 2009

Представлены результаты нового анализа старых электрофотометрических данных тесной двойной системы раннего спектрального класса RY Щита, полученных в Абастуманской астрофизической обсерватории, Грузия, в течение 1972-1985гг., а также в Майданакской обсерватории, Узбекистан, в 1979-1991гг. Были выявлены нестационарные процессы в системе RY Щита от периода к периоду, от месяца к месяцу и от года к году. Эти изменения составляют от сотых до десятых долей звездной величины. Более того, периодические изменения в кривых блеска системы, с периодом в несколько лет, выявлены вблизи первого максимума. Данный результат представляет значительный интерес в связи со сходными изменениями блеска, наблюдаемыми в ярких голубых переменных LBV звездах, а также имеет отношение к вопросу о выбросе туманности вокруг системы RY Щита.

Ключевые слова: *звезды:тесные двойные - объект: RY Щита*

1. **Введение.** RY Щита - уникальная массивная тесная двойная система в редкой переходной эволюционной фазе. Она окружена молодой околовзвездной туманностью. Предполагают, что система является редким прародителем системы WR+OB, поэтому она может послужить ключом для понимания поздних стадий эволюции тесных двойных звезд и, в частности, для расшифровки образования тесных двойных WR в результате приливного массового переноса масс и потери масс. Итак, тесная двойная система RY Щита переживает процессы переноса масс и обмена массами и имеет сложную структуру своих внешних атмосферных слоев. Возможно, она претерпевает эволюционные изменения в течение сравнительно короткого интервала времени, важного для построения эволюционной модели системы.

Краткая история исследования данной двойной системы такова: Меррил [1] обнаружил линию He II $\lambda 4686$ в спектре RY Щита, являющуюся характерной только для туманностей и их ядер. В спектре имеются сильные запрещенные линии [Fe III] и [Si III], а также эмиссионные линии водорода, гелия и других элементов. RY Щита наблюдался как источник радиоизлучения [2]. Наличие интенсивных эмиссионных линий и радиоизлучения (как в β Лир) послужило в пользу предположения, что вокруг RY Щита может существовать небольшая область НП [3]. Звезда сильно покраснела окружающей ее газовой и пылевой оболочкой [4]. На основании спектроскопических наблюдений

Каули и Хатчингс [5] обнаружили, что двойная система состоит из двух супергигантов раннего типа с отношением масс равным $q = M_2/M_1 = 1.25$. Авторы [6] предположили, что вторичная звезда должна быть окружена геометрически толстым аккреционным диском, чем можно объяснить ее аномально слабую светимость, и что RY Щита подобен пекулярной системе β Лиры и в настоящее время находится в стадии становления системой Вольфа-Райе (WR). Милано и др. [7] и Джиуричин и Мардиросян [6] проанализировали фотометрические кривые блеска, приведенные в [8], допустив отношение масс компонентов Каули и Хатчингс, равное $q = M_2/M_1 = 1.25$ [5]. Позднее ряд авторов, работающих в рамках Международной координированной программы (Абастуманская астрофизическая обсерватория была координатором этой программы), использовали спектроскопические данные, полученные Р.Вестом для вывода нового отношения масс компонентов равного $q = M_2/M_1 = 3.3$ [9]. Спектральные наблюдения RY Щита были выполнены Р.Вестом в области $\lambda\lambda 3450 - 5160 \text{ \AA}$ с дисперсией, равной $12 \text{ \AA/мм}$.

Приняв это новое отношение масс компонентов, Антохина и Черепашук [10] применили синтетический метод кривой блеска для интерпретации фотометрических наблюдений RY Щита в полосе V, выполненных Кумсиашвили [11], авторами [8] и Закировым [12]. Модель, включающая вторичный компонент в форме геометрически толстого диска, удовлетворительно описывает кривые блеска и соответствует наблюдавшимся свойствам двойной системы. Был сделан вывод, что, судя по параметрам RY Щита, эта система выглядит весьма сходной с двойной системой WR+OB, если предположить, что менее массивная звезда находится в конце стадии предварительного переноса масс и теперь, на пути к преобразованию в систему WR, обнажает ядро из гелия.

Авторы работы [13] выполнили повторные исследования RY Щита на основании спектроскопического материала, полученного в Европейской Южной Обсерватории (ESO), в Ла Силле, в Межамериканской Обсерватории Черро Тололо (CTIO), охватывающего спектральные области $3400 - 5150 \text{ \AA}$ и $5700 - 6700 \text{ \AA}$, и космическим аппаратом (IUE). В своей работе они заключили, что RY Щита является взаимодействующей двойной системой, образованной более ярким компонентом $BO - 10 M_{\odot}$ и вторичным компонентом $-36 M_{\odot}$. Среди ее эмиссионных свойств имеется ряд линий, характерных для планетных туманностей. Вторичный компонент системы, окруженный непрозрачной оболочкой, излучает в He II $\lambda 4686$.

"Новая эра" в исследовании RY Щита началась со статей Смита и др. [14-17], основанных на анализе наблюдений, выполненных космическим телескопом Хаббла (HST), и наземных данных высокого разрешения во множественных спектральных областях. Результаты главным образом касаются физических характеристик компактной туманности вокруг RY Щита. Они получили и проанализировали обширный наблюдательный

материал высокого качества в различных спектральных диапазонах: видимом, инфракрасном и радиодиапазоне. Спектральные материалы были получены в ESO, на HST, в Национальной Обсерватории Кит Пик (KPNO) и СТЮ. Кроме того, у них имелись изображения, сделанные телескопами HST, Паломар 5-м, Кек 10-м и карты непрерывного радиоизлучения Сверхбольшого массива радиотелескопов. На основе вышеуказанного материала они опубликовали подробные анализы пекулярной туманности вокруг RY Щита [14-17]. Из изображений телескопов HST и Кек они впервые наглядно показали, что вокруг тесной двойной системы существует туманность с двумя полостями $1'' \times 2''$, соответствующая радиусам в несколько тысяч а.е. на расстоянии 1.8 кпк, а также определили массы звезд-компаньонов (49 и $39 M_{\odot}$) и общую болометрическую светимость в $3.4 \times 10^6 L_{\odot}$ [18]. Данная величина находится вблизи предела Эддингтона для этой системы. Для спектральных классов звезд-компаньонов ими были получены O 9.5 и O 6.5 и расстояние между ними - 0.43 а.е.

Они также оценили величину системной скорости -20 ± 3 км/с; плотность электронов $n_e = 2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ и температуру в туманности RY Щита - $9000\text{K} < T < 10000\text{K}$ [16]. Скорость расширения туманности на юго-западной стороне вдвое больше скорости расширения на северо-восточной стороне. Для массы туманности они получили $M \approx 0.003 M_{\odot}$.

Смит и др. [15] изучили собственные движения внешней туманности с двойным тором и пришли к заключению, что газ в этой НП области был, по всей вероятности, извержен из центральной двойной звезды примерно в 1876 ± 20 году.

Замечание специалистов в связи с тем, что туманность, как представляется, выброшена недавно (~ 120 лет тому назад) во время вспышки звезды [15], в сочетании с сильной асимметрией в туманности, дает повод предположить, что эта кратковременная эволюционная фаза характеризуется спорадической потерей масс. Имеющееся в нашем распоряжении доказательство [15] подразумевает, что RY Щита могла претерпеть нечто аналогичное вспышкам S Doradus ярких голубых переменных (LBV), хотя этот тип вспышки может показаться феноменологически отличным в контактной двойной системе.

Типы истечения газа, ожидаемые в системах, подобных RY Щита, были исследованы в ряде недавно опубликованных работ Назаренко и Глазуновой [19-21]. Они представляют собой гидродинамические симуляции в двух и трех измерениях для моделирования случая взаимодействующей двойной β Лиры. RY Щита и β Лиры разделяют много свойств, характерных для класса W Змея. Поэтому массивные двойные, только-только появляющиеся вследствие быстрой фазы переноса масс, вероятно принадлежат к наблюдаемому классу двойных W Змея [22].

Недавние спектроскопические исследования системы RY Щита [23] подтвердили тот факт, что радиус массивного компаньона значительно меньше

его критического радиуса Роша, и поэтому исключили чрезмерно контактную модель. Они находят, что массы компонентов составляют $M_1 = 7.1 \pm 1.2 M_{\odot}$ и $M_2 = 30.2 \pm 2.1 M_{\odot}$. Результаты их масс вполне подобны результатам, впервые полученным Скульским [24], но ниже результатов, определенных в [13]. По их оценкам, отношение масс равно $M_2/M_1 = 4.2 \pm 0.7$. Более того, данное исследование настойчиво утверждает, что существует аккреционный диск, окружающий меньшую по размеру более массивную звезду. Данная модель находится в хорошем соответствии с наблюдениями и способна объяснить некоторое фотометрическое поведение RY Щита [25].

После вышеупомянутых статей М.Кумсиашвили приняла решение вернуться к наблюдательным материалам старого проекта по RY Щита, координатором которого являлась Абастуманская астрофизическая обсерватория.

Для раскрытия феномена RY Щита существенно важно исследовать, какие нестационарные процессы происходят в этой очень пекулярной тесной двойной системе.

2. Старые фотоэлектрические наблюдения - новые результаты.

В течение периода 1972-1985гг. в Абастумани были проведены электрофотометрические наблюдения в системе *UBV* для 103 ночей [11].

Как отмечалось выше, согласно данным Смита и др [14-17], один компонент может испытать выброс до двух звездных величин, в результате чего образуется туманность вокруг системы. Судя по такому спорадическому выбросу, в системе возможно идут некоторые нестабильные процессы, сравнительно менее интенсивные. Такой феномен специфичен для некоторого типа LBV переменных. Именно поэтому, исходя из вышеуказанных трехцветных фотоэлектрических данных системы *UBV*, охватывающих интервал в 14 лет, была вычислена средняя величина каждой ночи для фаз и блеска. Полученные результаты представлены в табл.1. Был также построен график зависимости кривой блеска от фазы в цвете *V* (рис.1).

Как показал анализ, в течение одной и той же фазы в разные годы блеск меняется от сотой до десятой величины. Например, если начать с минимума

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

JD	фаза	ΔV	ΔB	ΔU	JD	фаза	ΔV	ΔB	ΔU
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
2441510.3490	0.2771	-0.332	0.614	-0.017	2442250.3243	0.7922	-0.288	0.681	-0.028
2441537.2950	0.6993	-0.364	0.556	-0.071	2442273.2790	0.8555	-0.093	0.852	0.224
2441858.3535	0.5586	-0.187	0.807	0.019	2442653.2397	0.0094	0.152	1.091	0.418
2441888.3548	0.2554	-0.359	0.621	-0.074	2442663.2893	0.9128	0.250	1.211	0.516
2441890.3391	0.4337	0.123	1.087	0.423	2442930.4396	0.9265	0.263	1.252	0.616
2442221.3711	0.1896	-0.303	0.674	-0.056	2442933.4123	0.1936	-0.252	0.700	0.062
2442244.3204	0.2524	-0.322	0.610	-0.055	2442955.3739	0.1677	-0.210	0.740	0.102
2442248.3350	0.6133	-0.317	0.693	-0.001	2442960.3647	0.6163	-0.218	0.732	0.091

Таблица 1 (окончание)

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
2442982.2936	0.5875	-0.179	0.778	0.168	2444494.2263	0.4923	0.030	0.985	0.336
2442984.2844	0.7664	-0.301	0.644	-0.022	2444754.4205	0.8807	0.033	1.006	0.379
2442986.3359	0.9509	0.271	1.245	0.639	2444765.4452	0.8716	-0.035	0.947	0.264
2442990.3361	0.3104	-0.236	1.739	0.044	2444809.3172	0.8152	-0.216	0.753	0.088
2443332.3060	0.0495	-0.020	0.949	0.298	2444810.3309	0.9064	0.174	1.148	0.525
2443341.3338	0.8609	-0.051	0.925	0.315	2444811.3327	0.9967	0.172	1.155	0.525
2443342.3053	0.9483	0.254	1.258	0.670	2444814.2917	0.2624	-0.317	0.624	-0.035
2443346.3116	0.3084	-0.283	1.688	0.038	2444870.2578	0.2930	-0.337	0.631	-0.091
2443391.2611	0.3488	-0.138	1.853	0.107	2444871.2515	0.3824	-0.090	0.863	0.215
2443420.2048	0.9505	0.290	1.258	0.651	2444872.2691	0.4738	0.105	1.061	0.412
2443423.2018	0.2199	-0.285	1.679	0.026	2445116.4321	0.4212	0.084	1.045	0.341
2443424.2070	0.3103	-0.255	0.694	0.054	2445117.4006	0.5083	-0.004	0.952	0.305
2443425.2084	0.4003	0.004	0.959	0.298	2445118.3972	0.5978	-0.244	0.723	0.045
2443429.1963	0.7587	-0.331	0.625	-0.051	2445133.3278	0.9399	0.243	1.221	0.535
2443430.1923	0.8482	-0.103	0.861	0.200	2445135.3606	0.1227	-0.254	1.720	0.032
2443666.4215	0.0826	-0.136	0.825	0.167	2445137.3725	0.3035	-0.276	0.667	-0.011
2443670.3752	0.4379	0.142	1.111	0.463	2445140.3873	0.5745	-0.171	0.784	0.126
2443671.4100	0.5309	-0.115	0.878	0.185	2445144.3731	0.9328	0.196	1.189	0.501
2443672.4284	0.6224	-0.244	0.727	0.104	2445145.3567	0.0212	0.093	1.062	0.409
2443673.4549	0.7147	-0.315	0.651	0.012	2445150.4511	0.4786	0.075	1.026	0.336
2443687.3650	0.9650	0.273	1.261	0.648	2445176.3382	0.8061	-0.257	0.707	0.039
2443688.3752	0.0558	-0.045	0.915	0.282	2445196.3239	0.6025	-0.262	0.690	0.001
2443695.3920	0.6866	-0.307	0.652	-0.004	2445198.2832	0.7786	-0.293	0.658	0.012
2443696.4057	0.7777	-0.305	0.678	0.028	2445199.3188	0.8680	-0.041	0.922	0.213
2443697.4103	0.8680	0.002	0.977	0.383	2445231.2333	0.7404	-0.323	0.647	-0.023
2443698.4255	0.9592	0.268	1.250	0.620	2445232.2171	0.8289	-0.208	0.756	0.100
2443720.3100	0.9264	0.219	1.190	0.540	2445259.1830	0.2526	-0.361	0.625	0.079
2443727.3059	0.5553	-0.138	0.825	0.113	2445260.1665	0.3412	-0.228	0.745	0.070
2443730.3289	0.8270	-0.188	0.750	0.093	2445527.3405	0.3571	-0.189	0.768	0.156
2443731.3279	0.9169	0.166	1.153	0.459	2445528.3640	0.4490	0.115	1.065	0.401
2443751.2525	0.7079	-0.285	0.652	0.022	2445579.2388	0.0220	0.055	1.019	0.359
2443779.2218	0.2219	-0.297	0.649	-0.004	2445616.2009	0.3446	-0.117	0.835	0.172
2443781.2386	0.4032	0.028	0.976	0.318	2445617.1879	0.4332	0.114	1.093	0.447
2443782.2556	0.7979	-0.265	0.670	0.053	2445875.3652	0.6403	-0.239	0.748	0.081
2443783.2818	0.5868	-0.197	1.173	0.041	2445886.3855	0.6309	-0.226	0.760	0.065
2443787.2214	0.9409	0.238	1.203	0.516	2445915.3188	0.2316	-0.214	0.762	0.074
2444049.3174	0.5003	0.029	0.996	0.378	2445968.2290	0.9877	0.167	1.159	0.499
2444055.3434	0.0419	-0.006	0.951	0.299	2446226.4232	0.1966	-0.270	0.677	-0.016
2444086.3550	0.8295	-0.201	0.752	0.104	2446227.4357	0.2873	-0.226	0.734	0.009
2444434.3334	0.1086	-0.150	0.829	0.138	2446238.3715	0.2705	-0.316	0.668	-0.003
2444437.3565	0.3803	-0.026	0.945	0.240	2446258.3554	0.0666	-0.096	0.862	0.164
2444438.3251	0.4674	0.225	1.187	0.468	2446286.2675	0.5757	-0.208	0.738	0.113
2444442.4018	0.8339	-0.116	0.863	0.116	2446317.2796	0.3632	-0.201	0.782	0.045
2444459.2731	0.3504	-0.156	0.787	0.167					

блеска, то можно заметить, что в период с 12-13 по 23-24 июня 1982г. интенсивность затмения выросла на 0^м.05. Это означает, что переменность

имела место в течение периода. Как можно видеть, глубина затмения меняется из года в год на $0^m.12$. Следовательно, можно заключить, что глубина минимума меняется в течение нескольких дней, месяцев и лет.

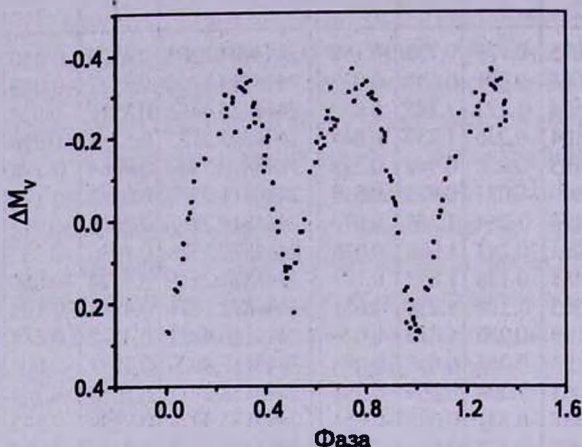


Рис.1. Средняя кривая блеска V RY Щита (1972-1985гг.).

Эта картина подобна картине фазового максимума. В частности, по сравнению с другими годами, 2-3 августа 1984г. наблюдалось снижение блеска примерно на $0^m.08$ в фазе 0.277. Такое же явление отмечалось и в 1985г.: примерно в той же фазе максимума, в период с 10-11 по 21-22 июня блеск изменился примерно на $0^m.08$. Эта переменность тоже имела место в течение одного периода.

Изменение блеска на кривой, вблизи фазы 0.4 весьма существенно. В частности, звезда ярче в фазе 0.402, чем в фазе 0.390 примерно на $0^m.07$; т.е. вместо уменьшения блеска с увеличением фазы в направлении вторичного минимума наблюдается увеличение блеска. То же самое происходит в фазах 0.425 и 0.427. Звезда ярче вблизи последней фазы примерно на $0^m.065$, вместо того, чтобы происходило наоборот. Заслуживает внимания фаза 0.512. Здесь представлены наблюдения за период 17-18 июля 1980г. Глубина вторичного минимума возросла на $0^m.1$ по сравнению с другими годами. Сравнение наблюдений, выполненных в разные годы, показывает, что глубина также меняется в фазе 0.5 примерно на $0^m.05$. Колебания блеска наблюдаются также и во вторичном максимуме, приблизительно в фазе 0.75, составляя $0^m.08$.

Кроме того, в Абастумани, в рамках программы сотрудничества, были выполнены фотоэлектрические наблюдения RY Щита в шести цветах [27]. Звезда наблюдалась в среднеполосной фотометрической системе Стремгrena (*ubv*) и линии H β в 1983-1990гг. в течение 49 ночей на 1.25-м телескопе. Было выполнено 230 индивидуальных измерений в каждом фильтре. Для обнаружения нестабильных процессов с периода на период, из месяца в месяц,

из года в год, выполнялась оценка средней величины в шести цветах для каждой ночи. На рис.2 построена кривая цвета ν . На кривой четко видны микроколебания малого масштаба. Еще точнее, можно сказать, что периодические изменения блеска с амплитудой $0^m.05$ могут по всей вероятности происходить в той же фазе из года в год. К примеру, если в 1983г. величина равнялась

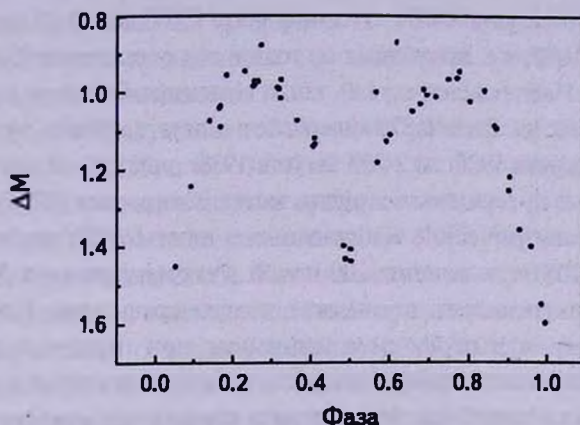


Рис.2. Кривая блеска ν полос Стремгrena.

