

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 51

АВГУСТ, 2008

ВЫПУСК 3

В.А.АМБАРЦУМЯН - ЖИЗНЬ В НАУКЕ	343
ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ <i>А.Ф.Холтыгин</i>	363
ПОПЫТКА ПРОВЕРКИ ИДЕИ АМБАРЦУМЯНА О ПРОИСХОЖДЕНИИ ГАЛАКТИК. I. ФОРМА СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК <i>Моника Биернака, Пиотр Флин, Г.А.Арутюнян</i>	385
КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ПО ДАННЫМ КАТАЛОГА SDSS DR5 LRG <i>Н.Л.Васильев</i>	393
МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ИНФРАКРАСНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТАЛЛИ-ФИШЕРА КАК ИНСТРУМЕНТ КАРТОГРАФИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ <i>О.Г.Кашибадзе</i>	409
О СВЯЗИ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА СО СКОПЛЕНИЯМИ ЦВИККИ. I. РЕЗУЛЬТАТЫ <i>М.В.Гюлзадян, А.Р.Петросян</i>	423
ВИХРЕВОЙ МЕХАНИЗМ КОЛЛИМАЦИИ И УСКОРЕНИЯ ДЖЕТОВ <i>М.Г.Абрамян</i>	431

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

### Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Ս.Սեդրակյան (Հայաստան)  
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)  
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Ջալաղյան (Հայաստան)  
Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կուլետ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեխաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

### Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)  
Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикийн (Армения)  
Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)  
Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия),  
В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция),  
А.Г.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 предназначается 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 ստեմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և քարճր 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](mailto:astrofiz@sci.am)

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

18-го сентября 2008 года исполняется 100 лет со дня рождения выдающегося ученого, основоположника многих областей и новых идей в астрономической науке, основателя Бюраканской астрофизической обсерватории и журнала "Астрофизика", академика Виктора Амазасповича Амбарцумяна.

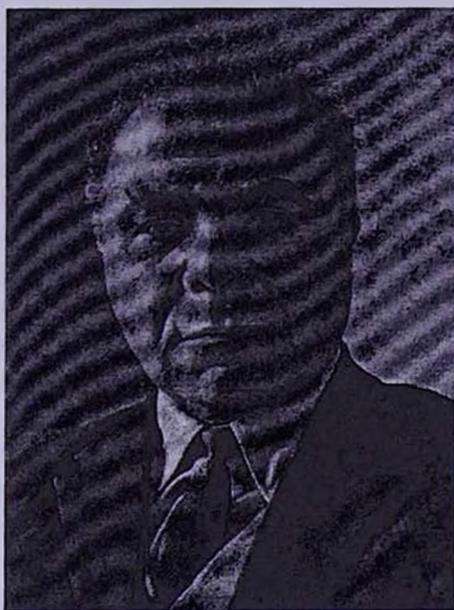
Решением ЮНЕСКО юбилей В.А.Амбарцумяна включен в календарь знаменательных дат 2008 года.

Редакционная коллегия ж. "Астрофизика" планирует с этого же номера и до конца 2009 года напечатать юбилейные статьи, посвященные тем областям науки, в которых неocenим вклад В.А.Амбарцумяна.

Это - газовые туманности, статистическая механика звездных систем, теория переноса излучения, звездные ассоциации, нестационарные объекты, вспыхающие звезды, активные галактики, сверхплотные звездные образования.

В текущем номере журнала печатается статья о жизни и научной деятельности В.А.Амбарцумяна.





## В.А.АМБАРЦУМЯН - ЖИЗНЬ В НАУКЕ

Два десятилетия назад по случаю 80-летия академика Виктора Амазасповича Амбарцумяна профессор Субраманиан Чандрасекар, ставший впоследствии лауреатом Нобелевской премии написал: "Среди астрономов этого столетия своей непреклонностью и преданностью астрономии лишь профессор Ян Оорт может сравниться с академиком Амбарцумяном, хотя во всем остальном они отличаются друг от друга. Сравнение и сопоставление этих двух великих ученых будет почетной темой для историков науки двадцать первого века. В мире академика Амбарцумяна астрономия и астрофизика условно не разделяются на теоретическую и наблюдательную части. Он настоящий астроном".

Более того, Виктор Амбарцумян, который широко известен как крупнейший астроном, основатель советской школы теоретической астрофизики, никогда не ограничивал область своих исследований условными рамками астрономии, сколь широкими бы они не были. Он был настоящим ученым, который умел видеть стоящие научные проблемы,

а также находил наиболее естественные пути к их решению. И теперь, когда его нет среди нас, еще отчетливее вырисовывается та огромная сфера научных интересов, в которой он успел получить фундаментальные результаты за свою одну человеческую жизнь, наполненную вдобавок еще и другими его обязанностями крупного государственного деятеля и организатора науки, гражданина и патриота своей страны.

Формирование личности начинается, как правило, в самом раннем возрасте, и будущее человека во многом зависит от того, в каких условиях происходил процесс его становления. В этом смысле природа безусловно была благосклонна к Виктору Амбарцумяну, наделив его исключительными способностями. Прирожденная одаренность сама по себе чрезвычайно важна, но не достаточна для достижения высот науки, для этого необходимо также и воспитание и развитие способностей, нужна среда для развития природных данных. И здесь судьба была благосклонна к нему.

Родился Виктор Амбарцумян 18 сентября 1908 года в Тбилиси. Год безусловно был чрезвычайно интересным с астрономической точки зрения - незадолго до его рождения весь мир был свидетелем уникального Тунгусского явления. Еще через два года произошло другое редкое явление - наша планета прошла сквозь разреженный хвост кометы Галлея. Через много лет, незадолго до следующего перигелия этой кометы он как-то признался, что в юности часто думал о том, увидит ли он, как снова она приблизится к Солнцу?

Его увлечение астрономией пришло через страстный интерес к арифметике, признаки которого обнаружили у него очень рано. Уже в трех-четырёхлетнем возрасте отец - Амазасп Асатурович Амбарцумян, юрист по образованию, а литературовед и филолог по призванию - заметил его умение легко оперировать числами. Будучи гуманитарием, отец тем не менее очень любил и высоко ценил естественные науки и всячески поощрял математические наклонности сына и был уверен в том, что он станет математиком. Отец внимательно следил за развитием сына, воспитывал в нем умение мыслить логически и способность правильно определять причинно-следственные цепи событий. И, несомненно, это оказало большое влияние на всю дальнейшую жизнь одаренного юноши. Любой исследователь, изучая плоды более чем шестидесятилетней научной деятельности Амбарцумяна, легко может убедиться, что наиболее удивительными особенностями его исследований являются строгая логичность, эlegantность мышления и формулировок, а также новаторство, что всегда позволяло находить неординарные решения при рассмотрении самых различных задач.

В средних классах гимназии он все больше стал интересоваться астрономией, хотя интерес к математике не угасал до самого конца его жизни. Он читал все книги по астрономии, которые в то время удавалось

найти. Его интересовали астрономические явления, солнечные пятна, марсианские "каналы", спутники этой планеты и все, что было связано с удивительным миром космических объектов. Приобретение новых знаний Амбарцумяну давалось достаточно легко, и он делился этими знаниями с другими, читая публичные лекции как для сверстников, так и для людей намного старше его. Одну из таких лекций в пятнадцатилетнем возрасте он прочитал в начале весны 1924 года в Ереванском государственном университете перед аудиторией, состоящей из профессорско-преподавательского состава и старшекурсников. Лекция была посвящена новой в то время теории относительности Альберта Эйнштейна и была воспринята слушателями с большим интересом.

После окончания Тбилисской гимназии он поступил сначала в Ленинградский педагогический институт, а через полтора года перешел в прославленный Ленинградский государственный университет, где астрономы обучались на математико-механическом факультете, что, естественно, давало выпускникам очень хорошую математическую подготовку, навыки формально-логического мышления. Много лет спустя, в 1978 году во время беседы с молодыми астрофизиками он по этому поводу заметил: "Поэтому мое образование более математическое. С другой стороны, многие астрофизики окончили и заканчивают факультеты физики, и у них образование физика. Физики отличаются тем преимуществом, что их физическая интуиция сильнее. В области астрономии также они могут подойти к вопросам с таким мощным оружием, каким является научная интуиция. Интуиция позволяет с первого взгляда видеть глубже, подсказывает, как следует действовать в данной области".