$1^m.041$ в фазе 0.165 в цвете ν , в 1984г. в фазе 0.167 она опускается до $1^m.089$, а в 1986г. она составила $1^m.035$ в фазе 0.168, иными словами, она почти вернулась к величине, наблюдавшейся почти в той же фазе в 1983г. Следует особо отметить наблюдения в фазах 0.252, 0.255, 0.256 и 0.265, выполненные в 1983, 1986, 1984 и 1990гг., соответственно. Полученные величины $0^m.985$, $0^m.972$, $0^m.982$, $0^m.972$ совпадают с точностью до $0^m.01$, однако величина, полученная в 1983г. в фазе 0.273, составляет $0^m.877$, отличаясь от $0^m.985$ в фазе 0.252 на $0^m.1$. Это означает, что в две очень близкие фазы одного и того же года (17-18 июня, 12-13 августа 1983г.) звезда стала ярче на $0^m.1$, однако впоследствии она вернулась к своей первоначальной величине.

Ситуация, сходная с ситуацией при наблюдениях в трех цветах, наблюдается в шести цветах, когда следующая фаза нисходящей ветви указывает на большее поярчение. Например, $1^m.016$ наблюдается с 0.323 в цвете ν , в то время как в фазе 0.324 эта величина составляет $0^m.969$, будучи ярче на $0^m.046$ по сравнению с первой. Первая величина получается для наблюдений от 21-22 июня 1985г., а вторая величина соответствует наблюдениям от 29-30 августа 1986г. В 1983-1989гг. колебания во вторичном минимуме составляют примерно $0^m.04$. Следует отметить, что яркость звезды в следующих двух фазах 0.569 и 0.571 составила $1^m.002$ и $1^m.183$, и согласуется с ними соответственно. Разность в блеске составляет примерно $0^m.18$. Кроме того, наши наблюдения от 13-14 июля 1983г. и 26-27 августа 1989г. согласуются с первыми и вторыми фазами. Это означает, что в течение вышеупомянутой ночи 1989г. звезда стала

ярче примерно на $0^m.2$ на восходящей ветви вторичного минимума. Год за годом (1983-1989) наблюдаются также колебания во вторичном максимуме, будучи примерно порядка $0^m.07$. Следует отметить особенности на нисходящей ветви первичного минимума. Со времени, когда яркость составляла $1^m.025$ в фазе 0.803 на 10-11 сентября 1985г., звезда стала ярче до $0^m.997$ в следующей фазе 0.840 на 29-30 августа 1989г. Затем, в фазе 0.866 на 27-28 июня 1985г. блеск падает до $1^m.087$, т.е. колебания из года в год составляют $0^m.1$ в начале нисходящей ветви. Наблюдается случай, когда величины блеска на нисходящей ветви в одной и той же фазе 0.870 совпадают с друг другом в разные годы. Например, 16-17 августа 1985г. и 24-25 августа 1986г. яркость составляла $1^m.095$.

В рамках той же программы сотрудничества Закировым [12] были также выполнены фотоэлектрические наблюдения в пяти *UBVRI* цветах на горе Майданак в 1979-1981гг. в течение 100 ночей. Рекомендованная М.Кумсиашвили звезда использовалась в качестве звезды сравнения. Наблюдается некоторая асимметрия в первичном минимуме при первом и последнем контактах; нисходящая ветвь круче, чем часть кривой, выходящей из затмения. По всей вероятности подобную асимметрию первичного минимума можно было бы объяснить эффектом газовых потоков в системе. Особенность вторичного минимума заключается в изгибе кривой в фазе 0.565 восходящей ветви. Ввиду недостатка наблюдательных данных, Закиров не смог наблюдать тот же изгиб в фазе 0.435, симметричный 0.5. Тем не менее, поведение верхней и нижней частей кривой говорит в пользу такого изгиба. Одновременно следует отметить, что данное предположение подтверждается поведением кривой, полученной в результате наблюдений в трех цветах, на нисходящей ветви вблизи указанной фазы. Колебания, доходящие до $0^m.07$, также были замечены на построенной Закировым кривой изменения блеска. Однако нам так и не удалось достичь успеха в поисках быстрой переменности данной переменной, имевших место в течение ночи в разных фазах.

В связи с вышеупомянутыми наблюдениями следует заключить, что величины блеска в одной и той же фазе, различающиеся по периоду, непохожи, и эта разница несомненно превосходит точность наблюдений. Следовательно, возможно существование циклической переменности амплитуды нестабильных колебаний блеска. Поиск такого явления представляет большой интерес.

По нашему мнению, эти результаты говорят в пользу предположения американских ученых о том, что один из компонентов вероятно является переменной типа LBV. Они полагают, что звезда претерпела вспышку, эквивалентную двум звездным величинам 120 лет тому назад, что специфично для переменных такого типа. В результате в этой системе наблюдается микропеременность относительно меньшей интенсивности. Пока что не была обнаружена периодичность этой переменности.

3. *Периодические изменения в блеске.* Из анализа наших трех и шестичетных наблюдений и пятицветных наблюдений Закирова становится очевидным, что иногда переменная возвращается к своему первоначальному состоянию. Это особенно четко было видно в первом максимуме кривой блеска. Поэтому, на основании наших трехцветных наблюдений и пятицветных наблюдений Закирова, мы предприняли попытку построить график ночных средних величин в зависимости с юлианскими днями (JD) в цвете V для первого и второго максимума.

Наблюдения Кумсиашвили были преобразованы в звездные величины в фазах $\phi = 0.170 - 0.355$ и $\phi = 0.640 - 0.850$, т.е. в моменты первого и второго максимумов. Полученные ночные средние величины, вместе с наблюдениями Закирова, были построены в зависимости JD (1972-1991) для обоих максимумов (рис.3, рис.4), в отдельности. Как оказалось, на кривой, соответствующей первому максимуму, наблюдается некоторая периодичность переменности, что нельзя сказать о втором максимуме. Эта переменность происходит следующим образом: приблизительно через каждые четыре года кривая падает до минимума; затем в течение этого же периода она поднимается до максимума и, наконец, опускается до минимума, т.е. от минимума до минимума этот период составляет около 8 лет. То же самое подтверждается наблюдениями до 1991г., найденными нами позднее.

Как видно, фотометрия RY Щита никогда не была чрезмерной. При каждом наблюдении, в будущем, в переменности блеска системы можно обнаружить новое явление.

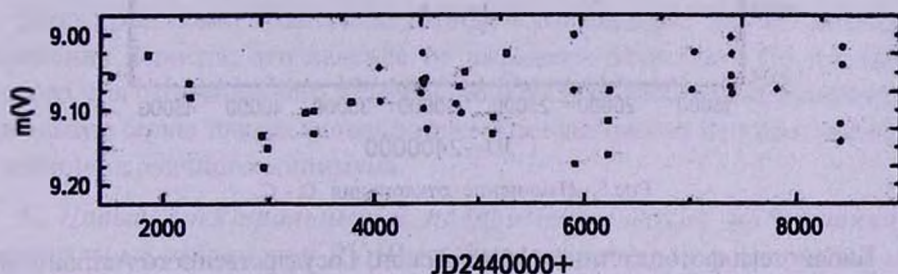


Рис.3. Первый максимум. ■ - данные Кумсиашвили, ● - данные Закирова.

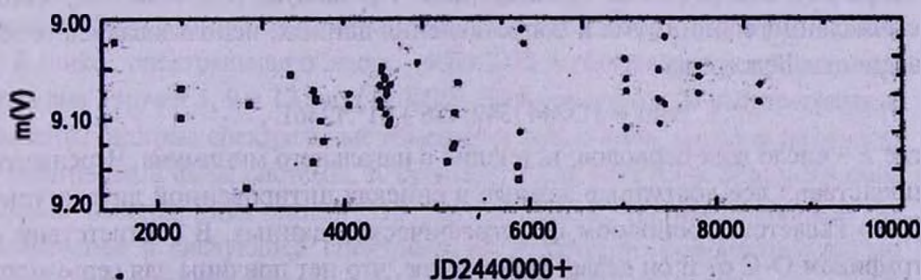


Рис.4. Второй максимум. ■ - данные Кумсиашвили, ● - данные Закирова.

4. *Об изменении периода.* Существует предположение о спорадическом выбросе массы в системе RY Щита. При этом имеется множество фотометрических и спектральных данных о нестабильных процессах, происходящих в этой системе. Недавно полученные внеатмосферные, инфракрасные и радионаблюдения также указывают на вышеизложенное. Естественно, возникает идея рассмотрения проблемы изменения периода системы на основании имеющихся в нашем распоряжении фотометрических данных. Тем более, что есть некоторые основания для этого после того, как были пересмотрены более ранние фотографические данные. Например, в рамках программы сотрудничества, после нашего обращения, Белсерен [28] пересмотрел коллекцию библиотеки фотопластинок Гарвардской обсерватории (США), содержащую наблюдения RY Щита с 1888г. Проанализировав данные с точки зрения изменения периода, он заключил, что существуют малые параболические изменения периода.

На рис.5 представлено изменение отклонения О-С в зависимости JD. О-С - разница между наблюдаемыми и вычисленными минимумами. Они представлены на рисунке вместе с данными работы [7], подтверждающими вышеуказанное изменение. Крестиками показаны эти данные.

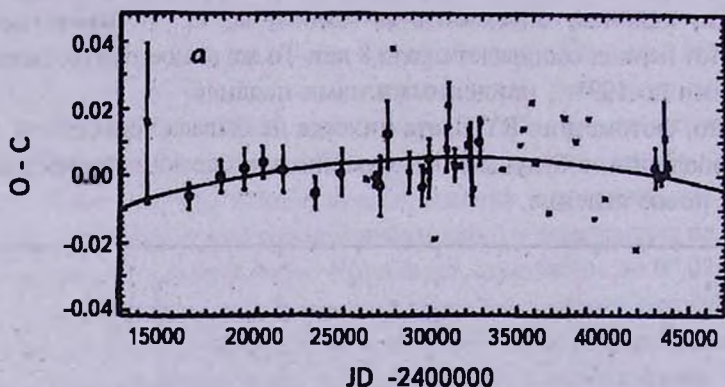


Рис.5. Изменение отклонения О - С.

Библиотека фотопластинок Московского Государственного Астрономического Института им. Штернберга (наблюдения за 1899-1978гг.) была также пересмотрена под наблюдением Черепашука [29]. Для получения вычисленного минимума и сопоставления данных, использовались те же элементы Белсерена:

$$\text{Min} = \text{JD}2443342.456 + 11^d.1246E,$$

где E - число всех периодов, истекших с начального минимума. Черепашук представил все доступные данные в списках цитированной литературы. Дело касается в основном фотографических данных. В соответствии с графиком О-С от E он делает заключение, что нет причины для серьезного изменения периода RY Щита.

С целью изучения изменения периода RY Щита, на основании Абастуманского фотометрического материала, мы решили выполнить подсчеты в этом направлении. Вначале были зафиксированы наблюдаемые моменты минимумов. Была построена средняя кривая первичного минимума, а затем индивидуальные кривые, наблюдаемые при минимуме. Используя те же элементы Белсерена, на кривой Черепашука [29] были нанесены разности между наблюдаемыми и оцененными минимумами, т.е. величинами O-C и наши величины E (рис.6).

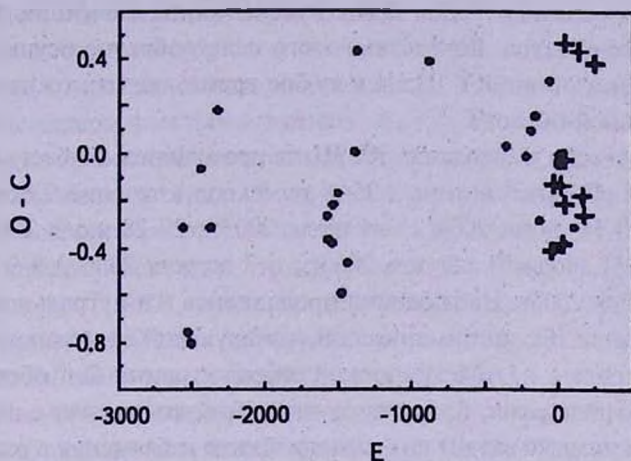


Рис.6. Зависимость O - C, E. + - данные Кумсиашвили.

Здесь крестиками обозначены данные Кумсиашвили. Что же касается изменения периода, это явление не выражено отчетливо. По нашему мнению, для окончательного решения этого вопроса необходимо выполнить длительную серию точных фотоэлектрических наблюдений непосредственно в глубине первичного минимума.

5. Новые спектральные и поляризметрические наблюдения. Спектральные наблюдения RY Щита были выполнены с помощью 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории в августе 2005г. Телескоп оборудован CCD устройством "SCORPIO". Размер CCD - 2058x2063 пиксель. Охлаждение осуществлялось жидким азотом. Дисперсия равна 1.7 Å /пикс., спектральная область ~4000-7150 Å. Наблюдения проводились в течение 3 ночей 5, 9 и 12 августа 2005г. Были получены 24 спектрограммы, выявлены быстрые спектральные изменения такого типа, которые не зависят от орбитальной фазы системы. К примеру, 12 августа была зафиксирована сильная эмиссионная линия Hδ, и эта линия не присутствовала на предыдущей и следующей спектрограммах. Судя по результатам наших наблюдений, спектральная область вблизи линии Hδ является переменной, и эти изменения вызваны ближайшими спектральными линиями других

элементов (He I; S II).

Очевидно рационально, что у нас есть изменения, не зависящие от орбитальной фазы. В старых спектральных наблюдениях (1981г.) мы также показали внутреннюю активность компонентов системы. В диапазоне 1200-3000 Å для некоторого момента, не зависящего от фазы, были зафиксированы спектральные линии $\lambda 1525.31$, $\lambda 1911.5$, $\lambda 2195\text{Å}$. Это эмиссионные линии для некоторого момента и они не видны для других моментов. Линия $\lambda 2195\text{Å}$ часто эмиссионная, но иногда абсорбционная.

В наших новых данных видны также изменения, не зависящие от фазы для непрерывного спектра. Вследствие этого целесообразно осуществлять спектральный мониторинг RY Щита в любое время, по-возможности, для долгой спектральной области.

Поляризметрические наблюдения RY Щита проводились в Абастуманской астрофизической обсерватории на 1.25-м телескопе в течение 9 ночей - 8-9 июня 2005г.; 10-11 июня 2005г.; 3-4 июля 2005г.; 27-28 июля 2005г.; 29-30 июля 2005г.; 31 июля-01 августа 2005г.; 6-7 августа 2005г.; 8-9 августа 2005г.; 6-7 сентября 2005г. Наблюдения проводились в интегральном свете. Временем сбора были 18с. Автоматический сканирующий электрополяриметр (ASEP-78) изготовлен в Абастуманской обсерватории. Он оборудован различными светофильтрами, но мы не могли наблюдать систему с помощью фильтров. Принципиально важны поляризметрические наблюдения в различных диапазонах излучения, так как степень поляризации часто зависит от длины волны излучения. Эта зависимость важна для конкретизации физических параметров поляризующей окружающей среды. Например, для рассеяния излучения Томсона степень поляризации не зависит от длины волны, однако в случае Реле рассеяния степень поляризации зависит от длины волны.

Наблюдаются очень быстрые изменения степени поляризации интегрального света. Однако полученный материал недостаточен для того, чтобы рассматривать их в качестве надежных. Мы полагаем, что после регистрации быстрых спектральных изменений будут возможны и быстрые

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Дата	UT	фаза	P%	Θ°
Июнь 8, 2005	22 ^h 44 ^m	0.80	2.78	32.4
Июнь 10, 2005	22 26	0.97	2.58	34.6
Июль 3, 2005	21 41	0.04	2.56	31.2
Июль 27, 2005	20 57	0.19	2.81	29.8
Июль 29, 2005	19 54	0.37	2.84	30.5
Июль 31, 2005	21 16	0.55	2.68	28.9
Август 6, 2005	20 42	0.09	2.72	32.4
Август 8, 2005	20 26	0.27	2.80	29.5
Сентябрь 6, 2005	19 07	0.87	2.54	28.5

изменения собственной степени поляризации света. Позиционный угол поляризации изменился в определенном диапазоне (табл.2).

Параметры поляризации усредняются для каждой даты. Время и фазы приводятся для среднего момента наблюдения.

На самом деле, система RY Щита расположена в галактической плоскости ($b \approx 0^\circ$), на расстоянии 1.8 кпк, поэтому в этом направлении может встретиться довольно большое количество межзвездного вещества. Однако ввиду наблюдаемой структуры вокруг этого объекта можно предположить, что вблизи системы находится большое количество газа и пыли.

Если рассеивающие слои вокруг системы находятся в стабильном состоянии, то магнитное поле могло бы быть тому причиной и поляризационным механизмом электромагнитных волн может быть рассеяние излучения Томсона на свободные электроны или рассеяние на асимметрически выровненные пылевые частицы. В другом случае эти слои должны теряться в космическом пространстве из-за светового давления и звездного ветра. Итак, некая, определенного рода структура вещества вокруг системы, выявленная Смитом и др. [14-17], указывает на существование магнитного поля.

По нашему мнению, достаточно трудно объяснить сложную структуру профиля Р Лебеда эмиссионной линии He I 3888.6 в условиях сферически-симметричной оболочки, даже если она содержит несколько слоев. Рассматривая ширины абсорбционных частей линий H γ и He I 4471.5, можно предположить, что двухкомпонентная абсорбционная часть He I 3888.6 фактически является абсорбционной линией с внутренней эмиссией. И в таком случае невозможно представить ее профиль посредством сферически-симметричных слоев общей оболочки. Как мы полагаем, контур этой линии возникает из среды асферической симметрии, состоящей из фрагментов и слоев, движущихся против линии прямой видимости. Выбросы из внутренней части расширяющихся фрагментов могут быть быстрыми случайными процессами, не зависящими от орбитальной фазы, но вызванные внутренней активностью компонентов. Структура верхушки эмиссионного образования поглощающей части линии He I 3888.6 будет зависеть от движения этих фрагментов против линии прямой видимости, как если бы среды между поверхностями двух разных конусов с общей вершиной в центре системы создают эмиссионное образование в широкой поглощающей части линии He I 3888.6.

Итак, исходя из существующих и новых наблюдательных данных, мы заключили, что наблюдательные свойства RY Щита непосредственно связаны с состоянием компонентов системы и окружающей среды - от структуры и динамики последней. Однако геометрия системы - результат тех внутренних физических процессов, которые характерны для компонентов, находящихся в последней стадии эволюции. Поэтому наблюдения указывают на большое количество быстрых изменений в системе RY Щита и

являющихся результатом внутренних процессов, происходящих в компонентах в определенной эволюционной фазе.

6. Выводы.

1. В соответствии с полученными Кумсиашвили трехцветными фотоэлектрическими данными в системе *UBV*, охватывающими интервал в 14 лет, и данными Закирова в системе *UBVRI*, вычислена средняя величина фаз и яркостей для каждой ночи. Построен график зависимости кривой блеска *V* от фазы. Как показал анализ, в течение этой же фазы в разные годы блеск изменяется от сотой до десятой звездной величины. Очевидно, что глубина затмения изменяется на $0^m.12$ из года в год, из чего можно заключить, что глубина затмения изменяется с периода на период, от месяца к месяцу и из года в год.

2. Обнаружены некоторые периодические изменения света в первом максимуме, что не может быть сказано о втором максимуме. Данный результат говорит в пользу предположения Смита и др. [14-17] о том, что один из компонентов возможно является переменной типа *LBV*.

3. Нами не было выявлено изменения периода на основании имеющегося в наличии фотометрического материала, однако для окончательного решения вопроса крайне важны специальные точные фотометрические наблюдения в глубине первичного минимума в течение как можно более длительного времени.

Мы благодарим профессора М.Закирова за предоставление нам своих наблюдений и А.Карапетяна, Г.Оганяна, С.Балаяна и Т.Мовсисяна за содействие в проведении спектральных наблюдений. Поддержка была предоставлена также Американским Фондом (CRDF) через Программу двусторонних грантов (project GEPI-3333-TB-03).

Национальная астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе
Государственного Университета И.Чавчавадзе, Грузия
e-mail: kumsiashvili@genao.org rezonats@yahoo.com
ketichargeishvili@yahoo.com

INVESTIGATION OF NON-STABLE PROCESSES IN CLOSE BINARY RY SCUTI

M.I.KUMSIASHVILI, R.Sh.NATSVLISHVILI, K.V.CHARGEISHVILI

We present results of reanalysis of old electrophotometric data of early type close binary system RY Scuti obtained at the Abastumani Astrophysical Observatory, Georgia, during 1972-1990 years and at the Maidanak Observatory,

Uzbekistan, during 1979-1991 years. It is revealed non-stable processes in RY Sct from period to period, from month to month and from year to year. This variation consists from the hundredths up to the tenths of a magnitude. Furthermore, periodical changes in the system's light are displayed near the first maximum on timescales of a few years. That is of great interest with regard to some similar variations seen in luminous blue variable LBV stars. This also could be closely related to the question of why RY Sct ejected its nebula.

Key words: *stars:close binaries - individual:RY Scuti*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.W.Merrill, *Astrophys. J.*, **67**, 179, 1928.
2. V.A.Hughes, A.W.Woodsworth, *Nature Phys. Sci.*, **242**, 116, 1973.
3. A.R.King, R.F.Jameson, *Astron. Astrophys.*, **71**, 326, 1979.
4. G.L.Grasdalen, J.A.Hackwell, R.D.Gehrz, D.McClain, *Asrophys. J.*, **234**, L129, 1979.
5. A.P.Cowley, J.B.Hutchings, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **88**, 456, 1976.
6. G.Guirichin, F.Mardrossian, *Astron. Astrophys.*, **101**, 138, 1981.
7. L.Milano, A.Vittone, F.Ciatti et al., *Astron. Astrophys.*, **100**, 59, 1981.
8. F.Ciatti, A.Mammano, R.Margoni et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **41**, 143, 1980.
9. М.Ю.Скульский, *Бюлл. Абаст. астрофиз. obs.*, **58**, 101, 1985.
10. Е.А.Антохина, А.М.Черепашук, *Письма в Астрон. ж.*, **14**, 252, 1988.
11. М.И.Кумсиашвили, *Бюлл. Абаст. астрофиз. obs.*, **58**, 61, 1985.
12. М.М.Закиров, *Бюлл. Абаст. астрофиз. obs.*, **58**, 425, 1985.
13. J.Sahade, R.W.West, M.Yu.Skul'skii, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, **274**, 259, 2002.
14. N.Smith, R.D.Gehrz, R.M.Humphreys et al., *Astron. J.*, **118**, 960, 1999.
15. N.Smith, R.D.Gehrz, W.M.Goss, *Astron. J.*, **122**, 2700, 2001.
16. N.Smith, R.D.Gehrz, O.Stahl et al., *Astrophys. J.*, **578**, 464, 2002.
17. R.D.Gehrz, N.Smith, B.Jones et al., *Astrophys. J.*, **559**, 35, 2001.
18. R.D.Gehrz, T.L.Hayward, J.R.Houck et al., *Astrophys. J.*, **439**, 417, 1995.
19. V.V.Nazarenko, L.V.Glazunova, *Astr. Rep.*, **47**, 1013, 2003.
20. V.V.Nazarenko, L.V.Glazunova, *Astr. Rep.*, **50**, 369, 2006a.
21. V.V.Nazarenko, L.V.Glazunova, *Astr. Rep.*, **50**, 380, 2006b.
22. A.E.Tarasov, *ASP Conf. Ser.*, **214**, 644, 2000.
23. E.D.Grundstrom et al., *Astrophys. J.*, **667**, 505, 2007.
24. М.Ю.Скульский, *Советская астрономия*, **36**, 411, 1992.
25. G.Djurasevich, I.Vince, O.Atanackovich, *Astron. J.*, **136**, 767, 2008.
26. М.И.Кумсиашвили, *Бюлл. Абаст. астрофиз. obs.*, **58**, 93, 1985.
27. Е.А.Антохина, М.И.Кумсиашвили, *Письма в Астрон. ж.*, **25**, 662, 1999.
28. Э.Белсерен, частное сообщение (1982).
29. А.М.Черепашук, *Бюлл. Абаст. астрофиз. obs.*, **58**, 113, 1985.

РЕЛАКСАЦИЯ КВАНТОВЫХ ВИХРЕЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ II РОДА И В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 11 ноября 2008

Рассматривается нестационарная динамика движения вихрей в обычных сверхпроводниках II рода и в нейтронных звездах в ньютоновском приближении. Получено уравнение релаксации вихрей стремящихся к равновесному распределению после изменения внешнего магнитного поля. Приведены оценки времени релаксации вихрей в низкотемпературных сверхпроводниках и протонных вихрей в сверхпроводящем ядре нейтронной звезды. Показано, что протонная вихревая система, генерированная токами ускорения, жестко связана с нейтронными вихрями.

Ключевые слова: *звезды:нейтронные:квантовые вихри*

1. *Введение.* Как известно, сверхпроводник II рода, помещенный во внешнем магнитном поле, проявляет различные магнитные свойства в зависимости от значения H магнитного поля. Так, пока внешнее магнитное поле ниже первого критического значения - $H \leq H_{c1}$, образец полностью выталкивает поле и в нем $B=0$. При $H \geq H_{c1}$ магнитное поле проникает в образец, но магнитный поток Φ , проходящий через образец, имеет меньшую величину, чем в нормальном состоянии, т.е. $B < H$. Это указывает на наличие незатухающих токов, следовательно - на сверхпроводящее состояние вещества. При значении $H=H_2$, где H_2 - второе критическое поле, среднее поле B равняется внешнему полю и сверхпроводимость исчезает в объеме вещества. Зависимость среднего значения поля B в образце от внешнего поля H показана на рис.1 [1]. Как показали исследования, при $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$ магнитное поле проникает в сверхпроводник II рода в форме квантовых вихревых нитей, несущих квант магнитного потока $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$. Если обозначить n плотность вихрей в поперечном сечении образца, то $n\Phi_0 = \bar{B}$ будет представлять собой среднее значение магнитной индукции в сверхпроводнике. Как видно из рис.1, при увеличении внешнего магнитного поля $\bar{B}$ увеличивается. Когда $H=H_2$, нормальные сердцевинки вихревых нитей соприкасаются, и образец переходит в нормальное состояние. Ясно, что увеличение внешнего магнитного поля в интервале значений $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$ должно вызывать движение вихрей, так как плотность вихрей должна увеличиваться, чтобы обеспечить их равновесное распределение в соответствии с новым значением поля B в сверхпроводнике.

Новые вихревые нити возникают у поверхности и под действием силы, действующей со стороны индукционных токов, они движутся внутрь сверхпроводника. Уравнения динамики вихрей в сверхпроводнике II рода получены в [2], а их ковариантное обобщение - в [3]. В последней работе изучалась также релаксация вихрей в искривленном пространстве при изменении внешнего магнитного поля.

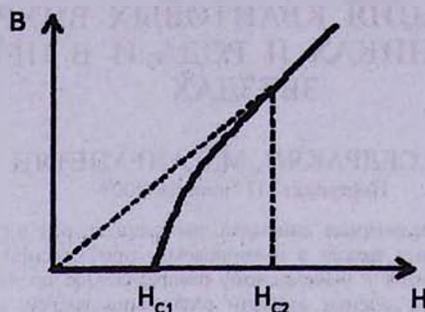


Рис.1. Зависимость магнитного поля B в сверхпроводнике II рода от внешнего поля H .

Вихревая структура возникает также в протонном сверхпроводнике в ядре нейтронной звезды. Как известно, в нейтронных звездах существует остаточное магнитное поле порядка 10^{12} Гс, направленное под углом к оси вращения звезды. Кроме этого поля, в нейтронной звезде генерируется также магнитное поле, параллельное оси вращения звезды, обусловленное токами увлечения в ядре звезды [4]. Следовательно, в протонном сверхпроводнике нейтронной звезды возникает скрещенная решетка двух типов магнитных вихрей - параллельных остаточному и генерированному магнитным полям [5]. Согласно работам [6,7], во время скачка угловой скорости нейтронных звезд происходит движение тектонических плит коры нейтронной звезды. Это может привести к малым локальным изменениям "замороженного" в коре остаточного магнитного поля нейтронной звезды и, следовательно, к изменению плотности вихрей. Этому изменению последует процесс релаксации связанных с этим магнитным полем протонных вихрей.

Во вращающейся нейтронной сверхтекучей нейтронной жидкости возникают нейтральные квантовые вихревые нити, плотность которых определяется угловой скоростью вращения звезды. Система уравнений движения вихревых нитей во вращающейся сверхтекучей жидкости в ньютоновском приближении была получена в работах [8,9], а их ковариантное обобщение - в [10]. Эти уравнения применялись для описания нестационарного поведения двухкомпонентной нейтронной звезды после скачков угловой скорости вращения [11,12].

В этой работе исследуется нестационарная динамика движения вихрей в сверхпроводнике II рода в ньютоновском приближении. Приведено решение системы уравнений, описывающей динамику вихрей. Оценено время релак-

сации вихрей для обычных низкотемпературных сверхпроводников и протонных вихрей в сверхпроводящем ядре нейтронной звезды.

2. *Уравнения динамики вихрей.* В работе [3], при рассмотрении динамики движения вихрей в сверхпроводнике II рода в рамках ОТО, были получены уравнения движения вихревой системы. Первое из них является обобщением уравнения Лондона и записывается в следующем виде:

$$\nabla_{[\mu} M_{\nu]} = s_{\mu\nu} = \frac{s}{2} \eta_{\mu\nu\rho\sigma} D^{\rho\sigma}, \quad (1)$$

где

$$M_{\nu} = \frac{mc}{e^2 n(s)} j_{\nu} + A_{\nu}, \quad j_{\nu} = en(s) u_{\nu}(s), \quad s^2 = \frac{1}{2} s^{\mu\nu} s_{\mu\nu}. \quad (2)$$

В выражениях (2) e и m - заряд и масса электрона, c - скорость света, $n(s)$ - плотность сверхпроводящих электронов, $u_{\nu}(s)$ - 4-вектор скорости электронов. 4-вектор A_{ν} связан с тензором энергии-импульса электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$ выражением

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu} = \nabla_{[\mu} A_{\nu]}. \quad (3)$$

В уравнении (1) принято обозначение $\eta_{\mu\nu\rho\sigma} = -\sqrt{-g} e_{\mu\nu\rho\sigma}$, где $e_{\mu\nu\rho\sigma}$ - антисимметричный тензор, причем $e_{0123} = +1$, g - определитель метрического тензора $g_{\mu\kappa}$, а $D^{\mu\nu}$ определяется как

$$D^{\mu\nu} = -u^{\mu}(L)v^{\nu}(L) + u^{\nu}(L)v^{\mu}(L), \quad (4)$$

где $u^{\mu}(L)$ - 4-вектор скорости вихря, $v^{\mu}(L)$ - единичный вектор в направлении вихря, причем $u^{\mu}(L)u_{\mu}(L) = -1$, $v^{\mu}(L)v_{\mu}(L) = +1$. Из уравнения (1) следует также уравнение сохранения числа вихрей в ковариантном виде:

$$\nabla_{\mu} (s D^{\mu\nu}) = 0. \quad (5)$$

В плоском пространстве основные динамические уравнения вихрей (1) и (5) переходят в уравнения [2]

$$\text{rot } \vec{M} = \vec{\chi} \Phi_0 n, \quad (6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}[n \vec{v}(L)] = 0, \quad (7)$$

где $\vec{\chi}$ - единичный вектор в направлении вихря, а $\vec{M}$ определено так, как и в (2):

$$\vec{M} = \vec{A} + \frac{4\pi\lambda^2}{c} \vec{j} = \vec{A} + a^2 \vec{j}. \quad (8)$$

Здесь n - плотность вихрей, а $\lambda = (mc^2/4\pi n_e c)^{1/2}$ - лондоновская глубина проникновения. Уравнение (7) как неизвестное содержит скорость вихрей $\vec{v}(L)$. Для ее определения необходимо рассмотреть силы, действующие на вихрь при ее движении. Со стороны индукционных сверхпроводящих токов на вихрь действует сила Лоренца. В чистых сверхпроводниках (в отсутствии

центров пиннинга) при движении вихрей возникает резистивное состояние, т.е. в объеме сверхпроводника выделяется тепло [13]. Тогда можно сказать, что на движущийся вихрь действует сила трения. Как показано в работе [3], ковариантное выражение для силы Лоренца имеет следующий вид:

$$\bar{F}_p = \frac{en(s)}{c} s_{p\mu} \perp_{\sigma}^{\mu} u^{\sigma}(s) = \frac{1}{c} j^{\sigma} s_{\sigma p}, \quad (9)$$

где

$$\perp_p^{\sigma} = \delta_p^{\sigma} - \eta_p^{\sigma}, \quad \eta_p^{\sigma} = -u_p(s)u^{\sigma}(s) + v_p(L)v^{\sigma}(L), \quad (10)$$

а для силы трения имеем

$$F_p = \eta n(n) \perp_{p\sigma} u^{\sigma}(n), \quad (11)$$

где η - коэффициент трения. В ньютоновском приближении выражения для силы Лоренца и трения имеют вид, соответственно:

$$\bar{F}_L = \frac{en(s)}{c} \Phi_0 [\bar{v}(s) - \bar{v}(L), \bar{\chi}], \quad (12)$$

$$\bar{F}_{mp} = -\eta \bar{v}(L). \quad (13)$$

Тогда компоненты скорости вихря $\bar{v}(L)$ находятся из уравнения

$$\bar{F}_L + \bar{F}_{mp} = 0 \quad (14)$$

и при отсутствии радиальных токов определяются следующим образом [2]:

$$v_{Lr} = \frac{\kappa/en(s)}{1 + \kappa^2} j_{s\varphi}, \quad (15)$$

$$v_{L\varphi} = \frac{\kappa^2/en(s)}{1 + \kappa^2} j_{s\varphi}, \quad (16)$$

где обозначено

$$\kappa = \frac{en(s)\Phi_0}{\eta c}. \quad (17)$$

При малых значениях коэффициента трения, т.е. при $\kappa \gg 1$, из (15) и (16) имеем $v_{Lr} \rightarrow 0$, $v_{L\varphi} \rightarrow v_{s\varphi}$, а при больших значениях η , т.е. при $\kappa \ll 1$, имеем $v_{Lr} \rightarrow 0$, $v_{L\varphi} \rightarrow 0$.

3. Уравнение релаксации вихрей. Как было отмечено выше, скачкообразное изменение внешнего магнитного поля приводит к движению вихрей, которое прекращается тогда, когда устанавливается новое равновесное распределение вихрей. Установление нового равновесного состояния происходит за характерное время релаксации τ . Для изучения процесса релаксации вихрей необходимо рассматривать систему уравнений (6), (7), (15) и (16), которые определяют динамику движения вихревой системы. В цилиндрических координатах уравнения (6) и (7) имеют вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r M_{\varphi}) = n \Phi_0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (m v_{Lr}). \quad (19)$$

Из (18), (19) и (15) получим уравнение, связывающее M_φ и $j_{s\varphi}$:

$$\frac{\partial M_\varphi}{\partial t} = -\Phi_0 n \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} \frac{j_{s\varphi}}{en_s}. \quad (20)$$

Используя также обозначение (8), из которого имеем

$$j_{s\varphi} = \frac{M_\varphi - A_\varphi}{a^2}, \quad (21)$$

уравнение (20) можно привести к виду

$$\frac{\partial M_\varphi}{\partial t} = -\Phi_0 n \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} \frac{1}{en_s} \frac{M_\varphi - A_\varphi}{a^2}. \quad (22)$$

Если решение уравнения (22) искать в виде

$$M_\varphi = m_\varphi r, \quad A_\varphi = a_\varphi r, \quad (23)$$

то для m_φ получим уравнение

$$\frac{\partial m_\varphi}{\partial t} = -\frac{\Phi_0 n}{en_s} \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} \frac{m_\varphi - a_\varphi}{a^2}. \quad (24)$$

Теперь учтем также уравнение (18), из которого после подстановки (23), получим выражение для n :

$$n = \frac{2m_\varphi}{\Phi_0} + \frac{1}{\Phi_0} r \frac{\partial m_\varphi}{\partial r}. \quad (25)$$

В чистых сверхпроводниках, где отсутствуют центры пиннинга вихрей, можно предположить, что n зависит только от времени: $n = n(t)$. Тогда из выражения (25) вытекает, что m_φ также зависит только от t , т.е. $\partial m_\varphi / \partial r = 0$. Следовательно, имеем:

$$n = \frac{2m_\varphi}{\Phi_0}. \quad (26)$$

Подставляя (26) в (24), окончательно получим уравнение релаксации вихрей в следующем виде:

$$\frac{dm_\varphi}{dt} = -\frac{2}{en_s} \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} m_\varphi (m_\varphi - a_\varphi) \quad (27)$$

или для n :

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\Phi_0 \kappa}{en_s (1 + \kappa^2)} n \left(n - \frac{2a_\varphi}{\Phi_0} \right). \quad (28)$$

Из уравнения (28) видно, что конечное равновесное значение плотности вихрей n_∞ получится при $dn/dt = 0$, т.е.

$$n_\infty = \frac{2a_\varphi}{\Phi_0}. \quad (29)$$

Если ввести безразмерную плотность вихрей

$$X(t) = \frac{n}{n_{\infty}}, \quad (30)$$

то уравнение релаксации для $X(t)$ примет вид

$$\frac{dX}{dt} = - \frac{\Phi_0 n_{\infty} \kappa}{en_s (1 + \kappa^2) a^2} X(X-1). \quad (31)$$

И, наконец, если ввести время релаксации по формуле

$$\tau = \frac{en_s (1 + \kappa^2) a^2}{\Phi_0 n_{\infty} \kappa} = \frac{1 + \kappa^2}{\kappa} \frac{m}{\pi \hbar n_{\infty}} = \frac{1 + \kappa^2}{\kappa} \frac{mc}{eB}, \quad (32)$$

уравнение (31) преобразуется к виду

$$\frac{dX}{dt} = - \frac{X}{\tau} (X-1). \quad (33)$$

Полученное уравнение (33) описывает процесс релаксации вихрей, причем τ представляет собой характерное время установления нового равновесного распределения вихрей. Действительно, решение уравнения (33) имеет вид

$$X = \frac{X_0}{X_0 + (1 - X_0)e^{-t/\tau}}, \quad (34)$$

а для плотности вихрей получим следующую зависимость от времени в процессе релаксации

$$n(t) = \frac{n_0 n_{\infty}}{n_0 + (n_{\infty} - n_0)e^{-t/\tau}}, \quad (35)$$

где X_0 и n_0 - начальные значения, соответственно, X и n . Стационарное значение n , как уже отметили, получается из (28), подставляя в нем $dn/dt = 0$, или из (35), в котором необходимо положить $t \rightarrow \infty$. Тогда для стационарного значения плотности вихрей получим

$$n_{cm} = n_{\infty} = \frac{2a_{\Phi}}{\Phi_0}. \quad (36)$$

Значение магнитной индукции в сверхпроводнике можно получить также из уравнений (36), (23) и связи $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$:

$$B = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_{\Phi}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 a_{\Phi}) = 2 a_{\Phi} = n_{cm} \Phi_0. \quad (37)$$

В стационарном состоянии $a_{\Phi} = m_{\Phi}$, вследствие чего из (21) и (23) получим, что $j_{s\Phi} = 0$. Это означает, что в равновесном состоянии токи, индуцированные в сверхпроводнике из-за изменения внешнего магнитного поля, затухают.