Опубликовав свою первую научную работу в 18 лет, будучи еще студентом университета, Амбарцумян за короткое время стал автором более чем полутора десятков статей, посвященных различным вопросам астрономии, математики, теоретической физики, снискавших признание молодого ученого. С 1928 года его многогранная активная научная деятельность продолжалась в Пулковской обсерватории, где он со своим сокурсником и близким другом Николаем Козыревым проходил аспирантуру под руководством академика Аристарха Белопольского.

Трудно несколькими словами охарактеризовать круг научных интересов Виктора Амбарцумяна тех лет. В конце 20-х и в начале 30-х годов прошлого века он исследовал несколько чрезвычайно актуальных задач физики и математики. По-видимому среди этих исследований в числе самых первых следует отметить его доклад, сделанный в 1929 году в Харьковском физико-техническом институте, где в те годы организовывались престижные международные семинары по квантовой физике. Тогда он впервые предложил совершенно новую идею о квантовании пространства.

Правда, идея не была одобрена, а он впоследствии так и не опубликовал эту работу, даже считал ее неправильной, но ясно одно - сама идея была чрезвычайно интересной и неординарной. А ее неправильность вообще не может считаться доказанной. Просто он не продолжил свои исследования по этому направлению как-то подчиняясь мнению авторитетных ученых, которые считали, что ничего хорошего не получится, если наше непрерывное пространство делается дискретным.

О работе по квантованию пространства Матвей Бронштейн, расстрелянный в 1937 году, в своей статье "О новом кризисе квантов" писал: "Так как речь идет здесь очевидно о четырехмерной решетке, включающей и пространство, и время, то привилегированная система координат обозначает, очевидно, абсолютное время и три преимущественные направления в неподвижном пространстве. Но это противоречит и принципу относительности и опыту: пространство-время в действительности изотропно, все координатные системы в нем равноправны, все уравнения, как говорится, инвариантны по отношению к лоренцовым преобразованиям (т.е. имеют одинаковый вид во всех координатных системах). Вот этой-то трудности, связанной с релятивистской инвариантностью (инвариантностью по отношению к преобразованиям Лоренца), и не смог преодолеть Гейзенберг; замечательный путь к ее преодолению был найден Амбарцумяном и молодым кембриджским математиком Эрселлом". С того времени прошло почти 80 лет, а вопрос квантования пространства по сей день не решен окончательно, хотя время от времени некоторые исследователи возвращаются к этой идее, что свидетельствует об актуальности данной задачи до сих пор. К сожалению, эта работа до нас не дошла.

Зато другая работа тех лет не менее математизированного характера была опубликована и в дальнейшем стала началом целого направления. Еще студентом Амбарцумян очень интересовался квантовой физикой, досконально изучил теории строения атома, формирования энергетических уровней, уравнение Шредингера и его свойства, а когда освоил теорию собственных значений дифференциальных уравнений, то заметил явную аналогию между дискретными энергетическими уровнями и собственными значениями дифференциальных уравнений. Тогда у него возник вопрос: можно ли имея семейство собственных значений найти вид уравнения, чьими собственными значениями они являются. По сути Амбарцумян рассмотрел обратную задачу Штурма-Лиувилля, которая была посвящена определению уравнения колеблющейся струны. Работа была опубликована в 1929 году в немецком журнале по физике "Zeitschrift für Physik" и достаточно долго была предана забвению. Описывая эту ситуацию через много десятков лет, Амбарцумян говорил: "Если астроном публикует статью математического содержания в журнале по физике, то самое

вероятное, что может случиться с ней, это забвение". Тем не менее к концу второй мировой войны эта статья была найдена шведскими математиками и стала началом большой серии исследований. Таким образом, работа выполненная 20-летним Амбарцумяном открыла целое направление исследований обратных задач, а сам ученый, классифицируя результаты своей многолетней научной деятельности, всегда выделял "Обратные задачи" в специальную группу наиболее излюбленных своих творений.

Несколькими годами позже он рассмотрел еще одну обратную задачу. Она была посвящена определению пространственных скоростей звезд при данном наборе координат и лучевых скоростей рассматриваемых звезд, но без привлечения их собственных движений. Работа была опубликована в "Monthly Notices of the Royal Astronomical Society" в 1935 году (том 96, стр.172) по представлению Артура Эддингтона. Задача была решена в элегантной манере, свойственной Амбарцумяну и была воспринята специалистами с превосходными оценками. Для решения задачи было применено численное обращение преобразования Радона, много лет спустя использованное также для математического обеспечения работы такого важного современного медицинского инструмента, каким является томограф. Аллан Кормак из отделения физики Тафтского университета в Массачусетсе, который в 1979 году получил Нобелевскую премию за создание томографа, в 1985 году отметил: "Уже в 1936 году численная томография могла внести значительную лепту в диагностику, скажем, новообразований в голове... я думаю, что численные методы Амбарцумяна могли стать значительным вкладом в этой области медицины, если бы были применены в 1936 году" (Computed Tomography, Some History and Recent Development, Proc. of Symposia in Applied Mathematics, v.29, p.35, 1985).

Еще одна работа, выполненная совместно с Дмитрием Иваненко в самом начале научной карьеры (ДАН СССР, сер. А, No 6, 153, 1930г.), может быть включена в список наиболее выдающихся работ по строению атомного ядра. В противовес господствующего в тот период мнения о том, что атомные ядра состоят из протонов и электронов, они доказывали, что в атомном ядре не могут существовать свободные электроны, что кроме протонов там должны быть какие-то нейтральные частицы. Фактически это было предсказанием существования нейтрона, которое было сделано за два года до открытия Джеймсом Чэдвигом этой частицы.

В 1931 году Виктор Амбарцумян окончил аспирантуру и стал вести курс теоретической астрофизики для астрономов в своем родном университете. Этот курс был новшеством не только для его университета, но и новым словом в деле подготовки профессиональных астрономов. Читая курс теоретической астрофизики, он связывал свои лекции с теоретической физикой и квантовой механикой. По его инициативе в Ленинградском

университете в 1934 году была создана первая в Советском Союзе кафедра астрофизики, а он стал заведующим кафедрой и получил звание профессора. Через год, когда в Советском Союзе впервые ввели ученые степени кандидата и доктора наук, по решению ученого совета Московского государственного университета ему присудили также степень доктора физико-математических наук без защиты диссертации, что стало еще одним свидетельством официального признания его высокого научного авторитета.

В эти годы вокруг Амбарцумяна сплотились студенты и аспиранты, которых вдохновляла и личность молодого профессора, и формирующаяся новая наука. Один из его учеников - Виктор Соболев, ставший впоследствии академиком АН СССР, так вспоминал об этих годах бурного развития теоретической астрофизики: "Трудно забыть лекции, такие глубокие по содержанию и такие простые по форме. Но больше всего нас привлекала новизна предмета. Теоретическая астрофизика - наука очень молодая, и Амбарцумян - один из его творцов".

В воспоминаниях другого его студента, впоследствии профессора той же кафедры, Виталия Горбачкого, вырисовывается достаточно отчетливый образ молодого профессора: "Во втором семестре материал курса - основы небесной механики и астрофизики - был интереснее, но требовал для своего освоения больших усилий, так как далеко не все слушатели обладали необходимым знанием физики. Учитывая это, В.А.Амбарцумян в своих лекциях пользовался математическим аппаратом ограниченно и весь курс имел описательный характер - акцентировался физический смысл астрономических явлений. Лекции читались негромко и стремления произвести впечатление на слушателей "изысканной формой" не было".

В 30-е годы Виктор Амбарцумян получил достаточно много действительно важных результатов в нескольких областях астрофизики. Большая серия его работ была посвящена различным вопросам физики газовых туманностей. Было ясно, что туманности либо отражают излучение звезд, либо перерабатывают его и формируют собственный "небулярный" спектр. Однако не было пока еще самосогласованной теории переработки коротковолнового излучения горячей звезды. Он разработал метод исследования переноса излучения в газовых туманностях, где высокотемпературное излучение взаимодействует с холодным газом и тем самым трансформирует свой спектр. Для рассмотрения этой задачи он разделил излучение в непрерывном спектре и в линиях. Было показано, что задача переноса излучения в газовых туманностях решается с помощью изучения переноса излучения в линии Лайман-альфа.

Амбарцумян обратил внимание на очень важное явление, происходящее при взаимодействии ультрафиолетового излучения с атомами и ионами газа в туманностях, а именно, на огромное влияние светового давления на динамику туманностей. Им было доказано, что планетарные туманности

правильной формы и имеющие в центре горячую звезду, должны расширяться и очень быстро рассеиваться вследствие светового давления. А это означало, что такие туманности не могут быть старыми формированиями. Именно на основе этих простых, но также и строго доказанных доводах он построил новое представление о формировании туманностей вследствие выброса материи центральными звездами.

Можно сказать, что именно этот результат стал той опорной точкой, с которой начинается его космогоническая концепция, в основе которой лежит новая парадигма - эволюция космических объектов, в равной мере, как и Вселенной как целого, происходит в направлении постепенного уменьшения средней плотности вещества. В дальнейшем эта концепция нашла свое применение также в амбарцумяновской космогонии, описывающей механизм формирования звезд и галактик.

В 1933 году Амбарцумян с Николаем Козыревым опубликовал результаты исследований, посвященных методам определения масс газовых оболочек звезд. Ими было показано, например, что при взрыве Новой звезда выбрасывает вещество с массой, примерно равной одной стотысячной массы Солнца. Они также пришли к выводу, что в жизни звезды явление взрыва Новой может наблюдаться не один, а много раз, то есть звезда, способная вспыхнуть в качестве Новой, в действительности может показывать многократные вспышки. Тем же методом они нашли, что Сверхновая может выбросить вещество, сравнимое с массой Солнца, что, естественно, не может пройти бесследно для самой звезды-Сверхновой. Эти оценки по сей день можно найти в любом учебнике по астрономии.

Из всего, что он опубликовал в 30-е годы, Виктор Амбарцумян сам также выделял ряд наиболее важных статей, в числе которых, помимо посвященных изучению физики газовых туманностей, он называл исследования динамики открытых звездных скоплений, статистическое исследование двойных звезд нашей Галактики, а также доказательство клочковатой структуры поглощающей материи в Галактике.

В первой из них, исходя из результатов исследования всех главных регулярных и иррегулярных сил, он приходил к выводу, что саму Галактику можно рассматривать как систему, которая управляется регулярными силами - совместным полем притяжения всех звезд Галактики. Это означает, что при рассмотрении динамики Галактики как целого иррегулярными силами, каковыми являются силы возмущения отдельных звезд, которые возникают при их близких прохождениях, можно пренебрегать. Однако, когда рассматриваются отдельные звездные скопления в Галактике, не всегда можно пренебречь этими силами возмущения, наоборот, они нередко играют существенную роль и во многом определяют судьбу этих систем. С целью исследования подобных систем Амбарцумян разработал новые

методы физической статистики, применяемые к данному случаю. Применением собственных методов он получил результаты крайней важности. Если отвлечься от подробностей, результат статистических исследований можно сформулировать достаточно просто: в любой такой системе устанавливается определенное распределение по скоростям, причем всегда некоторая часть звезд приобретает скорость, превышающую скорость отрыва от системы и удаляются от него, после чего система снова должна прийти к новому распределению скоростей. Процесс потери звезд повторяется снова и снова при каждом новом распределении скоростей. Таким образом происходит постепенное "испарение" скопления, причем каждый раз с большей вероятностью скопление покидают карликовые звезды, обладающие сравнительно небольшими массами.

Численные результаты этих исследований свидетельствовали, что время полураспада известных звездных скоплений нашей Галактики не превышает  $10^{10}$  лет. С другой стороны, функции светимостей реальных скоплений показывают, что они содержат много карликовых звезд. Более детальные расчеты говорят в пользу той физической картины, что указанные звездные скопления моложе, чем время их полураспада. Основываясь на этих данных, Амбарцумян сделал вывод о том, что возраст нашей Галактики не превышает десяти миллиардов лет.

По существу само это заключение стало веским подспорьем для установления правильной оценки возраста наблюдаемой Вселенной. Немногие сегодня знают, что тогда, более чем 70 лет назад, господствовало мнение, что наша Галактика гораздо старше и ее возраст исчисляется десятками миллиардов лет. Такой вывод был сделан на основе результатов статистических исследований двойных звезд, выполненных известным английским ученым Джеймсом Джинсом и был известен под названием "долгая шкала времени". Амбарцумян заново рассмотрел задачу распределения элементов орбит двойных звезд и пришел к заключению, что в нашей Галактике пока еще нет диссоциативного равновесия между процессами формирования двойных систем и их распада вследствие тройных сближений звезд. Учитывая также, что время установления такого равновесия для нашей Галактики составляет примерно десять миллиардов лет, он пришел к выводу, что наша Галактика не может быть старше этого возраста, а эта оценка возраста Галактики вошла в науку под названием "короткая шкала времени".

Кроме установления "короткой шкалы времени" результаты исследований в этой области имели также и другое важное космогоническое значение. Фактически было показано, что вероятность образования систем двойных звезд из одиночных чрезвычайно мала, в настоящее время наблюдаемый процент широких пар по отношению к одиночным звездам в нашей Галактике в несколько десятков миллиардов раз больше, чем должен был

быть при диссоциативном равновесии. Поэтому вывод очень прост: компоненты двойных систем имеют совместное происхождение. То же самое касается и кратных систем, и скоплений звезд. И то, что ни в одном, ни в другом случае в нашей Галактике далеко еще не установлено диссоциативное равновесие, можно заключить, что процесс имеет привилегированное направление, а именно, все звездные системы, начиная от двойных звезд и кончая звездными скоплениями, обогащают общее поле одиночных звезд, тем самым уменьшая как количество звезд в системах, так и количество самих систем.

Другим важнейшим и весьма элегантным результатом Виктора Амбарцумяна этого периода специалисты считают открытие структурных особенностей поглощающего вещества в нашей Галактике. Он показал, что поглощение света не может быть результатом взаимодействия света с газовым составляющим межзвездной материи. Единственным источником такого поглощения могла быть пылевая составляющая. Вместе со своим студентом Шалвой Горделадзе он показал, что связь пылевых облаков с освещающими их звездами случайная и на основе этого они пришли к выводу, что количество пылевых облаков должно быть примерно в 2000 раз больше их наблюдаемого числа. Этот вывод, в свою очередь, позволил доказать, что в межзвездном пространстве нашей Галактики свет поглощается не непрерывной пылевой средой, а множеством отдельных облаков. Придерживаясь этой исходной точки, Амбарцумян позднее, в конце 30-х годов, создал чрезвычайно остроумную теорию, которая и качественно, и количественно очень хорошо описывает флуктуации яркости Млечного Пути. Более того, ему удалось получить также и оценку для среднего поглощения в одном облаке, которое оказалось равным  $0^m.27$ . Эти работы Чандрасекар называет "изумительно изящной формулировкой флуктуаций яркости Млечного Пути: в предельном случае среды бесконечной оптической глубины вероятность распределения флуктуаций яркости Млечного Пути инвариантна по отношению к местонахождению наблюдателя".