4. *Распределение магнитного поля и квантовых вихрей в сверхпроводнике II рода при $\vec{j}_s = 0$ (стационарный случай).* Как было сказано выше, при значениях внешнего магнитного поля $H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$, магнитное поле проникает в сверхпроводник II рода в форме квантовых

вихрей, несущих квант магнитного потока Φ_0 . В стационарном состоянии, когда $n(t) = \text{const}$, средняя индукция магнитного поля $\bar{B} = n\Phi_0$ меньше, чем внешнее магнитное поле H (рис.1). Но так как тангенциальная составляющая B должна быть непрерывной на границе сред, то в цилиндрическом сверхпроводнике II рода вблизи поверхности должна существовать область, свободная от вихрей. В этой области магнитная индукция B увеличивается от значения $\bar{B}$ до значения внешнего магнитного поля H . Оценим теперь ширину безвихревой зоны в цилиндрическом сверхпроводнике II рода. Для этого заметим, что если разделить область цилиндра на "вихревую" и "безвихревую" области, то в них уравнения Лондонов будут иметь вид:

$$\lambda^2 \text{rot rot } \bar{B} + \bar{B} = \begin{cases} \bar{\chi} n \Phi_0; & 0 \leq r \leq R_f \\ 0; & R_f \leq r \leq R, \end{cases} \quad (38)$$

где R_f - радиус безвихревой зоны, а R - радиус цилиндра. Здесь мы приняли, что в вихревой зоне плотность вихрей n постоянна, а в безвихревой зоне $n=0$. В действительности плотность вихрей n плавно, но быстро стремится от постоянного значения к нулю в малой области вблизи R_f . Для нахождения радиуса вихревой зоны R_f необходимо минимизировать потенциал Гиббса, выражение для которой имеет вид:

$$G = \int_0^R \epsilon dV - \frac{\bar{H}}{4\pi} \int_0^R \bar{B} dV. \quad (39)$$

В выражении (39) ϵ - энергия одного вихря, которая равна

$$\epsilon = \frac{1}{8\pi} \left(\lambda^2 (\text{rot } \bar{B})^2 + B^2 \right). \quad (40)$$

Подставляя (40) в (39), после несложных преобразований получим:

$$G = \frac{1}{8\pi} \int_0^R (\lambda^2 \text{rot rot } \bar{B} + \bar{B}) \bar{B} dV - \frac{\bar{H}}{4\pi} \int_0^R \bar{B} dV. \quad (41)$$

Если считать, что $R - R_f \ll R$ (см. далее) и учесть уравнение (38), то выражение для G примет окончательный вид:

$$G = \frac{\bar{B}}{8\pi} \int_0^R B dV - \frac{H}{4\pi} \int_0^R B dV = \frac{\bar{B} - 2H}{8\pi} \int_0^R B dV, \quad (42)$$

где мы учли, что $\bar{B}$ и $\bar{H}$ направлены по оси Oz, параллельной оси цилиндра. Теперь необходимо подставить в (42) решение уравнения (38) в вихревой и безвихревой зонах, соответственно:

$$\begin{aligned} B &= n\Phi_0, & 0 \leq r \leq R_f \\ B &= H \frac{I_0(r/\lambda)}{I_0(R/\lambda)}; & R_f \leq r \leq R, \end{aligned} \quad (43)$$

где второе решение соответствует граничному условию $B(R) = H$. В выражении (43) I_0 - функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента. После подстановки (43) в (42), предварительно разделив область интегрирования

на области $0 \leq r \leq R_1$ и $R_1 \leq r \leq R$, получим

$$G = \frac{\bar{B} - 2H}{8\pi} \left\{ \int_0^{R_1} B dV + \int_{R_1}^R B dV \right\} = \frac{\bar{B} - 2H}{8\pi} \left\{ \int_0^{R_1} B dV + H \int_{R_1}^R \frac{I_0(r/\lambda)}{I_0(R/\lambda)} dV \right\} =$$

$$= \frac{\bar{B} - 2H}{8\pi} \left\{ \bar{B} \pi R_1^2 + H \int_{R_1}^R \frac{I_0(r/\lambda)}{I_0(R/\lambda)} 2\pi r' dr' \right\}. \quad (44)$$

Минимизация потенциала Гиббса G по R_1 приводит к уравнению

$$\bar{B} - H \frac{I_0(R_1/\lambda)}{I_0(R/\lambda)} = 0, \quad (45)$$

из которого и определяется радиус вихревой зоны R_1 . Если $R/\lambda \approx R_1/\lambda \gg 1$, уравнение (45) упрощается и для R_1 получаем:

$$R - R_1 = \lambda \ln \frac{H}{\bar{B}}. \quad (46)$$

Как видно из рис.1, $H/\bar{B} > 1$ и только при $H = H_c$ $H/\bar{B} = 1$: Следовательно, при $H = H_c$ безвихревая область отсутствует. В остальных случаях, т.е. при $H_{c1} < H < H_{c2}$, безвихревая область имеет размеры порядка λ .

5. *Оценки времени релаксации вихрей.* Как видно из выражения времени релаксации (32), ее обратная величина пропорциональна лармовской частоте электронов в магнитном поле - $\Omega_L = e\bar{B}/mc$. Коэффициент пропорциональности, с учетом (17), зависит от коэффициента трения η . Для обычных сверхпроводников второго рода η определяется следующим выражением [1]:

$$\eta = \frac{H_{c2}(0)\Phi_0}{c^2 \rho_n}, \quad (47)$$

где $H_{c2}(0)$ - второе критическое поле при $T \rightarrow 0$, ρ_n - удельное сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии. Для оценки η заметим, что $H_{c2}(0) \approx 200$ кГс [13], $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс см², а для типичных сверхпроводников второго рода, являющихся сплавами, $\rho_n \sim 10^{-18} + 10^{-16}$ СГСЭρ. Подставляя эти значения в (47), получим $\eta \sim 4 \cdot 10^{-7} + 4 \cdot 10^{-5}$ гсм⁻¹с⁻¹. С учетом полученного значения η , из (17) можно оценить значение κ . Если принять $n(s) \sim 10^{20} + 10^{22}$ см⁻³, то получим $\kappa \sim 8 \cdot 10^{-3} + 8 \cdot 10^1$. Тогда оценки времени релаксации τ по формуле (32) дают следующий порядок: $\tau \sim 10^{-10} + 10^{-8}$ с при магнитных полях порядка $\bar{B} \approx 1$ кГс. Это означает, что после скачкообразного изменения внешнего магнитного поля новое равновесное распределение вихрей устанавливается за время порядка $\tau \sim 10^{-10} + 10^{-8}$ с.

Для оценки времени релаксации протонных вихрей в нейтронных звездах заметим, что согласно развитой в [9] теории, описывающей свойства нейтрон-протонного конденсата в нейтронных звездах, вокруг каждого нейтронного вихря из-за эффекта увлечения образуется кластер протонных вихрей с магнитным полем порядка 10^{14} Гс. Так как размеры протонного

вихревого кластера примерно на один порядок меньше размеров нейтронного вихря, то среднее магнитное поле, генерируемое токами увлечения и параллельное оси вращения звезды, будет порядка $10^{11} + 10^{12}$ Гс. В [9] показано также, что коэффициент трения протонных вихрей, обусловленного рассеянием электронов на магнитном поле кластера, пропорционален средней плотности протонных вихрей: $\eta \sim \langle n_p \rangle$. Для определения времени релаксации протонных вихрей, связанных с остаточным магнитным полем, заметим, что величина этого поля одного порядка с генерированным магнитным полем. Следовательно, и плотность протонных вихрей одного порядка с средней плотностью протонных вихрей в кластере. Тогда значения коэффициента трения протонных вихрей, исследуемых нами, будут совпадать с значениями аналогичной величины, полученных в [9], т.е. $\eta \sim 10^{18} + 10^{20}$ гсм $^{-1}$ с $^{-1}$ при плотностях материи порядка $3 \cdot 10^{14}$ гсм $^{-3}$. Подставляя это значение η в (17), и учитывая, что плотность электронов и протонов составляет около 1% плотности нейтронов в звезде, получим $\kappa \sim 3 \cdot 10^{-9} + 3 \cdot 10^{-11}$. Следовательно, для времени релаксации, вычисленному по формуле (32), получим значение $\tau \sim 3 \cdot 10^{-8} + 3 \cdot 10^{-6}$ с при типичных значениях магнитного поля пульсаров порядка 10^{12} Гс.

Как было сказано выше, в нейтронной вращающейся сверхтекучей жидкости также возникают вихри, плотность которых определяется угловой скоростью вращения звезды. При внезапных изменениях - скачках угловой скорости, плотность нейтронных вихрей претерпевает локальные изменения, которым следует процесс релаксации вихрей к новому стационарному распределению. Релаксационное поведение нейтронных вихрей проявляется в своеобразной послескачковой зависимости угловой скорости пульсаров от времени. Покажем, что релаксация нейтронных вихрей происходит за время, намного больше времени релаксации протонных вихрей. Действительно, при $\kappa \ll 1$ для протонных вихрей имеем

$$\tau_p \approx \frac{\eta}{\chi_0 \rho_s} \frac{100}{\Omega_L}, \quad (48)$$

где $\chi_0 = \pi \hbar / m_n$ - квант циркуляции нейтронов, ρ_s - плотность вещества звезды, $\Omega_L = eB / m_p c$ - ларморовская частота вращения протонов. Для нейтронных вихрей, в условиях типичных для нейтронных звезд, имеем [11]

$$\tau_n \approx \frac{\eta}{\chi_0 \rho_s} \frac{1}{2\Omega}, \quad (49)$$

где Ω - угловая скорость вращения пульсара. Как видно из (48) и (49), соотношение τ_p / τ_n имеет порядок

$$\frac{\tau_p}{\tau_n} \approx 200 \frac{\Omega}{\Omega_L}. \quad (50)$$

Подставляя в (50) значения $\Omega = 100$ с $^{-1}$ и $\Omega_L = 1.6 \cdot 10^{16}$ с $^{-1}$, получим

$\tau_p/\tau_n \sim 10^{-12}$. Таким образом кластер протонных вихрей жестко связан с нейтронным вихрем, следовательно релаксация среднего магнитного поля нейтронной звезды происходит характерными временами порядка времени релаксации τ_n нейтронных вихрей.

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

mhayr@server.physdep.r.am

RELAXATION OF QUANTUM VORTICES IN TYPE II SUPERCONDUCTORS AND NEUTRON STARS

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN

The nonstationary dynamics of magnetic vortices in terrestrial II type superconductors and neutron stars is considered in Newtonian approach. It is obtained the relaxation equation of vortices tending to the equilibrium distribution if external magnetic field changes. The relaxation times of the low-temperature superconductors and for proton vortices in the superconducting core of a neutron star are estimated. It is shown that in neutron stars the proton vortex system, generated by entrainment currents, is strongly coupled to the neutron vortices.

Key words: *stars:neutron:quantum vortices*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Шмидт, Введение в физику сверхпроводников. М., Наука, 1982.
2. Д.М.Седракян, Известия НАН Армении, Физика, **41**, 319, 2006.
3. D.M.Sedrakian, R.Krikorian, Phys. Rev., **B76**, 184501, 2007.
4. Д.М.Седракян, Астрофизика, **18**, 417, 1982.
5. Д.М.Седракян, А.Д.Седракян, ЖЭТФ, **101**, 365, 1991.
6. M.Ruderman, Astrophys. J., **366**, 261, 1991.
7. B.Carter, D.Langlois, D.Sedrakian, Astron. Astrophys., **361**, 795, 2000.
8. M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham, Astrophys. J., **276**, 325, 1984.
9. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, Astrophys. J., **447**, 305, 1995.
10. D.Langlois, D.Sedrakian, B.Carter, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **297**, 1189, 1998.
11. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzian, Astrophys. J., **447**, 324, 1995.
12. Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, **45**, 575, 2002.
13. В.Букхель, Сверхпроводимость. М., Мир, 1975.

РЭЛЕЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ: УРАВНЕНИЕ ВОЛЬТЕРРА
ДЛЯ МАТРИЧНОЙ ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКОВ

В.В.ИВАНОВ

Поступила 15 сентября 2008

Рассматривается многократное рлеевское рассеяние в полубесконечной атмосфере с равномерно распределенными первичными источниками частично поляризованного излучения. Возникающая линейная поляризация описывается матричным уравнением переноса размерности 2×2 . Для этого случая получено матричное обобщение двухточечного Q -интеграла Райбки. Показано, что частным случаем нашего Q -интеграла является уравнение Вольтерра для матричной функции источников рассматриваемой задачи. Из него применением преобразования Лапласа получается матричное H -уравнение Амбарцумяна-Чандрасекара. Другое простое следствие полученного уравнения - уравнение Вольтерра для матричной резольвентной функции Соболева.

Ключевые слова: многократное рлеевское рассеяние; матричный нелинейный Q -интеграл; уравнения Вольтерра для функций источников

1. *Введение.* Как хорошо известно, скалярные задачи об изотропном рассеянии излучения в полубесконечных атмосферах, как монохроматическом, так и в частотах спектральных линий с полным перераспределением по частотам, сводятся к решению уравнений типа Винера-Хопфа (см., например, [1-3]). Весьма существенно, что ядерные функции этих уравнений представляют собой непрерывные суперпозиции экспонент. Еще с 1950-х годов известно, что при изотропном монохроматическом рассеянии для некоторых специальных видов распределения первичных источников эти уравнения оказывается возможным свести к уравнениям типа Вольтерра ([1], гл. III и IV), что, в частности, значительно облегчает численный расчет поля излучения. В дальнейшем было предложено несколько методов получения уравнений Вольтерра в подобных задачах. Одни из них основаны на прямом использовании идей принципов инвариантности (см., в частности, [4]), другие исходят из нелинейного Q -интеграла Райбки [5], точнее, из некоторого его обобщения - двухточечного Q -интеграла [6]. Наконец, сравнительно недавно появился третий подход, совмещающий и существенно обобщающий идеи двух предыдущих [7].

Во всех указанных работах рассматривались скалярные задачи теории переноса, т.е. поляризация не учитывалась. В настоящей работе ряд результатов скалярной теории переносится на случай матричного уравнения переноса (матрицы 2×2), описывающего линейную поляризацию, возникающую за

счет многократного рэлеевского (точнее, молекулярного) рассеяния в полубесконечной атмосфере с равномерно распределенными источниками частично поляризованного излучения. Используется подход, примененный ранее автором в скалярном случае [6]. После формулировки основных уравнений рассматриваемой задачи (раздел 2) дается вывод матричного двухточечного Q -интеграла (раздел 3). В разделе 4 показывается, что уравнение Вольтерра для матричной функции источников рассматриваемой задачи может быть получено в качестве частного случая матричного двухточечного Q -интеграла. Далее выясняется (раздел 5), что из найденного уравнения Вольтерра непосредственно следует стандартное нелинейное матричное уравнение Амбарцумяна-Чандрасекара. В разделе 6 показывается, что из полученного нами уравнения Вольтерра для матричной функции источников задачи с равномерным распределением первичных источников немедленно следует уравнение Вольтерра для матричной резольвентной функции Соболева. Наконец, в *Заключении* (раздел 7) кратко перечисляются основные полученные результаты.

2. Исходные уравнения. Рассмотрим стандартную задачу о многократном рэлеевском (точнее, молекулярном) рассеянии поляризованного излучения в однородной полубесконечной атмосфере с равномерно распределенными источниками частично поляризованного излучения. По симметрии задачи поляризация линейная. Поле диффузного излучения в этом случае определяется следующим матричным уравнением переноса (см. [8]) для матрицы $\hat{I}(\tau, \mu)$ размерности 2×2 :

$$\mu \frac{\partial \hat{I}(\tau, \mu)}{\partial \tau} = -\hat{I}(\tau, \mu) + \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 \hat{P}(\mu, \mu') \hat{I}(\tau, \mu) d\mu' + \hat{A}(\mu) \hat{\epsilon}^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь τ - оптическая глубина, μ - косинус угла между направлением распространения излучения и внутренней нормалью к границе атмосферы; так что $\mu > 0$ для излучения, распространяющегося вглубь, λ - альбедо однократного рассеяния. Далее, $\hat{P}(\mu, \mu')$ - фазовая матрица:

$$\hat{P}(\mu, \mu') = \hat{A}(\mu) \hat{A}^T(\mu'), \quad (2)$$

где

$$\hat{A}(\mu) = \begin{pmatrix} 1 & \sqrt{\frac{W}{8}}(1 - 3\mu^2) \\ 0 & \sqrt{\frac{W}{8}}3(1 - \mu^2) \end{pmatrix} \quad (3)$$

и W - параметр деполаризации, $W \in [0, 1]$. Значение $W=1$ соответствует рэлеевскому рассеянию. Наконец, $\hat{\epsilon}$ - матричное обобщение вероятности гибели фотона при рассеянии:

$$\hat{\epsilon} = \text{diag}(\epsilon_I, \epsilon_Q), \quad (4)$$

так что

$$\hat{\epsilon}^{\pm 1/2} = \text{diag}(\epsilon_I^{\pm 1/2}, \epsilon_Q^{\pm 1/2}). \quad (5)$$

Здесь $\epsilon_I = 1 - \lambda$ и $\epsilon_Q = 1 - (7/10)W\lambda$.

Граничное условие выражает отсутствие излучения, освещающего атмосферу.

$$\hat{I}(0, \mu) = \hat{0}, \quad \mu > 0. \quad (6)$$

Уравнение переноса излучения (1) можно переписать так:

$$\mu \frac{\partial \hat{I}(\tau, \mu)}{\partial \tau} = -\hat{I}(\tau, \mu) + \hat{A}(\mu) \hat{S}(\tau), \quad (7)$$

где $\hat{S}(\tau)$ - матричная функция источников:

$$\hat{S}(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 \hat{A}^T(\mu') \hat{I}(\tau, \mu') d\mu' + \hat{\epsilon}^{1/2}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) обычным путем - подстановкой формального решения (7) в (8) - получается интегральное уравнение для функции источников - основное уравнение рассматриваемой задачи:

$$\hat{S}(\tau) = \int_0^\infty \hat{K}(\tau - \tau') \hat{S}(\tau') d\tau' + \hat{\epsilon}^{1/2}. \quad (9)$$

Ядерная матрица этого уравнения $\hat{K}(\tau)$ имеет вид

$$\hat{K}(\tau) = \int_0^1 \hat{\Psi}(\mu) e^{-\tau/\mu} \frac{d\mu}{\mu}, \quad (10)$$

где $\hat{\Psi}(\mu)$ - так называемая характеристическая матрица:

$$\hat{\Psi}(\mu) = \frac{\lambda}{2} \hat{A}^T(\mu) \hat{A}(\mu). \quad (11)$$

Нормировка ядерной матрицы

$$\int_0^\infty \hat{K}(\tau) d\tau = 2 \int_0^1 \hat{\Psi}(\mu) d\mu = \hat{\lambda}, \quad (12)$$

где $\hat{\lambda}$ - матричное альбеда однократного рассеяния:

$$\hat{\lambda} = \text{diag}(\lambda, (7/10)W\lambda). \quad (13)$$

Подчеркнем следующее обстоятельство, существенное для дальнейшего. Поскольку в уравнение переноса (1) входит интеграл по μ' по промежутку $[-1, 1]$, содержащий $\hat{I}(\tau, \mu')$, это означает, что для получения $\hat{I}(\tau, \mu)$, надо знать поле излучения для всех направлений, как восходящих, так и нисходящих. По сути дела именно это обстоятельство приводит к тому, что интегрирование в основном интегральном уравнении для функции источников (9) распространяется на все τ' , как меньшие, так и большие τ . Интеграл по промежутку $[0, \tau]$ учитывает вклад в $\hat{S}(\tau)$ от излучения,

приходящего на уровень τ , двигаясь в нисходящих направлениях, интеграл же по промежутку $[\tau, \infty)$ - вклад нижележащих слоев, излучение которых достигает уровня τ , двигаясь вверх, к границе атмосферы.

3. *Матричный двухточечный Q-интеграл.* В этом разделе мы получим матричное обобщение так называемого двухточечного Q-интеграла, введенного для скалярного случая в [6]. Способ его получения отличается от использованного в [6] лишь техническими деталями, связанными с тем, что мы имеем дело с матрицами, а не со скалярами.

Исходя из (7), мы можем написать

$$\mu \frac{\partial \hat{I}(\tau + \tau_1, \mu)}{\partial \tau} = -\hat{I}(\tau + \tau_1, \mu) + \hat{A}(\mu) \hat{S}(\tau + \tau_1), \quad (14)$$

$$-\mu \frac{\partial \hat{I}^T(\tau + \tau_2, -\mu)}{\partial \tau} = -\hat{I}^T(\tau + \tau_2, -\mu) + \hat{S}^T(\tau + \tau_2) \hat{A}^T(\mu). \quad (15)$$

Здесь мы учли, что $\hat{A}(-\mu) = \hat{A}(\mu)$.

Перемножаем (14) на (15) "крест-накрест". В результате получаем

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\hat{I}^T(\tau + \tau_2, -\mu) \hat{I}(\tau + \tau_1, \mu) \right) = \\ & = \hat{S}^T(\tau + \tau_2) \hat{A}^T(\mu) \frac{\partial \hat{I}(\tau + \tau_1, \mu)}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{I}^T(\tau + \tau_2, -\mu)}{\partial \tau} \hat{A}(\mu) \hat{S}(\tau + \tau_1). \end{aligned} \quad (16)$$

Введем оператор $\langle \rangle$ усреднения по μ :

$$\langle \hat{f}(\mu) \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \hat{f}(\mu) d\mu$$

и определим матрицу $\hat{Q}(\tau_1, \tau_2)$ следующим образом:

$$\hat{Q}(\tau_1, \tau_2) = \langle \hat{I}^T(\tau_2, -\mu) \hat{I}(\tau_1, \mu) \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \hat{I}^T(\tau_2, -\mu) \hat{I}(\tau_1, \mu) d\mu. \quad (17)$$

Применив теперь оператор $\langle \rangle$ к соотношению (16) и воспользовавшись (8), получим

$$\lambda \frac{\partial}{\partial \tau} \hat{Q}(\tau + \tau_1, \tau + \tau_2) = \hat{S}^T(\tau + \tau_2) \frac{\partial \hat{S}(\tau + \tau_1)}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{S}^T(\tau + \tau_2)}{\partial \tau} \hat{S}(\tau + \tau_1), \quad (18)$$

откуда

$$\lambda \hat{Q}(\tau + \tau_1, \tau + \tau_2) = \hat{S}^T(\tau + \tau_2) \hat{S}(\tau + \tau_1) + \hat{C}, \quad (19)$$

где $\hat{C}$ - постоянная интегрирования.