30-е годы были чрезвычайно плодотворными с точки зрения новых идей. Но, с другой стороны, этот период был наиболее беспокойным и опасным. В 1936 году начались преследования некоторых его друзей, в том числе, Николая Козырева. В сущности это началось как простое противостояние с директором Пулковской обсерватории Борисом Герасимовичем, однако очень быстро превратилось в более серьезные гонения и обвинения со стороны директора. А в ноябре начались аресты, арестовали многих представителей интеллигенции, включая Козырева. "Эта новость потрясла меня, - вспоминал Виктор Амбарцумян, - поскольку хорошо зная Козырева, я прекрасно понимал, что он не занимается политической деятельностью... Я был подавлен, но через несколько дней отправил записку в Ленинградское отделение

министерства внутренних дел, где на основе фактов доказывал, что Козырев не занимался никакой подпольной деятельностью, что он талантливый ученый, содержание которого в тюрьме может лишь нанести вред государству".

Ему тогда было всего 28 лет, и он не думал, какие последствия может иметь его записка, написанная с целью защитить "врага народа". Так или иначе Козырева осудили на 10 лет, а "вредительская деятельность" Виктора Амбарцумяна дважды стала предметом обсуждения на общем собрании университета. Среди прочих нелепостей его обвиняли также и в разложении той кафедры астрофизики, которую он создал и сделал мощным исследовательским центром. Вторая половина 1937 года и начало 1938 года стали наиболее тяжелым периодом его жизни. Но в 1938 году поиски "вредителей" приостановились.

1939 год был более спокойным: в январе его избрали членом-корреспондентом АН СССР, вышел из печати его учебник "Теоретическая астрофизика", первая книга такого рода и содержания, его назначили директором астрономической обсерватории Ленинградского государственного университета. Через два года он стал проректором университета по научной работе.

Когда началась война, ректора университета не было в Ленинграде, а Виктор Амбарцумян как проректор замещал его. 24 июня был объявлен днем всеобщей мобилизации для всех военнообязанных мужчин. Поэтому к этому дню он завершил все необходимые формальности по переводу университета на военный режим деятельности, дал необходимые распоряжения по этому поводу, возложил все обязанности ректора на второго проректора, который в силу своего возраста был освобожден от военной службы, и на следующий день явился к военному комиссару района. Но скоро выяснилось, что служить рядовым в действующей армии не соответствует ни рангу члена академии, ни тем требованиям, которые были предъявлены к ученым такого масштаба. Поэтому в начале июля его отозвали из действующей армии и назначили руководителем исследовательского филиала университета, который должен был работать в тылу. Этот филиал под его руководством начал свою деятельность в городе Елабуга в Татарстане.

Военное положение обязывало ученых заниматься такими исследованиями, которые имели оборонное значение. Амбарцумян вернулся к задачам теории переноса излучения, так как результаты решения этих задач могли быть использованы для обнаружения, например, подводных лодок противника в мутной среде океанической воды. Еще в самом начале научной деятельности эти вопросы интересовали его с астрофизической точки зрения, и в этой области у него уже были определенные достижения. В тяжелейших условиях военного тыла еще раз ярко проявилась его необыкновенная способность по-новому подходить к старым задачам. Исходя

из простых физических рассуждений, Виктор Амбарцумян по-новому сформулировал известную задачу отражения света от полубесконечной среды и сумел свести ее к более удобным для решения функциональным уравнениям. В основе нового метода был поставлен простой, но чрезвычайно плодотворный принцип инвариантности, который гласит, что отражательная способность полубесконечной среды, состоящей из плоско-параллельных слоев, не должна измениться, если со стороны ее границы добавить к ней слой конечной оптической толщины, обладающий одинаковыми с полубесконечной средой оптическими свойствами.

Этот метод Амбарцумяна и по сей день находит новые области применения, с помощью сформулированного им принципа инвариантности и различных его модификаций решаются чрезвычайно сложные задачи астрофизики, математической и теоретической физики, радиофизики, геофизики, физики атмосферы и других областей науки. Рассматриваемые задачи и соответствующий им математический аппарат все больше усложняются, но в основе всегда остается подкупающий своей ясностью принцип инвариантности Амбарцумяна, о котором американский математик Ричард Беллман писал: "Принципы инвариантности Амбарцумяна, развитые дальше, приводят к теории инвариантного вложения. Это очень мощный метод в математической физике и анализе". Сам Амбарцумян также по особому относился к принципу инвариантности и всегда выделял его как одно из наиболее удачных и любимых своих творений.

С некоторой оговоркой можно считать, что созданием принципа инвариантности завершается ленинградский этап научной деятельности Виктора Амбарцумяна. В те же военные годы, когда он работал в Елабуге, в Армении велись организационные работы по созданию Академии наук Армении. Руководил этими работами известный армянский ученый-востоковед, директор Ленинградского Эрмитажа, академик Иосиф Орбели. В ноябре 1943 года состоялось учредительное собрание, и была создана республиканская академия, в состав которой вошли двадцать три члена-учредителя, а президентом стал Иосиф Орбели. Несмотря на то, что Виктор Амбарцумян не успел приехать в Ереван для участия в собрании, он был избран вице-президентом армянской академии. На него были возложены также обязанности директора Ереванской обсерватории, единственного в Армении астрономического учреждения.

Для астрофизика мирового масштаба Ереван того времени мог казаться отсталым городом, без особых перспектив в области физической науки вообще. Тем не менее он был рад работать здесь, и вскоре из Елабути в Ереван приехали также остальные члены его семьи. Начался новый период его жизни.

В 1945 году по инициативе Амбарцумяна в Ереванском государственном

университете была открыта кафедра астрофизики, которую возглавил он. А через год было принято решение о создании астрофизической обсерватории, для которой было выбрано место на южном склоне горы Арагац по соседству с селом Бюракан. Обсерватория получила официальное название - Бюраканская астрофизическая обсерватория.

С созданием Бюраканской обсерватории были призваны в жизнь те основные принципы, которые по настоянию ее создателя стали краеугольным камнем проведения научных исследований. Они вытекали из того убеждения, что астрофизика прежде всего наблюдательная наука, для которой наблюдательные данные имеют доминирующее значение. Свое научное кредо Виктор Амбарцумян сформулировал следующим образом: "Астрофизика есть часть точного естествознания, изучающая огромный, невообразимый мир. Как ни могуча человеческая мысль, она не в силах воссоздать дедуктивно, исходя лишь из рассуждений, законы развития природы. Поэтому астрофизика является наукой наблюдательной, опирающейся на факты, получаемые из наблюдений".

Переезд в Армению на много увеличил объем обязанностей ученого. А в 1947 году, в связи с возвращением Иосифа Орбели в Ленинград, Амбарцумян избрали президентом Академии наук Армении. В этой должности он проработал почти полвека - до 1993 года, и благодаря именно его усилиям и таланту, Академия наук Армении стала одним из признанных центров науки.

Еще с 30-х годов Виктор Амбарцумян уделял большое внимание динамике звездных систем различных типов, вопросам их возникновения и распада. Особенно его интересовала роль этих систем в образовании звезд. А в 1940 году в связи с этим он обратил внимание на работу, напечатанную в США, которая была посвящена исследованиям двойного скопления  $\eta$  и  $\chi$  Персея, вокруг которого наблюдалось сравнительно большое количество сверхгигантов. Он понял, что самым естественным объяснением избытка этих звезд в данной области может быть то, что эти звезды образовались вместе и именно в данной области пространства. Для него это была вторая известная группа с описанными характеристиками после аналогичного скопления в Орионе.

Спустя семь лет после знакомства с вышеупомянутой работой Амбарцумян опубликовал свою первую работу по звездным ассоциациям под названием "Эволюция звезд и астрофизика". По характерному звездному населению он выделил два типа звездных ассоциаций: О-ассоциации, состоящие из горячих звезд, и Т-ассоциации, в состав которых входят звезды типа Т Тельца. Ему удалось доказать, что эти звездные системы, состоящие из однотипных звезд и поэтому показывающие большую парциальную плотность звезд данного типа, обладают положительной энергией и находятся в стадии распада. Согласно его оценкам эти

группировки не могли существовать в виде компактных формирований больше десятков миллионов лет. С другой стороны, вероятность возникновения таких групп вследствие случайных встреч практически равна нулю. Следовательно, звезды, входящие в состав данной ассоциации, образовались вместе, и они не могут быть старше самой ассоциации. Таким образом было доказано, что в нашей Галактике продолжается процесс звездообразования. В более философско-математизированном виде этот вывод может быть перефразирован следующим образом: было доказано, что в ограниченном объеме пространства и за ограниченный период времени могут быть найдены звезды всех возрастов.