Чтобы найти $\hat{C}$, поступим следующим образом. Полагая $\tau = \infty$ в основном интегральном уравнении для $\hat{S}(\tau)$ (формула (9)), получим

$$\hat{S}(\infty) = \left(2 \int_0^\infty \hat{K}(\tau) d\tau \right) \hat{S}(\infty) + \varepsilon^{1/2},$$

откуда легко найти, что (см. также [8], формула (89))

$$\hat{S}(\infty) = \hat{E}^{-1/2}. \quad (20)$$

Далее, из уравнения переноса излучения (7) при $\tau = \infty$ следует

$$\hat{I}(\infty, \mu) = \hat{A}(\mu) \hat{S}(\infty) = \hat{A}(\mu) \hat{E}^{-1/2}. \quad (21)$$

Пользуясь этим, из (17) легко получить, учитывая (11) и (12), что

$$\lambda \hat{Q}(\infty, \infty) = \hat{E}^{-1/2} \hat{\lambda} \hat{E}^{-1/2}. \quad (22)$$

С учетом (20) и (22) из (19) следует, что $\hat{C} = -\hat{E}$, где $\hat{E}$ - единичная матрица, и поэтому (19) окончательно дает

$$\hat{S}^T(\tau_2) \hat{S}(\tau_1) = \lambda \hat{Q}(\tau_1, \tau_2) + \hat{E}. \quad (23)$$

Эта формула есть искомый результат - матричный двухточечный Q -интеграл.

Рассмотрим важнейшие частные случаи этого нетривиального соотношения.

а) При $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ формула (23) принимает вид

$$\hat{S}^T(\tau) \hat{S}(\tau) = \lambda \hat{Q}(\tau) + \hat{E}, \quad (24)$$

где

$$\hat{Q}(\tau) = \hat{Q}(\tau, \tau) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \hat{I}^T(\tau, -\mu) \hat{I}(\tau, \mu) d\mu. \quad (25)$$

Этот результат, как и сам матричный двухточечный интеграл (23), по-видимому, является новым. Внешне он похож на соответствующий скалярный квадратичный Q -интеграл Райбки [5], но есть существенная разница - все величины здесь, включая $\hat{Q}(\tau)$ - это теперь матрицы 2×2 , а не скаляры. Заметим, что $\hat{Q}^T(\tau) = \hat{Q}(\tau)$.

б) При $\tau_1 = \tau_2 = 0$, учитывая граничное условие (6), мы находим, что

$$\hat{Q}(0) = \hat{Q}(0, 0) = \hat{0}, \quad (26)$$

и поэтому (23) и (20) дают

$$\hat{S}^T(0) \hat{S}(0) = \hat{E}, \quad \hat{S}(\infty) = \hat{E}^{-1/2}. \quad (27)$$

Это - хорошо известный матричный закон $\sqrt{\hat{E}}$ (см. [8], формула (89)).

в) В частном случае $\tau_1 = \tau$, $\tau_2 = \infty$ соотношение (23) переходит в (8), т.е. дает обычное выражение для функции источников $\hat{S}(\tau)$ через $\hat{I}(\tau, \mu)$.

г) Самый интересный частный случай соответствует $\tau_1 = \tau$, $\tau_2 = 0$. Его рассмотрению целиком посвящен следующий раздел статьи.

4. Уравнение Вольтерра для $\hat{S}(\tau)$. Итак, положим в (23) $\tau_1 = \tau$, $\tau_2 = 0$. Учитывая граничное условие (6), мы получаем

$$\hat{S}^T(0) \hat{S}(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \hat{I}^T(0, -\mu) \hat{I}(\tau, \mu) d\mu + \hat{E}. \quad (28)$$

Из уравнения переноса излучения (7) мы имеем

$$\hat{I}(0, -\mu) = \hat{A}(\mu) \int_0^\infty \hat{S}(\tau) e^{-\tau/\mu} d\tau/\mu, \quad \mu > 0, \quad (29)$$

и поэтому

$$\hat{I}^T(0, -\mu) = \int_0^\infty \hat{S}^T(\tau) e^{-\tau/\mu} d\tau/\mu \hat{A}^T(\mu), \quad \mu > 0. \quad (30)$$

Как было показано в [9] (формулы (20), (32) и (19)),

$$\int_0^\infty \hat{S}^T(\tau) e^{-\tau/\mu} d\tau/\mu = \hat{S}^T(0) \hat{H}^T(\mu), \quad (31)$$

где $\hat{H}(\mu)$ - матричная H -функция для рэлеевского рассеяния. Теперь (30) переписывается так:

$$\hat{I}^T(0, -\mu) = \hat{S}^T(0) \hat{H}^T(\mu) \hat{A}^T(\mu). \quad (32)$$

Вводя это в (28), домножая слева на $\hat{S}(0)$ и учитывая, что согласно (27) $\hat{S}^T(\infty) = \hat{S}^{-1}(0)$ будем иметь

$$\hat{S}(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \hat{H}^T(\mu) \hat{A}^T(\mu) \hat{I}(\tau, \mu) d\mu + \hat{S}(0). \quad (33)$$

Это важный результат. Если нам известна H -матрица (а следовательно и $\hat{S}(0)$, см. ниже), то согласно (33) для получения матричной функции источников достаточно иметь $\hat{I}(\tau, \mu)$ лишь для $\mu > 0$. Тем самым уравнение переноса фактически приведено к половинному по μ промежутку.

Далее, как следует из уравнения переноса (7)

$$\hat{I}(\tau, \mu) = \hat{A}(\mu) \int_0^\tau \hat{S}(\tau') e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau'/\mu, \quad \mu > 0. \quad (34)$$

После подстановки (34) в (33) мы получим

$$\hat{S}(\tau) = \int_0^1 \hat{H}^T(\mu) \hat{\Psi}(\mu) d\mu \int_0^\tau \hat{S}(\tau') e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau'/\mu + \hat{S}(0), \quad (35)$$

где $\hat{\Psi}(\mu)$ дается формулой (11). Изменив здесь порядок интегрирования, находим, что

$$\hat{S}(\tau) = \int_0^\tau \hat{N}(\tau - \tau') \hat{S}(\tau') d\tau' + \hat{S}(0), \quad (36)$$

где обозначено

$$\hat{N}(\tau) = \int_0^1 \hat{H}^T(\mu) \hat{\Psi}(\mu) e^{-\tau/\mu} d\mu/\mu. \quad (37)$$

Формулы (36)-(37) представляют собой искомый результат. Как видим, в задаче с равномерно распределенными первичными источниками матричная функция источников $\hat{S}(\tau)$, наряду с хорошо известным интегральным уравнением типа Винера-Хопфа (9), удовлетворяет также уравнению типа Вольтерра (36). Вскоре мы убедимся, что для полубесконечной атмосферы

подобное сведение возможно при любой зависимости мощности первичных источников от оптической глубины.

Уравнение (36) полезно переписать в несколько ином, более наглядном виде, введя функцию источников, нормированную при $\tau = 0$ на единичную матрицу. Обозначим

$$\hat{S}(\tau) = \hat{S}(\tau) \hat{S}^{-1}(0), \quad (38)$$

так что $\hat{S}(0) = \hat{E}$. Тогда, домножив уравнение (36) справа на $\hat{S}^{-1}(0)$, мы приведем его к виду

$$\hat{S}(\tau) = \int_0^\tau \hat{N}(\tau - \tau') \hat{S}(\tau') d\tau' + \hat{E}. \quad (39)$$

Как мы покажем в следующем разделе, между уравнениями Вольтерра для матрицы источников и стандартным нелинейным интегральным уравнением Амбарцумяна-Чандрасекара для матричной H -функции существует тесная связь.

5. Связь уравнения Вольтерра с нелинейным H -уравнением.

Применим к уравнению (36) преобразование Лапласа по τ , точнее, домножим обе его части на $\exp(-\tau/\mu')$ и проинтегрируем по τ от 0 до ∞ . По теореме о свертке будем иметь

$$\int_0^\infty \hat{S}(\tau) e^{-\tau/\mu'} d\tau = \int_0^\infty \hat{N}(\tau) e^{-\tau/\mu'} d\tau \cdot \int_0^\infty \hat{S}(\tau) e^{-\tau/\mu'} d\tau + \mu' \hat{S}(0). \quad (40)$$

Но согласно (31)

$$\int_0^\infty \hat{S}(\tau) e^{-\tau/\mu'} d\tau = \mu' \hat{H}(\mu') \hat{S}(0). \quad (41)$$

Поэтому (40) приводится к виду

$$\left(\hat{E} - \int_0^\infty \hat{N}(\tau) e^{-\tau/\mu'} d\tau \right) \hat{H}(\mu') = \hat{E}. \quad (42)$$

Величина, стоящая в левой части (42) в круглых скобках, преобразуется следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{E} - \int_0^\infty \hat{N}(\tau) e^{-\tau/\mu'} d\tau &= \hat{E} - \mu' \int_0^1 \hat{H}(\mu) \hat{\Psi}(\mu) \frac{d\mu}{\mu + \mu'} = \\ &= \hat{E} - \int_0^1 \hat{H}^T(\mu) \hat{\Psi}(\mu) d\mu + \int_0^1 \hat{H}^T(\mu) \hat{\Psi}(\mu) \frac{\mu d\mu}{\mu + \mu'}. \end{aligned} \quad (43)$$

Вводя правую часть (43) в (42), и полагая в получившемся уравнении $\mu' = \infty$, находим, что

$$\hat{E} - \int_0^1 \hat{H}^T(\mu) \hat{\Psi}(\mu) d\mu = \hat{H}^{-1}(\infty). \quad (44)$$

С учетом только что полученного, уравнение (42) принимает вид

$$\left(\hat{H}^{-1}(\infty) + \int_0^1 \hat{H}^T(\mu) \hat{\Psi}(\mu) \frac{\mu d\mu}{\mu + \mu'} \right) \hat{H}(\mu') = \hat{E}. \quad (45)$$

Это уравнение отличается от стандартного матричного H -уравнения (см., например, [9]) тем, что матрица $\hat{N}(\mu')$ стоит множителем справа, а не слева от величины, заключенной в скобки. Это может вызвать подозрение, что у нас что-то неверно. На самом деле все правильно. Произведение двух матриц - той, которая заключена в скобки, и матрицы $\hat{N}(\mu')$, согласно (45) равно единичной матрице. Это значит, что эти две матрицы являются взаимобратными. А произведение таких матриц коммутативно. Поэтому стандартное матричное H -уравнение

$$\hat{N}(\mu') \left(\hat{N}^{-1}(\infty) + \int_0^1 \hat{N}^T(\mu) \hat{\Psi}(\mu) \frac{\mu d\mu}{\mu + \mu'} \right) = \hat{E} \quad (46)$$

и уравнение (45) эквивалентны. Заметим еще, что, как легко убедиться, H -уравнение (46) представляет собой фактически преобразование Лапласа следующего матричного уравнения Вольтерра:

$$\hat{S}(\tau) = \int_0^\tau \hat{S}(\tau') \hat{N}(\tau - \tau') d\tau' + \hat{E}. \quad (47)$$

Сравнение с уравнением (39) показывает, что матрицы $\hat{S}(\tau')$ и $\hat{N}(\tau - \tau')$ коммутируют.

В заключение этого раздела заметим, что можно только удивляться тому, что в скалярном случае в течение десятилетий не было замечено, что применение преобразования Лапласа к классическому уравнению для H -функции немедленно приводит к уравнению Вольтерра для функции источников в атмосфере с равномерно распределенными первичными источниками.

6. *Матричная резольвентная функция $\hat{\Phi}(\tau)$* . Полученное выше уравнение Вольтерра для матрицы источников относится к конкретному распределению первичных источников - равномерному. Мы сейчас покажем, что уравнение вида (47) (разумеется, $\hat{E}$ иным свободным членом) позволяет получить матрицу источников при произвольном распределении мощности первичных источников. Как и в скалярном случае (см., например, [1], [2]), дело сводится к нахождению матричной резольвенты основного интегрального уравнения, которая просто выражается через матричную резольвентную функцию Соболева $\hat{\Phi}(\tau)$. Уравнение Винера-Хопфа для последней имеет вид

$$\hat{\Phi}(\tau) = \int_0^\tau \hat{K}(\tau - \tau') \hat{\Phi}(\tau') d\tau' + \hat{K}(\tau) \quad (48)$$

и отличается от ранее фигурировавшего у нас уравнения (9) лишь свободным членом. Убедимся, что наряду с уравнением (48) резольвентная функция удовлетворяет также следующему уравнению Вольтерра:

$$\hat{\Phi}(\tau) = \int_0^\tau \hat{\Phi}(\tau') \hat{N}(\tau - \tau') d\tau' + \hat{N}(\tau). \quad (49)$$

Действительно, дифференцируя (9), находим, что

$$\hat{S}'(\tau) = \int_0^\tau \hat{K}(\tau - \tau') \hat{S}'(\tau') d\tau' + \hat{K}(\tau) \hat{S}(0), \quad (50)$$

так что

$$\hat{S}'(\tau) = \hat{\Phi}(\tau) \hat{S}(0) \quad (51)$$

или

$$\hat{S}'(\tau) = \hat{\Phi}(\tau). \quad (52)$$

Переписав (47) в виде

$$\hat{S}(\tau) = \int_0^\tau \hat{S}(\tau - \tau') \hat{N}(\tau') d\tau' + \hat{E} \quad (53)$$

и продифференцировав это уравнение, с учетом (52) и того, что $\hat{S}(0) = \hat{E}$, сразу же получаем уравнение Вольтерра (49) для матричной резольвентной функции $\hat{\Phi}(\tau)$.

Заметим, что скалярная версия уравнения (49) была, по-видимому, исторически первым примером появления (более полувека назад) уравнений Вольтерра в задачах о переносе излучения в полубесконечных атмосферах [1]. Способ, которым это скалярное уравнение для резольвентной функции $\Phi(\tau)$ было впервые получено В.В.Соболевым, существенно отличался от использованного нами в матричном случае (но работающего, разумеется, также и в скалярном случае).

7. Заключение. Перечислим основные результаты полученные в статье.

1. Дано обобщение двухточечного Q -интеграла на случай матричного уравнения переноса, описывающего линейную поляризацию, возникающую в полубесконечной атмосфере с равномерно распределенными источниками частично поляризованного излучения при многократном рэлеевском рассеянии.

2. В качестве частного случая найденного Q -интеграла получено уравнение Вольтерра для матричной функции источников рассматриваемой задачи. Установлено, что стандартное нелинейное матричное H -уравнение Амбарцумяна-Чандрасекара получается из уравнения Вольтерра применением преобразования Лапласа.

3. Показано, что уравнение Вольтерра для матричной резольвентной функции Соболева легко (буквально в одну строчку) получается из уравнения Вольтерра задачи с равномерным распределением первичных источников.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантом РФФИ 06-02-17096 и грантом НШ-1318.2008.2 по поддержке ведущих научных школ РФ.

RAYLEIGH SCATTERING: VOLTERRA-TYPE EQUATIONS FOR THE MATRIX SOURCE FUNCTION

V.V.IVANOV

We consider multiple Rayleigh scattering in a semi-infinite atmosphere with uniformly distributed primary sources of partially polarized radiation. The linear polarization thus arising is described by the matrix transfer equation of dimension 2×2 . For this case we obtain a matrix generalization of the two-point Rybicki-type Q -integral. It is shown that a particular case of our Q -integral is a Volterra-type equation for the matrix source function of the problem we consider. The Laplace transformation of this equation leads to the matrix version of the Ambartsumian-Chandrasekhar H -equation. Another simple consequence of our Volterra-type equation is the Volterra-type equation for the Sobolev resolvent function.

Key words: multiple Rayleigh scattering; matrix nonlinear Q -integral; Volterra equations for source functions

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956.
2. V.V.Ivanov, Transfer of Radiation in Spectral Lines, NBS Special Publication №385, US Government Printing Office, Washington DC, 1973.
3. Д.И.Нагурнер, Лекции по теории переноса излучения, Изд. СПбГУ, 2001.
4. Э.Х.Даниелян, М.А.Мнацаканян, Сообщения Бюраканской обс., 46, 101, 1975.
5. G.B.Rybicki, Astrophys. J., 213, 165, 1977.
6. В.В.Иванов, Астрон. ж., 55, 1072, 1978.
7. A.G.Nikogossian, Astrophys. J., 483, 849, 1997.
8. V.V.Ivanov, Astron. Asrtophys., 303, 609, 1995.
9. V.V.Ivanov, Astron. Asrtophys., 307, 319, 1996.

ОБ ОБЛУЧЕНИИ ПЫЛИ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ. I. УФ ДОЗЫ

А.Г.ЕГИКЯН

Поступила 27 августа 2008

Принята к печати 18 февраля 2009

Рассчитаны потоки излучения внутри молекулярных облаков, обусловленные соседней звездой класса А, или изотропным межзвездным излучением. Показано, что излучение в диапазоне $912\text{\AA} < \lambda < 2067\text{\AA}$ проникает достаточно глубоко, чтобы за время жизни облаков обусловить дозы облучения водяного льда порядка 100 эВ/а.е.м. и более, как при наличии очага звездообразования, так и без него. Обсуждается возможность использования этих результатов для астрофизической интерпретации опубликованных данных лабораторных экспериментов по облучению смесей льдов типа $\text{H}_2\text{O}:\text{CH}_3\text{OH}:\text{NH}_3:\text{CO}$. Формирующиеся в результате радиационно-химической трансформации сложные органические вещества, возможно, играют важную роль в предбиологической эволюции пылевой компоненты молекулярных облаков.

Ключевые слова: *молекулярные облака; поле излучения; лед; дозы облучения*

1. **Введение.** Как известно, многие сложные, в том числе и органические соединения образуются в плотных молекулярных облаках в газовой и твердой фазах. Единственным источником ионизации во внутренних частях облака являются космические лучи [1]. Начиная с энергий 0.1 МэВ и выше, их проникающая способность достаточна, чтобы обусловить облучение внутренних слоев. В наиболее плотные части облаков в состоянии проникнуть частицы с энергиями в несколько ГэВ и выше. Космические лучи, состоящие в основном из протонов, ионизируют атомы и молекулы водорода с образованием молекулярного иона H_3^+ , инициирующего цепочку ион-молекулярных реакций, которые приводят, например, к формированию простых гидридов (вода, аммиак, метан) [2]. Реакции на поверхностях пылинок (твердая фаза) начинают играть роль при наличии ледяных мантий, состоящих из смерзшихся вышеперечисленных летучих соединений (вода, аммиак, метан), и, возможно и более сложных насыщенных углеводородов, образующихся в плотных внутренних слоях, защищенных от внешнего жесткого ультрафиолетового излучения [1]. Известно, что для этого необходимо иметь значение наблюдаемого поглощения $A_\nu > A_0$, причем должно быть

$$N = 1.9 \cdot 10^{21} (A_\nu - A_0),$$

где N - количество атомов (молекул) водорода на луче зрения, в см^{-2} , A_ν - поглощение, в зв. вел., A_0 - пороговое значение поглощения, при котором

начинают наблюдаться льды [2]. Поскольку самым распространенным льдом является водяной, именно для него и указываются значения A_0 : например, для темного облака в Тельце $A_0 = 3.2 \pm 0.1$, в Южной Короне (R CrA) - $A_0 = 3.4$, для облаков в Змее (Serpens) и Змееносце (p Oph) $\sim A_0 \approx 5.5$ и 10-15 зв. вел., соответственно [2]. Такие вариации пороговых значений поглощения от облака к облаку легко объяснимы: облака в Тельце и Южной Короне ассоциируются с областями формирования звезд малых масс, где звезды ранних спектральных классов отсутствуют, в то время как облако, например, в Змееносце, физически связано с ОВ-ассоциацией [2]. Таким образом, поле излучения в облаке ограничивает наличие льдов и, в то же время, необходимо для их фотохимической трансформации. Внутренние области облака, защищенные от ультрафиолетового излучения, облучаются протонами космических лучей, что подтверждается прямыми наблюдениями инфракрасных линий поглощения H_3^+ [1]. Дело в том, что концентрация ионов $n(\text{H}_3^+)$ в облаке прямо связана со скоростью ионизации водорода космическими лучами, поток которых можно оценить теоретически, если $n(\text{H}_3^+)$ известна. В современных физико-химических моделях молекулярных облаков скорость ионизации космическими лучами задается параметрически, принимая ее постоянной внутри облака [1]. Это верно для частиц с энергиями в несколько единиц ГэВ и выше, и не соответствует действительности в диапазоне энергий МэВ-ГэВ, на который и приходится максимальное значение потока галактических космических лучей. Таким образом, для корректной интерпретации линий H_3^+ в спектрах молекулярных облаков, равно как и для количественных расчетов облучения льдов, необходимо знание распределения потока мягкой компоненты космических лучей (МэВ-ГэВ) вдоль радиуса облака, в зависимости от параметров облака. Принципиально решенная для жесткой компоненты (ТэВ-ПэВ и больше) внутри наиболее плотных областей облаков, эта задача остается неисследованной численно для мягкой компоненты, не говоря уже об ее использовании в проблеме интерпретации наблюдений H_3^+ и при расчетах доз облучения льдов.