Открытие звездных ассоциаций, а также факт продолжающегося звездообразования группами в нашу эпоху, в корне изменили представления в звездной космогонии. Для астрономов, занимающихся вопросами эволюции звезд, это означало смену мировоззрения. Более того, в связи с новыми представлениями о звездообразовании Виктор Амбарцумян выдвинул и другую важную идею - гипотезу о существовании, так называемой, сверхплотной дозвездной материи. Это предположение напрашивалось из сделанного открытия. Согласно данной гипотезе звезды возникают из плотных тел - протозвезд, распад которых приводит к формированию звезд и звездных ассоциаций. Он давно уже считал, что туманности, в частности, планетарные туманности, являются продуктом активной деятельности звезд, когда вследствие выбросов из сравнительно более плотного вещества звезды формируется разреженная туманность, т.е. в эволюционной цепи на этом иерархическом уровне хорошо прослеживается уменьшение средней плотности вещества во Вселенной. Образование звезд вследствие распада гипотетической сверхплотной материи, казалось, естественным образом согласуется с этой общей эволюционной парадигмой.

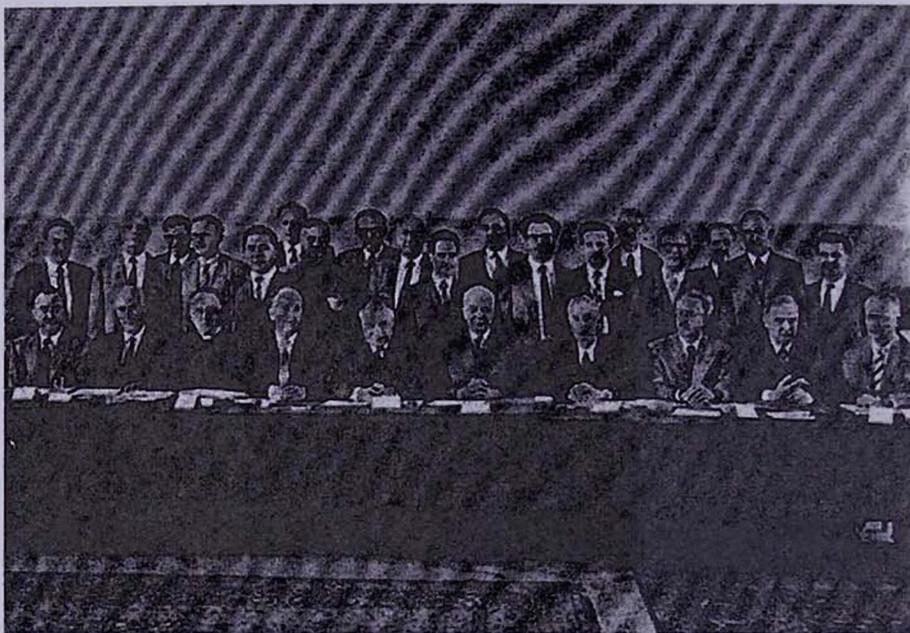
После второй мировой войны вчерашние союзники по военным действиям стали отдаляться друг от друга. Политические пертурбации не лучшим образом отражались на сотрудничестве между учеными и научными школами. Тем не менее, ученые старались не допустить развала международного сотрудничества, и в этом деле наибольшая ответственность ложилась на плечи наиболее известных в обеих частях мира ученых.

В 1947 году Виктор Амбарцумян был избран почетным членом Американского астрономического общества. Сообщая об этом, президент общества Субраманиан Чандрасекар писал: "Это наиболее высокая оценка, которую Американское астрономическое общество может дать, и я могу сказать, что Ваша замечательная работа таким образом была признана. Я всегда относился с восхищением к Вашим блестящим идеям и рад, что они признаны везде".

Всего через год Амбарцумяна избрали вице-президентом Международного

Астрономического Союза (МАС). Он был вице-президентом до 1955г. А в 1961 году его избрали президентом МАС, и это был первый случай избрания на этом посту ученого из стран восточного лагеря. Нужны были невероятные усилия для восстановления доверия между учеными. Жан-Клод Пекер, впоследствии член Французской Академии наук, который во время президентства Амбарцумяна был помощником Генерального секретаря МАС, вспоминал: "Невозможно забыть мудрое и полное юмором отношение Амбарцумяна: его влияние на мировую астрополитику было очень сильным. Все астрономы моего поколения вспоминают этот период с какой-то ностальгией".

Его интенсивные исследования звездных ассоциаций, кратных звездных систем и явлений нестационарности у отдельных типов звезд продолжались примерно одно десятилетие, и первая международная научная конференция, организованная в Бюракане в 1956году по случаю десятилетия создания обсерватории, была посвящена нестационарным звездам. И именно в том же году были опубликованы его первые работы по внегалактической астрономии, посвященные кратным галактикам и явлению радиоизлучения галактик, хотя годом раньше по этой проблеме он уже сделал доклад в



Участники Солвейской конференции (1958г.)

Сидят (слева направо): Мак Кри, Оорт, Леметр, Гортер, Паули, Брагг, Оппенгеймер, Моллер, Шэпли, Хэкман.

Стоят (слева направо): Клейн, Морган, Хойл, Кукаркин, Амбарцумян, Ван де Хюлст, Фирц, Сэндидж, Бааде, Шацман, Уилер, Бонди, Голд, Занстра, Розенфельд, Леду, Ловелл, Женаню.

Дублине. В следующих работах этой серии были рассмотрены голубые выбросы и спутники радиогалактик, а затем галактики с двумя ядрами.

Наконец в 1958 году Виктор Амбарцумян сделал свой знаменитый доклад на 11-й Солвейской конференции, который назывался "Об эволюции галактик". Именно в этом докладе он впервые сформулировал новую идею об активности галактических ядер и понятие рождения новой галактики активным ядром материнской галактики. Впервые в этом докладе Амбарцумян систематизированно представил те наблюдательные данные, которые свидетельствуют о различных формах активности, каковыми являются истечение газа, коллимированные выбросы, голубые спутники, связанные с материнской галактикой волокнами светящегося вещества и др. Халтон Арп вспомнил, какое у него было потрясение, когда после составления своего "Атласа пекулярных галактик" в 1965г., он вдруг открыл для себя, что Амбарцумян намного раньше пришел к выводу, что галактика может выбросить новую, дочернюю галактику меньшей массы и светимости. "На меня оставило большое впечатление то, что он к такому заключению пришел просто просмотрев пластинки Паломарского обзора неба, которые были намного менее подробны, чем полученные мною фотографии. Когда я интересовался у некоторых более старших астрономов, они рассказали, что он свои выводы представил на престижной Солвейской конференции примерно в 1958 году. Они рассказывали также, что наиболее известные в мире ученые либо не понимали, либо тайком смеялись над этими бредовыми идеями".

В 2004 году, почти через полвека после вышеупомянутой конференции, в Парижском Коллеж де Франс Джеффри Бэрбидж на коллоквиуме "Космология: факты и проблемы" объявил, что по сей день представление Амбарцумяна о формировании галактик остается единственной самосогласованной концепцией по этой проблеме.