Далее, обычно считается, что УФ-излучение не проникает во внутренние области облаков, за исключением случаев особой волокнистой структуры, неоднородного распределения плотности туманностей и т.д., позволяющих облучение вещества более глубоких слоев. Однако в любом случае предполагается, что пыль может поглотить количество энергии излучения, необходимое для инициирования важных фотохимических реакций только вне облаков, где льды не наблюдаются (так как время жизни ледяных мантий пылинок намного меньше характерного времени реакций), либо же в условиях поверхности диска новорожденной звезды [3]. В настоящей статье будет показано, что УФ-излучение при $912\text{\AA} < \lambda < 2067\text{\AA}$ ($6\text{эВ} < h\nu < 13.6\text{эВ}$) также играет важную роль, и в состоянии обеспечить необходимое облучение

льдов внутри облаков в ограниченном диапазоне значений A_V .

Продукты фотолиза и радиолiza льдов и их смесей могут играть важную роль в образовании многих органических соединений, наблюдаемых в спектрах молекулярных облаков. Лабораторные данные показывают, например, что CH_4 образуется из продуктов фотолиза смеси $\text{H}_2\text{O} + \text{CH}_3\text{OH}$ [4]. Более того, широкий спектр молекул CH_4 , HCO , H_2CO , CO_2 и HCN был выявлен при УФ облучении смеси $\text{H}_2\text{O}:\text{CH}_3\text{OH}:\text{NH}_3:\text{CO}$ в соотношении 100:50:10:10 [4]. Такая смесь считается хорошим аналогом ледяных покрытий межзвездных пылинок. Интересно отметить, что изменение процентного соотношения ингредиентов смеси дает качественно отличные результаты: УФ облучение смеси $\text{H}_2\text{O}:\text{CH}_3\text{OH}:\text{NH}_3:\text{CO}$ в соотношении 100:50:1:1 (при 15 K) приводит к образованию гексаметилентетрамина ($\text{C}_6\text{H}_{12}\text{N}_4$) и весьма сложных углеводородов, содержавших вплоть до 22 атомов углерода, устойчивых при комнатной температуре [5,6]. Гексаметилентетрамин (уротропин) интересен тем, что при кислотном гидролизе образует аминокислоты [7]. Углеводороды классов сложности, наблюдавшихся в экспериментах [6], подобны природным битумам (смесям алифатических и ароматических углеводородов), которые давно уже считаются адекватными аналогами для воспроизведения фотометрических характеристик ядер комет и поверхностей астероидов [8]. Методы прямого наблюдения таких сложных молекул в космосе, игравших, вероятно, весьма важную роль в предбиологической эволюции органического вещества, пока еще только разрабатываются [9]. Неизвестны также количественные данные по радиационно-химическим выходам образующихся в экспериментах веществ. К тому же цитированные экспериментальные данные по фотопоглощению льдов включают только каналы распада (фотолиз), без учета вновь образовавшихся молекул. Можно, однако, отметить относительно высокую потенциальную эффективность таких радиационно-индуцированных химических превращений смесей льдов в условиях рассматриваемых моделей молекулярных облаков.

Чтобы иметь возможность оценить степень радиационно-химической трансформации соответствующих продуктов, необходимо знать дозы облучения (количество поглощенной энергии) химических соединений фотонами и протонами, в зависимости от поглощения в туманности. Расчет потоков излучения внутри облака, при известном внешнем источнике, в настоящее время для заданной (стационарной одномерной и статической) модели не представляет особого труда (см. например, [10]). В то же время количественные данные о дозах облучения, в особенности об их радиальных зависимостях, отсутствуют. Наблюдательные и экспериментальные данные, подтверждающие доминирующее участие облучения в процессах формирования сложных органических веществ в ледяных мантиях пылинок, обсуждались в недавних обзорах [1-3]. Настоящая статья посвящена расчетам доз УФ облучения льдов внутри молекулярных облаков. Результаты расчетов для протонов космических

лучей будут представлены в последующей статье.

2. *Поле УФ-излучения внутри облаков.* Молекулярные облака представляют собой межзвездные газо-пылевые облака с преобладанием H_2 , в диапазоне концентраций, размеров и температур порядка $n \sim 10^2 - 10^4 \text{ см}^{-3}$, $L \sim 1 - 30 \text{ пк}$ и $T \sim 10 - 100 \text{ К}$, соответственно [1]. В зависимости от наличия или отсутствия очага (очагов) звездообразования, молекулярные облака подразделяются на статические и динамические [1,2]. Во втором случае подразумевается наличие областей формирования звезд, в свою очередь различающихся массами образующихся звезд. В так называемых гигантских молекулярных облаках возможно наличие центрального сгущения-ядра с $n \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ и $L \sim 0.1 \text{ пк}$, и просто сгущений, с $n \geq 10^5 \text{ см}^{-3}$ и $L \leq 0.0001 - 0.1 \text{ пк}$. В связанных с очагами звездообразования облаках имеются также молодые звезды разных светимостей [1,2]. Содержание пыли не превосходит 1% от массы облака. Сами пылинки обладают силикатными или графитовыми ядрами с размерами $d \sim 0.01 - 0.1 \text{ мк}$ и ледяными мантиями с размерами до нескольких 0.1 мк . Межзвездное УФ-излучение и излучение от звезд внутри облака, взаимодействуя с веществом облака при большой оптической толщине, образует области HII , HI и H_2 , с соответствующими переходными зонами, теория которых хорошо известна [11].

Для расчета интенсивности поля излучения в зависимости от радиуса облака была использована программа CLOUDY [10], версия 26.02.2006 (<http://www.nublado.org>), которая для заданного внешнего поля излучения, размеров облака, концентрации вещества, атомарного химического состава (30 элементов, от водорода до элементов группы железа), содержания и типа пыли рассчитывает ионизационно-атомарно-молекулярную и термическую структуру газовой и пылевой компонент облака и интенсивности нескольких миллионов спектральных линий от радио- до рентгеновского диапазона, для стационарной, одномерной и статической модели. Интенсивность падающего на облако излучения и его спектральный состав, равно как и распределение плотности вдоль радиуса, можно задать как аналитически, так и численно. Уравнения стационарности решаются для моделей многоуровневных атомов, ионов и молекул. Эффекты переноса излучения в непрерывном спектре и важнейших оптически толстых линиях учитываются в рамках приближенной теории вероятности выхода, которая дает приемлемую точность даже в случае линий, при постоянстве кинематических условий в областях формирования линий, что должно выполняться в используемой статической и однородной модели. С учетом этого обстоятельства точность рассчитанного поля излучения внутри облака, т.е. суммы ослабленного поглощением внешнего и собственного диффузного излучения туманности, как в континууме, так и в линиях, порядка 10% [10]. Следует подчеркнуть, что CLOUDY является непревзойденной по количеству одновременно учитываемых атомов, ионов и молекул,

по полноте рассматриваемых элементарных процессов, характеризующих взаимодействие излучения с газо-пылевым веществом, по точности используемых атом-ион-молекулярных параметров, сечений процессов, скоростей реакций и т.д.

Итак, для данной модели облака (в плоско-параллельном приближении)

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ

№	Параметры источника излучения		Расстояние до облака см	Концентрация H_2 в облаке $см^{-3}$	A_v зв. вел.
1	звезда $T_{\star\star} = 10000$ К	светимость $3.45 \cdot 10^{34}$ эрг $с^{-1}$	10^{17}	10^3	50
2	звезда $T_{\star\star} = 10000$ К	светимость $3.45 \cdot 10^{34}$ эрг $с^{-1}$	10^{18}	10^3	50
3	межзвездное изотропное	интегральный поток $1.6 \cdot 10^{-3}$ эрг $см^{-2} с^{-1}$	-	10^3	50
4	межзвездное изотропное	интегральный поток $1.6 \cdot 10^{-2}$ эрг $см^{-2} с^{-1}$	-	10^3	50

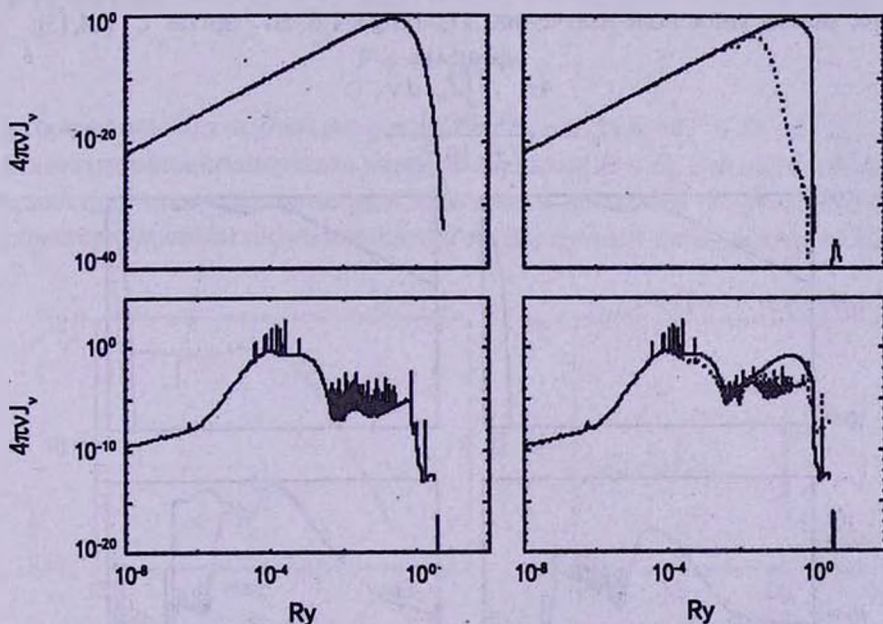


Рис.1. Поле излучения внутри облака для модели 1. Вверху, слева: внешнее излучение (см. текст), падающее на облако; справа: ослабленное внешнее излучение на границах 1-й (сплошная кривая) и 10-й (прерывистая кривая) зон. Внизу, слева: диффузное излучение туманности (на границах 1-й и 10-й зон, соответственно); справа: суммарное (сумма ослабленного внешнего и диффузного) излучение (на границах 1-й и 10-й зон, соответственно). Везде указаны величины $4\pi\nu J_v$ - в эрг $см^{-2}\ с^{-1}$, J_v - интенсивность излучения в эрг $см^{-2}\ с^{-1}\ с^{-1}$, ν - частота излучения) в зависимости от энергии фотонов, выраженных в ридбергах, ($1Ry = 13.6$ эВ).

рассчитывалась интенсивность поля излучения в каждой из десяти зон, на которые было разделено облако. В табл.1 приведены параметры некоторых из представляющих интерес моделей. В качестве источников излучения были выбраны звезда Главной последовательности с чернотельным излучением, соответствующим температуре $T_{\text{зв}} = 10000 \text{ К}$, и межзвездное (изотропное) поле излучения, характерное для областей диска Галактики [10,12], с масштабными множителями 1 (модель 3) и 10 (модель 4). В табл.1 указаны интегральные светимость и потоки излучения.

Спектральные характеристики излучения, падающего на облако и изменяющегося вдоль его радиуса (точнее, на границах первой и десятой зон), указаны на рис. 1,2. Приведены прямые результаты расчетов CLOUDY, величины $4\pi\nu J_\nu$ (в $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$, J_ν - интенсивность излучения в $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{Ср}^{-1} \text{Гц}^{-1}$, ν - частота излучения) в зависимости от энергии фотонов, выраженных в ридбергах ($1\text{Ry} = 13.6 \text{ эВ}$). Наличие излучения с энергией больше 1Ry внутри облака, хотя и весьма ослабленное, есть следствие хорошо известного явления: с ростом энергии L_c - кванта коэффициент поглощения уменьшается, так что такие кванты могут проникать глубже [10]. Вклад фотонов вышеуказанного диапазона энергий ($6 < h\nu < 13.6 \text{ эВ}$) в общее поле излучения определяется величиной G_0 [13], выраженной в стандартных единицах, характеризующих среднее межзвездное поле излучения, $1\text{Habing} = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$ [14,15]:

$$G_0 = \frac{\frac{\nu(\lambda=912\text{\AA})}{\nu(\lambda=2067\text{\AA})} \int J_\nu d\nu}{1.6 \cdot 10^{-3}}.$$

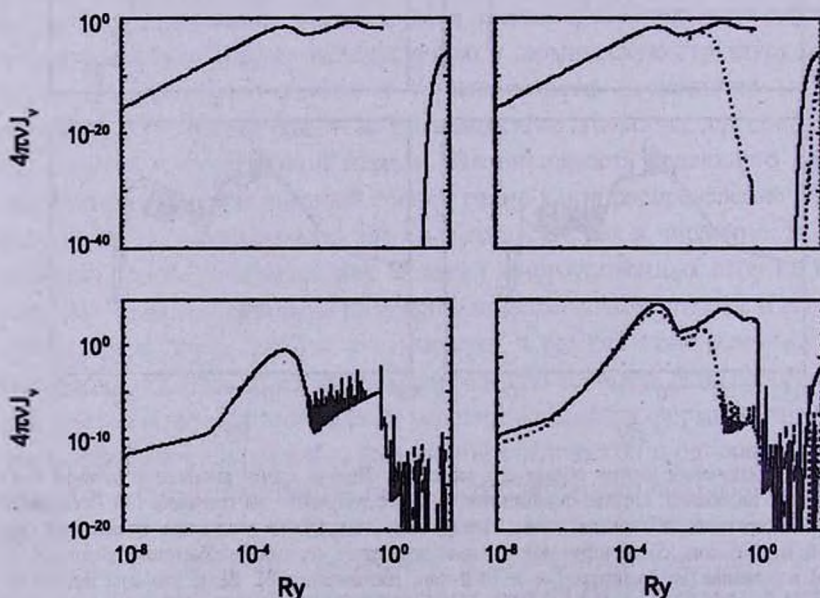


Рис.2. То же, что и на рис.1, но для модели 4.

Следует подчеркнуть, что использованная нами процедура CLOUDY для задания характерного межзвездного поля излучения определяет поток (рис.2), интегральная характеристика которого (табл.1, модель 3) порядка 1 Habing. В модели 4 была использована в 10 раз большая величина, характерная для спиральных рукавов Галактики [12]. В близких окрестностях звезд этот показатель, очевидно, намного больше.

3. *Дозы облучения льдов внутри облаков: результаты и обсуждение.* Количество поглощенной льдинкой энергии излучения за единицу времени и на атомную единицу массы (а.е.м.) можно рассчитать по формуле

$$\frac{dD}{dt} = 4\pi \int_{\nu_1}^{\nu_2} J_{\nu} \sigma_{\nu} \frac{1}{M} d\nu,$$

где J_{ν} - интенсивность излучения, M - молекулярный вес, а σ_{ν} - сечение поглощения вещества льдинки в диапазоне $\nu_1 - \nu_2$. Зависимость сечения поглощения водяного льда ($M=18$) от длины волны в диапазоне 1100-1800 Å указана на рис.3 [16]. Можно рассчитать также интегральный поток излучения в диапазоне длин волн, представляющий интерес: F_1 (1100 Å < λ < 1800 Å) и F (λ > 912 Å)

$$F = 4\pi \int_{\nu_1}^{\nu_2} J_{\nu} d\nu,$$

и соответствующие безразмерные величины $G_1 = F_1/1.6 \cdot 10^{-3}$ и $G = F/1.6 \cdot 10^{-3}$. Количественное соответствие между величинами G и G_0 для модели 1 (рис.4) иллюстрируется спектральными кривыми в диапазоне 912 Å < λ < 2067 Å, характеризующими излучение звезды на внутренней границе туманности, и

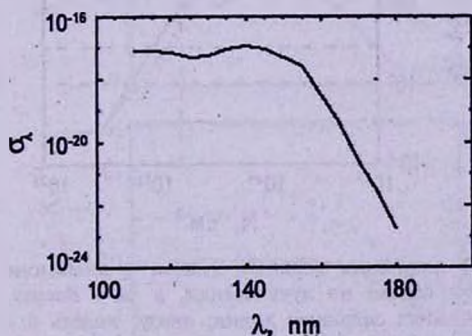


Рис.3. Зависимость сечения поглощения водяного льда (см^2) от длины волны в диапазоне 1100-1800 Å [7].

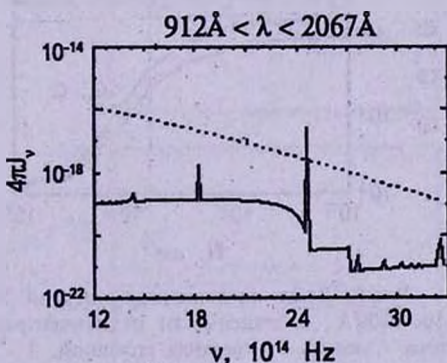


Рис.4. Поле излучения в случае модели 1, в диапазоне 912 Å < λ < 2067 Å. Сплошная линия - суммарное излучение туманности, на границе 10-й зоны, пересчитанное к внутренней границе. Прерывистая линия - излучение звезды у внутренней границы туманности.

суммарное излучение туманности на границе 10-й зоны, пересчитанное к внутренней границе (т.е., к первой зоне) для непосредственного сравнения.

Количество поглощенной льдинкой энергии D за время t (доза), при постоянстве источника излучения, очевидно равно:

$$D = (dD/dt)t.$$

Относительные потоки (величины G , G_0 , G_1) и дозы, рассчитанные для всех четырех моделей, приведены на рис.5. Интересно отметить возрастание потока излучения (в диапазонах, характеризующих величины G_0 , G_1) для моделей 1,2 (рис.5): после минимума при $N = 1.0 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$, поток начинает увеличиваться с возрастанием N , вызывая увеличение облучения. Ясно, что при наличии близкого источника излучения (звезды) увеличение потока в некотором ограниченном спектральном диапазоне с увеличением размеров туманности вызвано возрастанием меры эмиссии туманности при оптической толщине порядка и больше 1, что как раз имеет место при вышеупомянутом значении N , и отражает увеличивающийся вклад диффузного излучения в

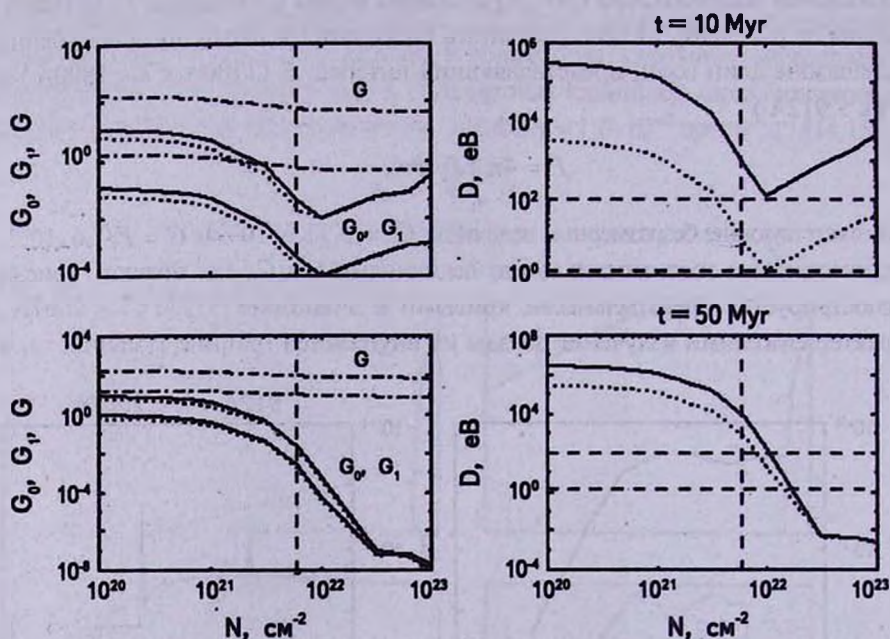


Рис.5. Дозы поглощенной энергии УФ-излучения водяным льдом, в диапазоне 1100-1800 Å, в зависимости от концентрации облака по лучу зрения, в см^{-2} . Вверху, слева - модель 1 - верхняя сплошная, 2 - нижняя сплошная линии; внизу, модель 4 - верхняя сплошная, 3 - нижняя сплошная линии. Слева: - величина G_0 (диапазон 912 Å - 2067 Å, см. текст) - сплошные, величина G_1 (диапазон 1100-1800 Å, см. текст) - прерывистые, величина G (диапазон $\lambda > 912 \text{ Å}$, см. текст) - штрих-пунктирные линии; справа - дозы поглощенной энергии за 10 и 50 млн лет, в эВ, модели 1 (верхняя), 4 (нижняя) сплошные, модели 2 (верхняя), 3 (нижняя) прерывистые линии. Вертикальные пунктирные линии указывают границу образования льдов, горизонтальные - диапазон минимальных доз, вызывающих радиационно-химические трансформации.