Исследования как динамической неустойчивости звездных ассоциаций, так и активности галактических ядер указывали на одинаковый путь формирования звезд: из какого-то вещества, которое имело достаточно большую плотность, чтобы в малом объеме содержало большие массы. Назвав это состояние дозвездным веществом, Амбарцумян стал искать не только наблюдательные факты, прямо или косвенно доказывающие возможность его существования, но и пути теоретического обоснования такого утверждения. Считая наблюдательные факты и эмпирически найденные закономерности основой всего естествознания, в том числе и астрономии, он также подчеркивал: "Но вместе с тем эта наука точная, основанная на математической обработке наблюдений, на математических выводах из них. При этом она использует известные законы физики". И то, что он подчеркивает "известные законы физики", показывает еще одно его кредо, уверенность в том, что на любом этапе развития науки известна лишь некоторая часть законов природы. И

поэтому на основе всего лишь части существующих законов не может быть создана всеобъемлющая теория всего. Экстраполяция такой теории в область, где применимость данных законов не проверена, может давать результаты, которые не имеют ничего общего с существующей реальностью, оставаясь всего лишь красивыми безделушками, которым мы ошибочно приписываем физический смысл.

В самом конце 50-х и в начале 60-х годов прошлого столетия Амбарцумян вместе с Гургеном Саакяном, впоследствии действительным членом Академии наук Армении, стал исследовать условия устойчивости сверхплотных конфигураций в зависимости от массы. Речь шла о таких плотностях материи, которые невозможно было исследовать в лабораториях и единственной возможностью могло быть ее теоретическое изучение при условии, что физические теории, используемые при этом, детально известны и проверены экспериментально.

Эти исследования оказались нелегким делом. Для таких плотностей неизвестным было уравнение состояния, неясным оставалась правомерность использования известных гравитационных теорий. Впрочем, эти вопросы остаются открытыми и по сей день. А это означало, что задача в своей общей постановке не могла быть решена в начале 60-х и не может быть решена сегодня. По сути дела нет пока еще той апробированной физической теории, которая могла бы полностью опровергнуть или доказать возможность существования устойчивых конфигураций очень больших масс ядерной плотности, которые нужны были для поддержки амбарцумяновской гипотезы о дозвездном веществе галактических масс. С этой точки зрения здесь, несомненно, более важными становятся наблюдательные исследования соответствующих процессов и объектов, что может привести к открытию новых наблюдательных закономерностей, тем самым создавая почву для последующих теоретических обобщений.

Тем не менее, начатые Амбарцумяном и Саакяном исследования привели к новым результатам, которые имели очень важное значение. Среди них своей значимостью выделяется определение верхнего предела массы нейтронной звезды, что было больше предела Чандрасекара, полученного для белых карликов. В любом случае эти исследования, которые были как изящны, так и дали много новых физических результатов, стали началом целого направления исследований во всем мире. И несмотря на то, что главная цель, которой было теоретическое обоснование существования сгустков материи ядерной плотности и галактических масс не была достигнута, тем не менее были получены новые результаты о сверхплотных конфигурациях, которые имели первостепенную важность. Отметим также, что уже в 1968 году английским ученым Энтони Хьюишем и его студенткой Джоселин Белл были открыты первые сверхплотные объекты - пульсары.

То, что галактические ядра показывают различные проявления активности, в середине 60-х годов прошлого столетия уже не вызывало сомнений у большинства астрономов, занимающихся проблемами внегалактической астрономии. Приверженцы классических представлений об образовании галактик, которые идею об активности ядер галактик сперва приняли в штывки, уже с середины 60-х годов прошлого столетия сами стали дальше развивать эту концепцию, которая стала одним из наиболее интенсивно исследуемых направлений внегалактической астрономии. Этому, несомненно, в первых порах очень способствовало открытие квазаров. Чуть позже в Бюракане по инициативе Виктора Амбарцумяна началась долгосрочная программа поиска активных галактик, показывающих ультрафиолетовый избыток излучения, выполненная Бениамином Маркаряном на Бюраканском телескопе системы Шмидта, результатом которой стало открытие полутора тысяч галактик с ультрафиолетовым избытком или галактик Маркаряна, а в более широком смысле - Первый Бюраканский спектральный обзор неба.

Достижения и важнейшие результаты, полученные в Бюракане по изучению активных ядер галактик стали причиной того, что в 1966 году в Бюракане был организован 29-й симпозиум МАС "Нестационарные явления в галактиках", в работах которого участвовали практически все авторитеты внегалактической астрономии. На этом симпозиуме Амбарцумян прочитал вводный доклад "Об активности ядер галактик", в котором просуммировал те достижения, которые были достигнуты в этой области после выдвигения идеи об активности галактических ядер.

В том же году он участвовал в сессии Исполкома Международного совета научных союзов (МСНС) и был избран членом Исполкома. Через два года его избрали Президентом МСНС, а еще через два года, как исключение, переизбрали на тот же пост.

В конце 60-х годов, когда Амбарцумян был более чем уверен в своей правоте относительно образования галактик и их систем, он снова возвратился к звездным исследованиям. Началом этих исследований стала полученная им оценка в 1968 году количества вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды. По укоренившимся в то время представлениям вспыхивающим звездам отводилась роль эдаких исключений из общих закономерностей звездной эволюции, которых было сравнительно мало и которые не соответствовали известным эволюционным сценариям. Теории внутреннего строения звезд не предсказывали возможность такого явления как вспышка звезды, и поэтому оно считалось явлением из ряда вон выходящим, хотя до этого времени даже не было оценено общее число вспыхивающих звезд, что делало заключение об их малочисленности голословным. В 1968 году Виктор Амбарцумян предложил очень простой и в то же время очень остроумный метод определения общего числа

вспыхивающих звезд в отдельно взятом скоплении. Сделав предположение о том, что все вспыхивающие звезды данного скопления имеют одну и ту же среднюю частоту вспышек, а также принимая во внимание, что вспышечная активность звезды - это пуассоновский процесс, он выразил число вспыхивающих, но не вспыхнувших за время наблюдений звезд, с помощью количества звезд, показавших одну и две вспышки. Оценка, сделанная для скопления Плеяды, превзошла все ожидания: оказалось, что все звезды низкой светимости этого скопления являются вспыхивающими. Дальнейший международный мониторинг полностью доказал этот вывод, а также стал основой для обобщающего заключения о том, что все звезды низкой светимости и малых масс в ранних стадиях эволюции являются вспыхивающими.

Этот вывод, безусловно, является очень важным с точки зрения звездной космогонии. Но важность его не только в этом. Вспышечная активность звезд в раннем этапе их жизни еще раз доказывала общую тенденцию космических объектов показывать активность выброса избыточной энергии, которая наблюдается у них после формирования. То же самое, как известно, наблюдается у квазаров и у активных ядер галактик. В настоящее время уже очевидно, что на всех уровнях иерархии космического мироздания наблюдаются процессы активности, которые характеризуются избыточным энерговыделением. Такая активность обычно связана молодостью объектов, и поэтому можно сделать заключение о том, что именно в первой стадии своего формирования объекты располагают лишней энергией, от которой они стремятся освободиться тем быстрее, чем больше превосходит избыточная энергия верхний энергетический порог устойчивости объекта.

До конца своей жизни Амбарцумян был уверен в том, что новые галактики рождаются и в нашу эпоху. Уверенность эта была продиктована наблюдательными фактами, которые он исследовал с особой тщательностью и научной интуицией, которая у него была особенно развита и развивалась все время с накоплением опыта. Он постоянно искал новые пути и методы, которые позволяли бы решить дилемму, которая существовала из-за отставания современной физики от накопившегося наблюдательного материала, что нередко приводит к парадоксальным теоретическим результатам.

По-видимому результатом поиска возможных путей стала серия работ по поиску компактных групп компактных галактик. По сути дела эта поисковая работа была модифицированным продолжением другой серии работ, опубликованной в 50-е годы под общим названием "Кратные галактики и радиогалактики". Уверенность в том, что эволюция галактик и их систем начинается от более компактных формирований, привела к выводу, что во Вселенной, кроме известных скоплений и групп галактик должен существовать также и другой класс таких систем, которые являются компактными и сами

состоят из компактных галактик. Открытые в 70-е годы Компактные группы компактных галактик по сей день являются объектами достаточно пристального внимания и интенсивных исследований.