диапазон 1000-2000 Å (см. рис.1, кривые для диффузного и суммарного излучений). Для межзвездного поля излучения этот эффект отсутствует (рис.5, модели 3,4). Граница образования льдов, рассчитанная по данным табл.1, указана вертикальной пунктирной линией: левее ее льды не наблюдаются. На рис.5, справа, горизонтальными пунктирными линиями отмечены значения двух пороговых доз, 100эВ/а.е.м. и 1.4эВ/а.е.м., при превышении которых в лабораторных экспериментах наблюдается синтез сложных органических соединений. Первое из них использовалось при интерпретации ранних лабораторных работ и является завышенным, второе взято из результатов недавних экспериментов (см. ниже).

Основной вывод, который можно сделать из приведенных на рис.5 распределений доз, заключается в следующем: за 10 млн лет возможно накопление дозы облучения порядка и больше 100эВ льдинками туманностей вплоть до глубин $A_V \leq 50$, если не далее чем на расстоянии 0.033 пк от внутренней границы туманности находится звезда класса не позднее А (со светимостью не менее $10 L_\odot$ - модель 1). Звезды несколько более раннего типа и/или с большими светимостями, очевидно могут обусловить такое же облучение и с больших, чем 0.033 пк расстояний. Случаи со звездами типа О и ранних подклассов В в данной модели исключаются, поскольку необходимо одновременно учитывать эволюционные изменения источника излучения и прогрев пыли до температур нескольких сот градусов, вызывающий быстрое испарение льдов (так называемые области "hot cores" [1,2]). На рис.6 показано

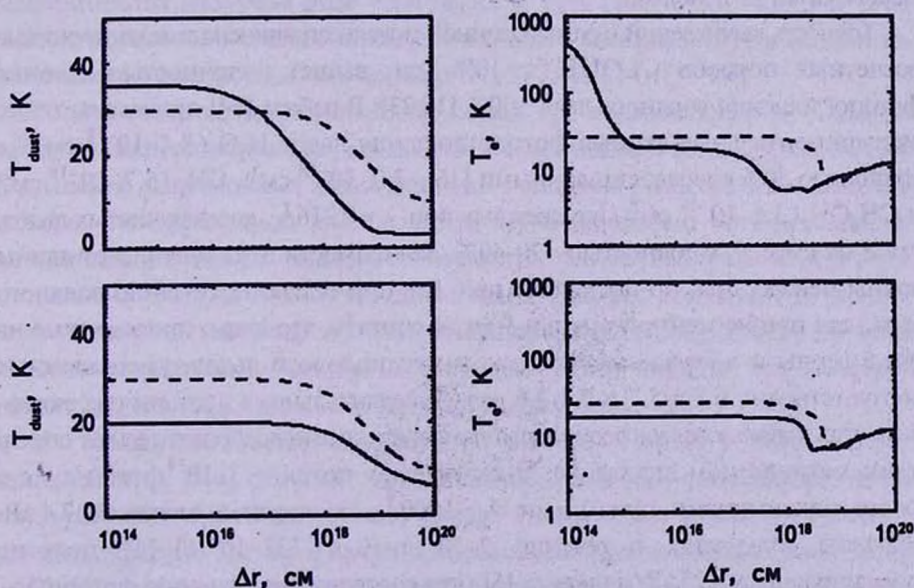


Рис.6. Радиальное распределение температур в туманности. Слева - пылевая, справа - газовая компоненты. Вверху - модели 1 (сплошная), 2 (пунктирная) линии, внизу - модели 3 (пунктирная), 4 (сплошная) линии.

распределение температур газа и пыли вдоль радиуса. Для всех моделей температура пыли в областях с $\Delta r \geq 3 \cdot 10^{18}$ см ниже 30 К, что достаточно для сохранения не только водяного, но и, например, метанового, льдов.

Обсуждаемая выше ситуация типична для многих областей звездообразования [17], где, как установлено прямыми наблюдениями, звезды рождаются группами в несвязанных друг с другом областях [18], причем звезды в молодых звездных скоплениях, все еще связанных с родительским облаком, могут иметь весьма высокие пространственные плотности [19]. Вышеприведенная оценка времени облучения ~ 10 млн лет как раз следует из времени жизни облаков с областями звездообразования [17-19].

Время жизни гигантских молекулярных облаков без областей звездообразования ограничено характерным динамическим временем компактных сгущений в облаках порядка 30 млн лет [20,21]. Время жизни меньших по массе карликовых молекулярных облаков [21] больше и ограничено только столкновениями с другими протяженными межзвездными облаками (характерно: время свободного пробега ~ 50 -100 млн лет [22]). Расчетные дозы облучения льдов для облаков в межзвездном поле излучения (модели 3,4) за время ~ 50 млн лет, также показаны на рис.5. Превышение пороговой дозы 100 эВ имеет место в узком диапазоне $\Delta A_V \leq 1$ (модель 3) и $\Delta A_V \leq 2$ (модель 4), считая от (наблюдаемой) границы образования льдов $A_0 \sim 3$. При $N \sim 2 \cdot 10^{21}$ см $^{-2}$, концентрации в облаке $n \sim 10^3$ см $^{-3}$ и отношении масс газа и пыли ~ 100 , количество облученного льда составит несколько процентов массы Солнца и более.

Точность вычислений в рамках данной модели ограничена только точностью расчетных потоков CLOUDY $\sim 10\%$ (см. выше) и точностью сечения фотопоглощения водяного льда $\sim 30\%$ [16,23]. В работе [24] приведены также экспериментальные данные фотопоглощения льдов H_2O ($8.4 \cdot 10^{-18}$ см 2 - с точностью 30% совпадает с данными [16], $7.0 \cdot 10^{-18}$ см 2), CH_4 ($5.7 \cdot 10^{-18}$ см 2) и CH_3OH ($3.6 \cdot 10^{-18}$ см 2), измеренных при $\lambda = 1216\text{\AA}$, как для чистых льдов, так и их смесей, с точностью ~ 20 -40%. Зависимости этих сечений от длины волны неизвестны, но поскольку при $L\alpha$ они близки к сечению водяного льда, для приближенной оценки можно считать, что дозы, приведенные на рис.5 верны и в случае метанового и метанолового льдов, уменьшенные соответственно в 8.4/5.7 и 8.4/3.6 раз. Действительно, в упомянутых экспериментах использовалась водородная лампа, адекватно воспроизводящая спектр в рассматриваемом диапазоне, и излучавшая поток $\sim 3 \cdot 10^{14}$ фотон/см 2 с с двумя максимумами при $L\alpha$ и $\lambda \sim 1600\text{\AA}$, со средней энергией 7.4 эВ. Образцы облучались в течение $2 \cdot 10$ дней ($1.728 \cdot 10^6$ с) [6], получив суммарную дозу ~ 25 эВ/молекулу [5] (что соответствует сечению фотопоглощения σ (смесь) $\sim 2.7 \cdot 10^{-21}$ см 2), или в пересчете на эквивалентную атомную единицу массы водяного льда, ~ 1.4 эВ/а.е.м. Используя данные рис.5, находим,

что в модели 1 наименьшее значение величин G_0 , G_1 ($\sim 10^{-2}$) соответствует при 7.4 эВ потоку $\sim 8.5 \cdot 10^8$ фотон/см²с). Экспериментальные данные [23] о сечении фотодеструкции смеси $H_2O:CH_3OH$ в соотношении 100:10 относятся опять-таки к среднему значению энергии фотонов 7.4 эВ - $2.7 \cdot 10^{-19}$ см² (точность $\sim 30\%$). Как указывалось выше, только для H_2O известна зависимость сечения фотопоглощения от длины волны (рис.3, по данным [16]), откуда находим $4 \cdot 10^{-20}$ см² и $7 \cdot 10^{-18}$ см² при 7.4 эВ и 10.2 эВ ($\lambda = 1216 \text{ \AA}$), соответственно. Этих данных недостаточно для количественного анализа, поскольку неизвестны кинетические коэффициенты скоростей реакций и элементарных процессов в твердой фазе, можно, однако, грубо оценить величину минимального отношения доз облучений $Q \sim F(\text{модель}) \cdot t(\text{модель}) \cdot \sigma(\text{водяной лед}) / F(\text{лампа}) \cdot t(\text{лампа}) \cdot \sigma(\text{смесь}) \sim 500 \cdot \sigma(\text{водяной лед}) / \sigma(\text{смесь}) \sim 72 - 12000$ и заключить, что за 10 млн лет смеси льдов получают в условиях модели 1 во столько же раз большую дозу, чем это необходимо для синтеза сложных молекул с массами более 200 а.е.м. В условиях моделей 3 и 4, выбирая $G_1 \sim 10^{-4}$, получим $Q \sim 3 - 600$. Подчеркнем, что в обоих случаях была использована более консервативная (в данном случае) оценка $\sigma(H_2O:CH_3OH) \sim 2.7 \cdot 10^{-19}$ см² [23], а не $\sigma(H_2O:CH_3OH:NH_3:CO) \sim 2.7 \cdot 10^{-21}$ см² [5]. Такой разброс в значениях Q есть очевидное следствие незнания зависимостей сечений фотопоглощения смесей от длины волны. Более четкую и простую оценку величины Q можно получить из простой констатации факта, что сложные органические молекулы образовались в экспериментах, получив дозу ~ 1.4 эВ/а.е.м при облучении, т.е. для этих веществ пороговое значение минимальной дозы, вызывающей радиационно-химические трансформации, порядка 1.4 эВ/а.е.м., и $Q \sim 100$.

Вопрос о воздействии переоблучения на образовавшиеся сложные молекулы экспериментов [5,6] специально не исследован, хотя в [9] отмечается уменьшение эмиссионных характеристик (в видимой области) без изменения спектра, что характерно для больших, функционально организованных органических молекул. Интересно отметить, что переоблучение при этом составило всего лишь 1% от исходной дозы. Еще раз подчеркнем, что для полного количественного анализа необходимы сечения реакций по всем каналам радиационно-химических превращений, которые ни экспериментально, ни теоретически пока еще неизвестны.

Из вышеизложенного следуют три вывода. Первое - поскольку в экспериментах [5,6] сложные органические молекулы синтезировались в результате фотолиза с дозой облучения ~ 1.4 эВ/а.е.м., то использованное при интерпретации данных на рис.5 пороговое значение минимальной дозы в 100 эВ/а.е.м., вызывающей радиационно-химические трансформации, завышено на один-два порядка, и вероятную границу образования этих молекул следует отодвинуть в глубь туманности. Второе - в условиях модели

2 также возможно получить минимальную дозу практически во всем объеме туманности. Третье - в условиях моделей 3 и 4 объем достаточного облучения соответствует диапазону значений $\Delta A_V \leq 5$, считая от (наблюдаемой) границы образования льдов $A_0 \sim 3$, при этом масса облученного льда может составить не менее одной массы Солнца.

Дальнейшую судьбу органического вещества обсуждаемого типа в молекулярных облаках можно проследить в более конкретизированных моделях, учитывающих неоднородности распределения плотности вещества туманности, эволюцию молодых звезд-источников и возможное испарение льдов, а также влияние начального химического состава на структуру ледяных мантий [25]. Другой аспект проблемы заключается в следующем. Как известно, современная теория образования Земли не допускает возможности существования летучих соединений типа воды, окисей углерода и тем более сложных органических веществ в условиях только что образовавшейся планеты, связывая последующее появление атмосферы и океанов с веществом комет, интенсивно сталкивавшихся с Землей в первые полмиллиарда лет ее существования [3]. При этом не исключается, что вещество комет полностью, или частично, состоит из вещества родительского молекулярного облака, тем самым связывая предбиологическую эволюцию на Земле с еще более ранней химической эволюцией молекулярных облаков [3]. А попадет ли рассмотренный в данной работе облученный лед в будущем в область формирования комет, выживет ли там, сможет ли быть занесен на какую-либо планету земного типа и принять участие в эволюции органического вещества, на все эти вопросы можно будет ответить только в рамках единой модели, учитывающей все многообразие определяющих параметров процесса.

4. Заключение. В данной работе показана принципиальная возможность облучения ледяных мантий пылинок молекулярных облаков во внешних частях, достаточно холодных и защищенных от жесткого внешнего излучения, но куда все еще проникает излучение в диапазоне $912\text{\AA} < \lambda < 2067\text{\AA}$. Как оказалось, эти две границы не совпадают в двух случаях, причем расстояние между ними может быть значительным. Во-первых, если звезда находится от молекулярного облака на достаточно близком (зависящем от класса и светимости) расстоянии, например, не более 0.3 пк при светимости звезды класса А порядка десяти солнечных, облучаются области вплоть до $A_V \leq 50$. И, во-вторых, межзвездное поле излучения само в состоянии обеспечить необходимую дозу облучения на расстояниях от границы образования льдов порядка $\Delta A_V \leq 5$. В обоих случаях речь идет о пороговой дозе в 1.4 эВ/а.е.м., накопленной за соответствующее время жизни облака. Данные недавних экспериментов по облучению смесей типа $\text{H}_2\text{O}:\text{CH}_3\text{OH}:\text{NH}_3:\text{CO}$ в соотношении 100:50:1:1 [5,6] указывают на образование весьма сложных органических соединений, содержавших вплоть

до 22 атомов углерода, при накоплении дозы не более 1.4 эВ/а.е.м. . Отсюда следует потенциальная возможность синтеза этих веществ в молекулярных облаках при наличии вышеперечисленных условий.

Часть этой работы выполнена во время визита в UCL, Лондон, при финансовой поддержке Королевского Общества Великобритании. Автор благодарен Д. Вильямсу и С. Вити за ценные замечания и стимулирующее обсуждение, и рецензенту за замечания, способствующие улучшению работы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: arayeg@web.am

ON DUST IRRADIATION IN MOLECULAR CLOUDS. I. UV DOSES

A.G.YEGHIKYAN

Radiation fluxes caused by a nearby star A or an isotropic interstellar radiation field, inside of molecular clouds are calculated. It is shown that photons in the spectral range $912\text{\AA} < \lambda < 2067\text{\AA}$ penetrate deeply into the clouds with or without star-forming regions to such an extent to arrange irradiation doses of water ice of 100 eV/a.m.u. and more during the clouds lifetime. A possibility to use these data to interpret known laboratory results from the ultraviolet photolysis of realistic ice analogs like $\text{H}_2\text{O}:\text{CH}_3\text{OH}:\text{NH}_3:\text{CO}$ producing potentially important pre-biological complex molecules is discussed.

Key words: *molecular clouds: radiation field: ices: irradiation doses*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Ehrenfreund, S.B.Charnley, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **38**, 427, 2000.
2. D.C.B.Whittet, Dust in the galactic environment, Institute of Physics Publishing, Bristol, 2003.
3. P.Ehrenfreund, W.Irvine, L.Becker et al., Rep. Prog. Phys., **65**, 1427, 2002.
4. L.J.Allamandola, S.A.Sandford, G.J.Valero, Icarus, **76**, 225, 1988.
5. H.Cottin, C.Szopa, M.H.Moore, Astrophys. J., **561**, L139, 2003.
6. J.P.Dworkin, J. Seb Gillette, M.P.Bernstein et al., Adv. Space Res., **33**, 67, 2004.

7. *Y.Wolman, S.L.Miller, J.Iban~ez, J.Oro*, Science, **174**, 1039, 1971.
8. *L.V.Moroz, G.Arnold, A.V.Korochantsev*, Icarus, **134**, 253, 1998.
9. *M.Gudipati, J.P.Dworkin, X.Chillier, L.J.Allamandola*, Astrophys. J., **583**, 514, 2003.
10. *G.J.Ferland*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **110**, 761, 1998.
11. *J.E.Dyson, D.A.Williams*, The physics of the interstellar medium, Institute of Physics Publishing, Bristol, 1997.
12. *J.H.Black*, Interstellar Processes (Eds. D.J.Hollenbach, H.A.Thronson), Dordrecht: Reidel, p.731, 1987.
13. *N.P.Abel, G.J.Ferland, G.Shaw, P.A.M. van Hoof*, Astrophys. J. Suppl., **161**, 65, 2005.
14. *J.S.Mathis, P.G.Mezger, N.Panagia*, Astron. Astrophys., **128**, 212, 1983.
15. *S.S.Prasad, S.P.Tarafdar*, Astrophys. J., **267**, 603, 1983.
16. *S.G.Warren*, Applied Optics, **23**, 1206, 1984.
17. *E.F. van Dishoeck, G.A.Blake*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **36**, 317, 1998.
18. *C.J.Lada, E.A.Lada*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **41**, 57, 2003.
19. *W.J.Henney, S.J.Arthur*, Astron. J., **116**, 322, 1998.
20. *L.Blitz, F.H.Shu*, Astrophys. J., **238**, 148, 1980.
21. *F.H.Shu, F.C.Adams, S.Lizano*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **25**, 23, 1987.
22. *J.Talbot, Jr., M.J.Newman*, Astrophys. J. Suppl., **34**, 295, 1977.
23. *H.Cottin, M.H.Moore, Y. Benilan*, Astrophys. J., **590**, 874, 2003.
24. *G.A.Baratta, G.Leto, M.E.Palumbo*, Astron. Astrophys., **384**, 343, 2002.
25. *A.Yeghikyan, S.Viti, D.Williams*, in preparation, 2008.

УСТОЙЧИВОСТЬ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ. I. СТАТИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Ю.Л.ВАРТАНЯН, Г.С.АДЖЯН, А.К.ГРИГОРЯН, Т.Р.САРКИСЯН

Поступила 12 декабря 2008

Принята к печати 11 февраля 2009

Исследуется устойчивость странных карликов - сверхплотных звезд, у которых имеется небольшая кварковая сердцевина ($M_{0, \text{core}} / M_{\text{B}} < 0.017$) и протяженная кора, состоящая из атомных ядер и вырожденного электронного газа, где плотность может быть на два порядка выше предельной плотности белых карликов. Масса, полное число барионов, разл.г странных карликов при заданном уравнении состояния однозначно определяются: центральной плотностью энергии ρ_c и плотностью энергии коры у поверхности кварковой сердцевины ρ_{B} . Поэтому при исследовании устойчивости таких конфигураций необходимо рассматривать всю область изменений ρ_c и ρ_{B} . Этого можно достичь рассмотрением серий конфигураций с фиксированной массой покоя M_0 (полного числа барионов) кварковой сердцевины и различными значениями массы коры. В каждой серии ρ_{B} изменяется от значений, имеющихся в белых карликах до $\rho_{\text{B}} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$, при которой в коре рождаются свободные нейтроны. Согласно статическому критерию устойчивости в отдельной серии потеря устойчивости происходит в максимуме зависимости массы странного карлика от ρ_{B} .

Ключевые слова: *странные звезды; странные карлики; устойчивость*

1. **Введение.** В [1,2] была высказана гипотеза, что странная кварковая материя может находиться в более связанном состоянии, чем вещество в атомных ядрах. В [3] показано, что если принять за основу модель мешка [4], то кварковая материя, состоящая из примерно равного количества u , d , s кварков и обеспечивающих их электронейтральность небольшой добавки электронов, для определенных значений недостаточно точно известных феноменологических параметров модели (постоянной мешка B , постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_s и массы странного кварка m_s) может приводить к случаю, когда приходящая на барион средняя энергия ϵ_b в зависимости от концентрации барионов n может иметь как положительный, так и отрицательный минимум, что в свою очередь приводит к двум альтернативным возможностям.

Если реализуется вариант уравнения состояния с $(\epsilon_b)_{\text{min}} > 0$, то при плотностях выше пороговой для рождения странной кварковой материи может происходить фазовый переход первого рода со скачком плотности. При этом в соответствии с условием Гиббса (или построением Максвелла) возможно фазовое равновесие между кварковым веществом и нуклонной

компонентой, т.е. имеет место одновременное сосуществование двух фаз. Модели, соответствующие такому уравнению состояния, имеют сердцевину, состоящую из странного кваркового вещества, и оболочку с составом вещества обычных нейтронных звезд. В [5] с целью изучения зависимости структурных и интегральных параметров звездных конфигураций от вида уравнения состояния сверхплотного вещества был рассмотрен широкий набор уравнений состояния, обеспечивающих сосуществование нейтронного вещества со странной кварковой материей. В частности, было показано, что некоторые из этих уравнений состояния приводят к появлению дополнительного локального максимума на кривой зависимости массы звезды M от центрального давления P_c в области малых масс ($M/M_\odot \approx 0.08$), что делает возможным существование нового семейства устойчивых равновесных сверхплотных звездных конфигураций с интересными отличительными особенностями [6]. В центре таких звезд имеется небольшая кварковая сердцевина ($M_{0\text{ core}}/M_\odot = 0.005$, $R_{\text{core}} = 1.7$ км), их радиус может достигать значений до 1000 км, что делает их похожими на белые карлики. Если в обычных белых карликах из-за нейтронизации атомных ядер плотность не может превосходить 10^9 гр/см³, то в этих моделях в центральных областях, примыкающих к кварковой сердцевине, плотность лишь на порядок ниже ядерной и вещество состоит из вырожденных нейтронов, электронов и аномально тяжелых атомных ядер, сильно перегруженных нейтронами ("Aep"-вещество). В настоящей работе мы не рассматриваем модели, соответствующие случаю $(\epsilon_b)_{\min} > 0$.