Обсуждая вопросы галактической космогонии, Нарликар, Бэрбидж и Вишвакарма отмечают, что "По-видимому, самым проникательным астрономом в недавней истории был Виктор Амбарцумян - известный армянский теоретик. Начиная с 1950-х и 1960-х он подчеркивал роль взрывов во Вселенной, доказывая, что ассоциации галактик (группы, скопления и др.) показывают тенденцию расширения с намного большей энергией, чем можно было ожидать при предположении о выполнении условий теоремы вириала... Здесь мы рассматриваем подчеркнутый Амбарцумяном вывод о том, что в ядрах галактик очевидно наблюдается явление, при котором появляется вещество, обладающее большой кинетической энергией, направленной наружу".

То, что он открыл интереснейшее направление исследований, известное в настоящее время под названием "Активные галактические ядра" - AGN, будучи абсолютно одиноким в своей борьбе за право на жизнь своих неординарных идей, сегодня помнят немногие.

Уже всего через девять лет после Солвейской конференции на пленарном заседании МАС в Праге американский известный астроном Алан Сэндидж заявил: "Последовательно, на Солвейской конференции, на съезде МАС в Беркли и многочисленных симпозиумах, вначале почти в единственном числе, он объявил, что в галактических ядрах происходят мощные процессы и что астрономы должны их полностью учитывать. Осуществление этой программы теперь только начинается. Ни один астроном не будет сегодня отрицать, что в самом деле тайна окружает ядра галактик, и первым, кто осознал, какая щедрая награда содержится в этой сокровищнице, был Виктор Амбарцумян".

Все, знавшие Виктора Амбарцумяна, помнят его как очень скромного по натуре человека, но все также знают, что он никогда не отличался скромностью ума, идей. Исследование его научной деятельности и тех идей, которые он выдвигал в течение жизни и защищал, хорошо показывает откровенную "нескромность" этих основополагающих идей.

Всю свою долгую жизнь Виктор Амбарцумян служил науке, служил своими фундаментальными исследованиями, своим преподаванием в университетах, тем, что руководил многими молодыми астрономами, огромной организационной деятельностью на самых различных уровнях и масштабах, был редактором или членом редакционных коллегий многих научных изданий. Журнал "Астрофизика" также является детищем его многосторонней деятельности. Создав более чем четыре десятилетия назад наш журнал, как всесоюзное периодическое издание по астрофизике, он

собрал под одной крышей весь цвет астрофизической науки Советского Союза того времени, причем в их числе были не только единомышленники по научным идеям. Виктор Амбарцумян, будучи настоящим ученым, всегда с уважением относился к мнениям других, независимо от того, были они в пользу его научных идей или против. Главным для него было, чтобы научные рассуждения были логичными, основывались на фактах и, желательно, содержали новые идеи.

Международная научная общественность всегда очень высоко ценила Амбарцумяна- ученого. Около трех десятков национальных академий и престижных профессиональных организаций мира избрало его своим иностранным и почетным членом, он избран Почетным Доктором (*honoris causa*) Австралийского Национального (Канберра), Парижского (Сорбонны), Льежского, Пражского, Турунского, Ла-Платского университетов, получил много международных медалей разных научных организаций, в том числе, медаль имени Жансена Французского астрономического общества, Золотую медаль имени Катарин Брюс Тихоокеанского астрономического общества, Золотую медаль Астрономического общества Великобритании, Золотую медаль Словацкой Академии наук, Ломоносовскую Золотую медаль Академии наук СССР и др. Амбарцумян дважды стал Героем Труда в СССР (в 1968 и 1978 годах), и Национальным Героем Армении (в 1994 году), дважды получал Государственную премию СССР (в 1946 году за создание принципа инвариантности и в 1950 году за открытие и исследование звездных ассоциаций), а также Государственную премию России, когда уже был гражданином другой страны - Армении (в 1995 году за исследования по изучению динамики звездных систем).

Виктора Амбарцумяна не стало 12 августа 1996 года. Он скончался в Бюракане, в особняке, в котором он прожил с женой с начала 50-х годов. В настоящее время дом стал музеем Великого ученого.

Бюраканская астрофизическая обсерватория с 1998 года носит имя своего основателя, академика В.А.Амбарцумяна.

Редакционная коллегия журнала "Астрофизика"

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна

От Амбарцумяна до наших дней

## ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

А.Ф.ХОЛТЫГИН

Поступила 2 апреля 2008

Принята к печати 17 апреля 2008

Обзор вопросов диагностики разреженной плазмы газовых туманностей, начиная с пионерских работ В.А.Амбарцумяна. Излагаются как сами эти работы, так и методы диагностики, развивающие заложенные в них идеи. Описаны методы диагностики как однородной, так и неоднородной плазмы.

**Ключевые слова:** *планетарные туманности; межзвездная среда; диагностика плазмы*

1. *Введение.* Огромную роль в астрофизике всегда играли и продолжают играть исследования газовых туманностей. Одни из них видны на небе как протяженные светящиеся объекты вокруг или около ярких горячих звезд и называются диффузными туманностями, самым известным представителем которых является туманность Ориона. К настоящему времени хорошо известно, что диффузные туманности являются областями ионизованного газа вокруг молодых горячих звезд спектрального класса O и их часто называют областями ионизованного водорода (областями HII).

Туманности другого рода - планетарные - являются компактными светящимися областями вокруг слабых звезд - ядер планетарных туманностей. К настоящему времени число обнаруженных в Галактике планетарных туманностей приближается к двум тысячам. Много планетарных туманностей найдено и в других галактиках, как в спиральных (M31, M33 и др.), так и в неправильных и эллиптических.

Спектры газовых туманностей существенно отличаются от спектров звезд. Они состоят из слабого непрерывного спектра и большого числа интенсивных эмиссионных линий, среди которых в оптическом диапазоне доминируют линии водорода, ионизованного и нейтрального гелия. Однако самые яркие линии спектров туманностей с длинами волн  $\lambda 5007\text{\AA}$  и  $\lambda 4959\text{\AA}$  долго оставались неотожествленными, так как отсутствовали в

спектрах исследованных в земных лабораториях элементов. По этой причине их считали принадлежащими неизвестному элементу небулю (nebula - туманность). С этим связаны их обозначения  $N_1$  и  $N_2$  соответственно (линия небулия 1 и линия небулия 2).

Природа свечения туманностей в этих линиях была понята только после появления квантовой механики. В 1928г. американский астрофизик А.Боуэн показал, что линии  $N_1$  и  $N_2$  являются запрещенными линиями иона  $O^{+2}$  и принадлежат переходам с метастабильных уровней этого иона [1]. Им же показано, что яркий дублет  $\lambda 3726 + 3729\text{Å}$  в спектрах туманностей связан с запрещенными переходами однократно ионизованного кислорода  $O^+$ . Это открытие свидетельствовало как о низкой плотности вещества туманностей, так и о малой плотности излучения в них.

С именем С.Росселанда связано установление источника свечения туманностей, которым является переработка ультрафиолетового излучения горячих звезд, находящихся в туманностях. В конце 20-х годов прошлого века было предложено два основных механизма, формирующих излучение туманностей. Первый из них был разработан американским астрофизиком Д.Мензелом и голландским астрономом Х.Занстра. Этот механизм (рекомбинационный) начинается с ионизации атомов ультрафиолетовым излучением возбуждающей свечение туманности звезды (иногда нескольких звезд в случае диффузных туманностей). Последующая рекомбинация ионов и захват электрона на возбужденные уровни вызывает каскадные переходы на основной уровень атома через промежуточные возбужденные состояния. Низкие плотности газа в туманностях приводят к тому, что цепочка каскадных переходов практически не прерывается. Каскадные радиационные переходы вызывают свечение главным образом в линиях наиболее распространенных элементов - водорода и гелия. Это обстоятельство послужило основой для разработки Занстра [2] метода определения температур центральных звезд планетарных туманностей по интенсивностям излучения туманности в бальмеровских линиях водорода.