Если же реализуется второй альтернативный вариант уравнения состояния, когда $(\epsilon_b)_{\min} < 0$, то одновременное сосуществование кварковой и нуклонной фаз невозможно. В этом случае кварковая материя может находиться в самосвязанном состоянии и, как следствие, возникает возможность существования самоудерживающихся космических тел, так называемых "странных звезд" - ss [3], которые могут существовать и при отсутствии гравитации. Последняя ограничивает максимальную массу таких конфигураций, которая, как и в случае нейтронных звезд, оказывается порядка $2 M_\odot$. В ряде работ [7,8] были рассчитаны модели странных звезд и проведен их разносторонний анализ. В частности, в [9], проводилось их сопоставление с наблюдательными данными и исследовалось их отличие от нейтронных звезд. Обзор исследований по странной кварковой материи и ее связи с компактными звездами приведен в [10].

У поверхности странной звезды концентрация электронов на несколько порядков ниже концентрации кварков, и, так как электроны удерживаются только электростатическим полем, они могут частично покинуть кварковую поверхность странной звезды на сотни ферми, образуя тонкий заряженный слой, где напряженность достигает $10^{17} + 10^{18}$ В/см, [7]. Это поле изолирует кору, состоящую из атомных ядер и вырожденного электронного газа

("Ac"-вещество), которое не находится в фазовом равновесии со странной кварковой материей и связано с кварковой сердцевинкой лишь гравитацией. Странная звезда может приобрести кору во время своего образования или за счет аккреции вещества. Вероятность туннельного перехода атомных ядер настолько мала, что кора и кварковая сердцевина могут сосуществовать бесконечное время [7]. Так как не имеющие электрического заряда свободные нейтроны могут беспрепятственно проходить через электростатический барьер и поглощаться странной кварковой материей, то максимальная плотность коры ограничена плотностью вылета нейтронов из ядер $\rho_{\text{drip}} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$. Проблемы образования и структуры коры у странных звезд исследованы в [11,12]. В [13] для двух наборов параметров модели мешка, от которых зависят интегральные характеристики странной кварковой сердцевинки, и трех значений граничной плотности коры, были исследованы модели странных звезд с корой на всем интервале изменения центральной плотности звезды. Было показано, что для странных звезд с массой кварковой сердцевинки $M_{0\text{core}}/M_{\odot} > 0.5$ толщина и масса коры пренебрежимо малы по сравнению с радиусом и массой звезды. Иная ситуация в области странных звезд с малой массой сердцевинки ($M_{0\text{core}}/M_{\odot} < 0.02$). Для таких конфигураций кора сильно набухает, масса и радиус оказываются такими, как у белых карликов, от которых они отличаются тем, что имеют сердцевину в виде небольшой по размерам и массе странной звезды и кору, где плотность может быть на два порядка выше, чем предельная плотность белых карликов. Такие модели принято называть странными карликами - *sd* [13-15]. В [13,16] проведено сравнение массы и радиусов таких конфигураций с наблюдательными данными, полученными в рамках программы HIPPARCOS для белых карликов [17].

Настоящая работа, которая состоит из двух частей, посвящена исследованию устойчивости и наблюдательным проявлениям странных карликов. В первой части проведено обоснование применимости статического критерия устойчивости для странных карликов и постановка задачи. Основные результаты вычислений будут приведены во второй части [18].

2. Статический критерий устойчивости для странных карликов. Физический интерес представляют лишь устойчивые равновесные конфигурации сверхплотных звезд. Устойчивость белых карликов и нейтронных звезд обычно исследуется двумя способами: а) метод малых радиальных возмущений, развитый в ОТО Чандрасекаром [19,20] и б) статический критерий устойчивости, развитый Зельдовичем [21], который применим как в ОТО, так и в ньютоновском приближении. Метод Чандрасекара приводит к краевой задаче Штурма-Лиувилля. Эта сама по себе сложная задача еще более усложняется при наличии в веществе сверхплотной звезды фазового перехода, который приводит к третьему граничному условию.

Статический метод исследования устойчивости достаточно прост и

легко реализуем. Коротко напомним суть этого метода. Масса равновесных холодных белых карликов и нейтронных звезд M при заданном уравнении состояния является однозначной функцией от центральной плотности ρ_c . При этом максимум кривой $M(\rho_c)$ является точкой потери устойчивости равновесных конфигураций. Конфигурации, соответствующие восходящим ветвям $M(\rho_c)$ (область до точки Чандрасекара для белых карликов, и до точки Оппенгеймера-Волкова для нейтронных звезд) устойчивы, а на нисходящих ветвях - неустойчивы. Действительно, две конфигурации с одинаковым числом барионов бесконечно близкие к максимуму кривой $M(\rho_c)$ и расположенные от нее по разные стороны будут идентичны по своей структуре. Бесконечно малые радиальные колебания таких конфигураций переводят одну из них в другую. Время такого перехода бесконечно, так как эти конфигурации равновесны, т.е. частота колебания у максимума $M(\rho_c)$ равна нулю. Очевидно $\omega^2 = 0$ лежит на границе с $\omega^2 > 0$ (восходящая ветвь $M(\rho_c)$ - устойчивые конфигурации) и $\omega^2 < 0$ (нисходящая ветвь $M(\rho_c)$ - неустойчивые конфигурации).

Для использования этого метода в случае странных карликов необходимо выбрать серию таких конфигураций, для которых применим этот метод. Отметим как это сделать. Если область устойчивости нейтронных звезд по массе ограничена как сверху (точка Оппенгеймера-Волкова), так и снизу - минимальной массой, которая с учетом фазового перехода к странному кварковому состоянию порядка $0.08 M_\odot$ [5], то масса устойчивых странных звезд (ss) снизу не ограничена - для них кривая $M(\rho_c)$ стремится к нулю, когда центральная плотность ρ_c приравняется плотности самосвязанной кварковой материи без учета гравитации. Поверхность ss определяется радиусом, на котором давление приравняется нулю $P(R)=0$. При наличии же коры плотность, энергии коры и давление у поверхности кварковой сердцевин ρ_{tr} , P_r в зависимости от роста массы коры будут расти. Однако ρ_{tr} ограничена предельным значением $\rho_{tr} \leq \rho_{drip}$. При выбранных уравнениях состояния кварковой сердцевин и коры интегральные параметры странного карлика (масса, полное число барионов, радиус) однозначно определяются плотностью энергии ρ_c в центре кварковой сердцевин и значением плотности энергии ρ_{tr} ядерно-электронного вещества у границы кварковой сердцевин интегрированием релятивистских уравнений гидростатического равновесия Толмена-Оппенгеймера-Волкова (уравнений "TOV") [22,23].

Так как электростатическое поле у поверхности кваркового ядра препятствует проникновению вещества коры в кварковую сердцевину, то при малых радиальных колебаниях структура звезды остается неизменной. Поэтому статический критерий устойчивости применим к такой серии - на максимуме кривой зависимости массы от центральной плотности $M(\rho_c)$ (при фиксированном кварковом ядре) происходит потеря устойчивости.

Таким образом, в отличие от нейтронных звезд и белых карликов модели странных карликов зависят также от второго независимого параметра ρ_r . В [14,15] Гленденнинг и соавторы методом Чандрасекара вычислением квадрата частоты основной моды радиальных пульсаций исследовали границы области устойчивости странных карликов. При этом ρ_r было фиксировано, приравниванием его ρ_{drip} . Было показано, что модели sd , расположенные на кривой $M(\rho_c, \rho_r = \rho_{drip})$, находящиеся на ветви $dM/d\rho_c < 0$ устойчивы, а $dM/d\rho_c > 0$ неустойчивы. Однако полную информацию об устойчивости странных карликов можно получить лишь рассмотрением всей области изменений центральной плотности кварковой сердцевин ρ_c и переходной плотности ρ_r . Этого можно достичь рассмотрением серий конфигураций с фиксированной массой покоя (полного числа барионов) кварковой сердцевин и различными значениями массы коры, что позволяет для этих исследований применить свободный от громоздких математических вычислений статический критерий устойчивости. При этом становится возможным, в отличие от [14,15] получить более полную информацию о границах области устойчивости.

Как было отмечено выше, для моделей sd значения центральной плотности ρ_c и давления P_c при заданной массе покоя кварковой сердцевин однозначно связаны со значениями плотности и давления ρ_r и P_r ядерно-электронного вещества над кварковой сердцевин. Поэтому удобно за независимую переменную при рассмотрении моделей sd с фиксированной кварковой сердцевин брать не ρ_c , а ρ_r . Действительно, в то время, как ρ_r изменяется от 10^4 г/см³ до $4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³, плотность в центре кварковой сердцевин меняется лишь в седьмом-восьмом знаке (см. табл.1 в [18]).

3. Постановка задачи. Основные характеристики странных карликов. Для исследования устойчивости странных карликов построим серии sd с различными фиксированными значениями полного числа барионов кварковой сердцевин N_{core} , выраженной в массовых единицах $M_{0core} = mN_{core}$ (M_0 -масса покоя), где $m = M(^{56}\text{Fe})/56$. Для этого проинтегрируем уравнение TOV с центра кварковой сердцевин для различных значений давления P_c в центре звезды со следующими граничными условиями:

1. В центре звезды $r=0$ давление $P=P_c$, плотность энергии $\rho=\rho_c$, полное число барионов $N(r)$ и масса $M(r)$ равны нулю.

2. На границе раздела кварковой сердцевин и коры $r=r_*$, $P(r_*=0)=P(r_*=0)$, $M_0(r_*)=M_{0core}$, $M(r)=M_{core}$. Значения плотности энергии кварковой сердцевин и коры при $r=r_*$ определяются по значению P_* из соответствующих уравнений состояний.

3. На поверхности sd $r=R$, $P(R)=0$, $\rho(R)=7.84$ г/см³, $M_0(R)=M_0$, $M(r)=M$, где R радиус, а M масса звезды.

Значения P_c выбираются так, чтобы переходная плотность коры изменилась от 10^4 г/см³ до $4.5 \cdot 10^{11}$ г/см³.

Для уравнения состояния кварковой сердцевины *sd* использовано уравнение состояния мешка [4] со следующими значениями параметров этой модели: для постоянной мешка $B = 60 \text{ МэВ/Фм}^3$, постоянной кварк-глюонного взаимодействия $\alpha_c = 0.05$, массы странного кварка $m_s = 175 \text{ МэВ}$ (модель 2 [13]), для которых $(e_b)_{min} = -28.6 \text{ МэВ}$, $n_{min} = n_s = 0.296 \text{ Фм}^{-3}$, где n_s - концентрация барионов на поверхности голой странной звезды. Для коры было использовано уравнение состояния Бейма-Петика-Сазерленда [24], сшитое с уравнением состояния Фейнмана-Метрополиса-Теллера [25]

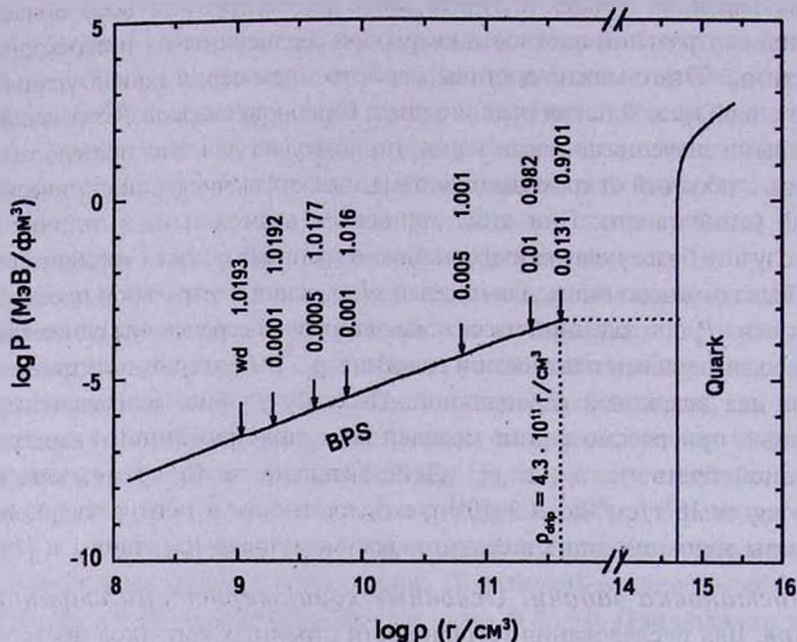


Рис.1. Зависимость давления от плотности энергии для кварковой сердцевины и ядерно-электронной коры. Объяснение обозначений в тексте.

при плотности $\rho = 10^4 \text{ г/см}^3$. На рис.1 приведена зависимость давления от плотности энергии для кварковой сердцевины и ядерно-электронной коры. Стрелками указаны значения давлений у поверхности кварковой сердцевины для конфигураций, у которых теряется устойчивость в случае различных кварковых сердцевин. У стрелок указаны значения массы покоя кварковой сердцевины ($M_{0 \text{ core}}/M_\odot$) и предельной массы соответствующего странного карлика ($M/M_\odot$), [18].

Основные интегральные параметры странных карликов были вычислены численным интегрированием уравнений "TOV". Радиус звезды $R(R)$ определяется условием равенства нулю давления $P(R) = 0$, масса $M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr$, где полная плотность энергии $\rho = mn(1 + \epsilon_b/mc^2)$, n - концентрация барионов, ϵ_b - средняя энергия одного бариона, масса покоя

$M_0 = mN$, полное число барионов $N = 4\pi \int_0^R n e^{\lambda/2} r^2 dr$, где $\exp(\lambda)$ - радиальная компонента метрического тензора, гравитационное красное смещение с поверхности звезды $Z_s = (1 - 2GM/Rc^2)^{-1/2} - 1$.

Для фиксированного $M_{0\text{core}}$ расчет повторяется для новых значений давления и плотности энергии в центре, превышающих предыдущие. Понятно, что в точке перехода от кварковой сердцевинки к ядерно-электронной коре давление и плотность коры также будут выше. При этом каждый раз необходимо проверять выполнимость условия $\rho_{tr} < \rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$.

Для устойчивых конфигураций sd с фиксированным $M_{0\text{core}}$ с увеличением ρ_c и P_c , а следовательно им соответствующих ρ_{tr} и P_r , масса растет и в максимуме кривой $M(\rho_c)$ происходит потеря устойчивости. Для серий, для которых ρ_{tr} приравнивается ρ_{drip} прежде, чем масса sd достигает своего максимального значения ($M(\rho_{drip}) < M_{max}$), предельной будет конфигурация с $M(\rho_{drip})$.

Данная работа выполнена в рамках темы №130, финансируемой Министерством образования и науки РА.

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

STABILITY OF STRANGE DWARFS I. STATIC CRITERIA FOR STABILITY. THE WAY OF PROBLEM

Yu.L.VARTANYAN, G.S.HAJYAN, A.K.GRIGORYAN, T.R.SARKISYAN

We study stability of strange dwarfs - superdense stars, which have a small quark core ($M_{0\text{core}}/M_\odot < 0.017$) and an extensive crust consisting of atomic nuclei and degenerate electron gas, where the density may be two orders of magnitude higher than that of white dwarfs. The mass, total number of baryons and radius of such configurations is determined unambiguously by the central energy density ρ_c and the energy density of crust ρ_{tr} near the surface of the quark core. Therefore for the investigation of stability of such configurations, it is necessary to consider the whole range of variation of ρ_c and ρ_{tr} . It may be achieved by considering the sequences of configurations with the fixed mass of rest M_0 (total number of baryons) of quark core and different values of crust mass. In each sequence ρ_{tr} changes from values in white dwarfs to $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$, at which in the crust free neutrons are produced. In accordance with the static criteria for stability the loss of stability in each

sequence occurs at the maximum of the dependence of the mass of the strange dwarfs on ρ_r .

Key words: *strange stars:strange dwarfs:stability*

ЛИТЕРАТУРА

1. A.R.Bodmer, Phys. Rev., D4, 160, 1971.
2. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
3. E.Farhi, R.L.Jaffe, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
4. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorne, V.F.Wiesskopf, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
5. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, Астрофизика, 46, 445, 2003, 47. 65, 2004.
6. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, Письма в Астрон. ж., 28, 29, 2002.
7. C.Aldcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
8. P.Hansel, J.L.Zdunik, R.Shaeffer, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
9. Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, Астрофизика, 37, 499, 1994, Письма в Астрон. ж., 21, 136, 1995.
10. F.Weber, Prog. Part, Nucl., Phys., 54, 193-288, 2005.
11. J.Miralda-Escude, P.Hansel, B.Paczynski, Astrophys. J., 362, 572, 1990.
12. N.K.Glendenning, F.Weber, Astrophys. J., 400, 647, 1992.
13. Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян, Астрофизика, 47, 223, 2004.
14. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, Phys. Rev., Lett., 74, 3519, 1995.
15. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, Astrophys. J., 450, 253, 1995.
16. G.J.Mathews, L-S.Suh, B.O.Gorman et al., J. Phys., G32, 747-760, 2006.
17. J.L.Provencal, H.L.Slipman, E.Hog, P.Thejll, Astrophys. J., 494, 759, 1998, Astrophys. J., 568, 324, 2002.
18. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян, Астрофизика, (в печати), 2009.
19. S.Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett., 12, 114, 1964, Astrophys. J., 140, 417, 1964.
20. S.Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett., 14, 241, 1966.
21. Я.Б.Зельдович, Вопросы космогонии, 9, 36, Изд. АН СССР, 1963.
22. R.C.Tolman, Phys. Rev., 55, 354, 1939.
23. J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
24. G.Baym, C.Pethick, P.Sutherland, Astrophys. J., 170, 299, 1971.
25. R.P.Feynman, N.Metropolis, E.Teller, Phys. Rev., 75, 469, 2001.

CONTENTS

Stellar associations	<i>A.T.Kalloghlian</i>	171
Star formation and molecular clouds	<i>A.L.Gyulbudaghian</i>	185
Results of companions' search of nearby isolated galaxies	<i>O.V.Melnyk, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, I.V.Chilingarian</i>	203
The statistical investigation of dependence of nuclear star formation rate from integral parameters of 39 Kazarian galaxies	<i>V.Zh.Adibekyan, A.R.Petrosian</i>	211
Relationship of galaxies from the Second Byurakan survey to Zwicky clusters. II. Discussion	<i>M.V.Gyulzadian, A.R.Petrosian, B.McLean</i>	225
Determination of fundamental parameters of the F- and G-type supergiants	<i>L.S.Lyubimkov, T.M.Rachkovskaya, D.B.Poklad</i>	237
The spectroscopy of the B and Be stars in the open stellar clusters NGC 6871 and NGC 6913	<i>S.L.Malchenko, A.E.Tarasov</i>	257
Investigation of non-stable processes in close binary RY Scuti	<i>M.I.Kumsiashvili, R.Sh.Natsvlishvili, K.V.Chargeishvili</i>	275
Relaxation of quantum vortices in type II superconductors and neutron stars	<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan</i>	291
Reyleigh scattering: Volterra-type equations for the matrix source function	<i>V.V.Ivanov</i>	301
On dust irradiation in molecular clouds. I. UV doses	<i>A.G.Yeghikyan</i>	311
Stability of strange dwarfs. I. Static criteria for stability. The way of problem	<i>Yu.L.Vartanyan, G.S.Hajyan, A.K.Grigoryan, T.R.Sarkisyan</i>	325

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СПЕКТРОСКОПИЯ В И В-ЗВЕЗДАХ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗД-
НЫХ СКОПЛЕНИЯХ NGC 6871 И NGC 6913

С.Л.Мальченко, А.Е.Торасов 257

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ТЕС-
НОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ RU. ШИТА

М.И.Кумсиашвили, Р.Ш.Нацелишвили, К.В.Чаргейшвили 275

РЕЛАКСАЦИЯ КВАНТОВЫХ ВИХРЕЙ В СВЕРХПРОВОДНИ-
КАХ II РОДА И В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Д.М.Седракан, М.В.Айрапетян 291

РЭЛЛЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ: УРАВНЕНИЕ ВОЛЬТЕРРА ДЛЯ
МАТРИЧНОЙ ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКОВ

В.В.Иванов 301

ОБ ОБЛУЧЕНИИ ПЫЛИ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ. I.
УФ ДОЗЫ

А.Г.Егикян 311

УСТОЙЧИВОСТЬ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ. I. СТАТИЧЕСКИЙ
КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян 325