Второй механизм объясняет свечение туманностей в запрещенных линиях. Он был предложен А.Боуэном. Согласно этому механизму, возбуждение метастабильных уровней ионов кислорода, азота и других элементов происходит при их столкновениях с электронами. При высокой степени ионизации водорода и гелия в туманностях, обеспечиваемой УФ излучением возбуждающих свечение туманности звезд, в туманностях оказывается много электронов с энергиями больше 2-3эВ, способных возбуждать метастабильные уровни.

В настоящей работе рассматривается ситуация, сложившаяся в начале 30-х годов прошлого века, когда стали появляться работы В.А.Амбарцумяна по физике газовых туманностей, и кратко описывается, как развивалась та часть физики газовых туманностей, которая связана с использованием

предложенных Амбарцумяном методов анализа свечения плазмы туманностей в запрещенных линиях для определения физических условий в них. В силу ограниченности объема мы будем говорить только об исследованиях планетарных туманностей, хотя методы анализа спектров, разработанные им, применимы и применялись для значительно более широкого круга объектов.

Во втором разделе настоящего обзора кратко изложено содержание работ В.А.Амбарцумяна по исследованию туманностей. В разделе 3 изложены результаты его работы [3] в свете современного состояния исследований в данной области науки. Общие методы диагностики астрофизической плазмы описаны в разделе 4. В этом же разделе описаны результаты применения разработанных методов диагностики для определения физических характеристик планетарных туманностей, в том числе неоднородных.

**2. Работы В.А.Амбарцумяна по исследованию газовых туманностей.** Работы В.А.Амбарцумяна по исследованию спектров планетарных и диффузных туманностей (все они собраны в первом томе его *Научных трудов* [4]) относятся к 30-м годам прошлого века. Это было время становления теоретической астрофизики, и исследования газовых туманностей находились на ее переднем крае.

Первая работа В.А.Амбарцумяна в этой области [5] посвящена определению температур ядер планетарных туманностей. Им предложен оригинальный метод определения температуры, основанный на сравнении энергии  $E_{H\beta}$ , излучаемой туманностью в линии  $H\beta$ , и энергии  $E_{\lambda 4686}$ , излучаемой ею в линии  $HeII$   $\lambda 4686$ . При этом делается предположение, что все УФ кванты, излучаемые центральной звездой туманности и способные ионизовать атомы водорода и ионы гелия, поглощаются в туманности. Этот метод, получивший название *метода Амбарцумяна*, позволил получить реалистичные оценки температур центральных звезд, близкие к их современным значениям.

Характерным для В.А.Амбарцумяна было понимание близости механизмов формирования спектров туманностей и звезд с эмиссионными линиями в спектре. Методика Занстра была использована им для определения температур звезд типа Вольфа-Райе в работе [6]. В ней получены близкие к современным оценки температуры звезды HD 192163 ( $T = 65000$  K).

В.А.Амбарцумян исследовал также перенос излучения в континууме и в резонансных линиях в туманностях при предположении о прямоугольном профиле коэффициента поглощения в линии. Был сделан вывод о решающей роли давления излучения в линии  $\text{Ly}\alpha$  в расширении туманностей [7,8]. Данные работы вызвали большой интерес и стали началом детального обсуждения роли давления излучения в динамике газа в туманностях, так как получалось, что давление излучения в линии  $\text{Ly}\alpha$  приводит к ускорению внешних частей туманности порядка 1 км/с за 10 лет и такому же замедлению

внутренних областей туманностей, что не подтверждалось наблюдениями.

Проблема была решена учеником В.А.Амбарцумяна В.В.Соболевым, который показал, что в ходе диффузии излучения фотоны из центра линии переходят в ее крылья, где коэффициент поглощения мал. Этот эффект приводит к уменьшению примерно на два порядка силы светового давления на границе туманности по сравнению с рассчитанным В.А.Амбарцумяном. В туманности, расширяющейся с градиентом скорости, сила светового давления в линии  $\lambda_0$  будет меньше, чем для неподвижной туманности, вследствие доплеровского сдвига частоты фотонов в линии.

Прямым результатом дискуссии, вызванной работами В.А.Амбарцумяна, стало появление теории В.В.Соболева переноса излучения в средах с большими градиентами крупномасштабных движений [9], ставшей сегодня стандартным аппаратом при интерпретации спектров разреженных астрофизических объектов.

В другой работе В.А.Амбарцумяна [10] исследована ионизация газа в оболочках вокруг горячих звезд. Предложен метод определения лучевых концентраций массы светящегося газа туманности по энергии, излучаемой в бальмеровских линиях водорода [11].

Особенно важна уже упоминавшаяся выше работа В.А.Амбарцумяна по диагностике разреженного газа туманностей [3]. Он исследовал процесс заселения метастабильных уровней атомов. В итоге им была выведена формула, связывающая температуру газа туманностей с отношением интенсивностей наблюдаемых запрещенных линий в их спектрах. На основе этих исследований был предложен метод определения температуры туманностей по отношениям интенсивностей запрещенных линий в их спектрах.

С самого начала было ясно, что этот метод применим не только для туманностей, но и для широкого круга других объектов: оболочек новых и сверхновых звезд, диффузных туманностей, корон Солнца и звезд и многих других объектов.

Работы В.А.Амбарцумяна 30-х годов обобщены им в книге *Теоретическая астрофизика* [12], ставшей первым учебником на русском языке по данному предмету. Из этого учебника вырос классический курс теоретической астрофизики [13], ставший на многие годы основным учебником по этой дисциплине. Он был переведен на несколько языков. Многие идеи и методы В.А.Амбарцумяна вошли впоследствии в *Курс теоретической астрофизики* В.В.Соболева [14].

В последующие годы В.А.Амбарцумян стал заниматься другими областями астрофизики, однако идеи, заложенные в упомянутых выше работах, стали основой многих направлений исследований планетарных и диффузных туманностей [15].

Ограниченный объем настоящей статьи не позволяет проследить эволюцию

всех идей, высказанных в статьях В.А.Амбарцумяна 30-х годов, посвященных физике газовых туманностей. По этой причине мы сконцентрируемся на анализе работы [3] по физике свечения туманностей в запрещенных линиях, содержание которой изложено им также в монографии [12].

3. Атомы и ионы в метастабильных состояниях. Взгляд В.А.Амбарцумяна.

3.1. Накопление атомов в метастабильных состояниях. Решающее значение в определении интенсивностей линий в спектрах туманностей имеет расчет населенностей возбужденных уровней атомов и ионов. В работе В.А.Амбарцумяна [12] рассмотрены задачи об определении

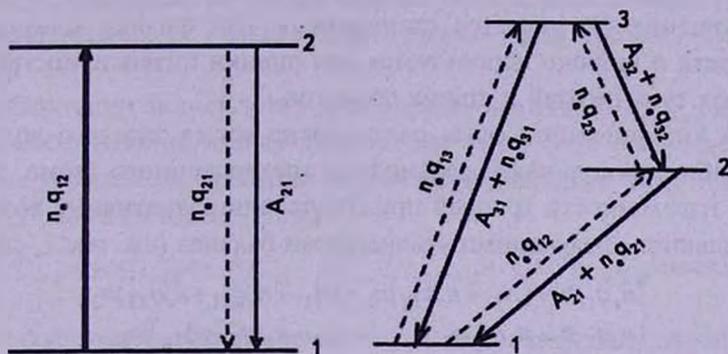


Рис.1. Схема образования линий в спектрах планетарных туманностей при их возбуждении электронами. Слева: двухуровневый атом. Тонкая сплошная линия - радиационные переходы 2 → 1, пунктир - деактивации уровня 2 электронным ударом, жирной сплошной линией показано возбуждение уровня 2 электронным ударом. Справа: трехуровневый атом. Сплошные линии показывают переходы с вышележащих на нижележащие уровни за счет спонтанных радиационных переходов и деактиваций электронным ударом, пунктир - возбуждение уровней столкновениями с электронами.

населенностей двухуровневого и трехуровневого атомов. Решение первой задачи (см. рис.1, слева) определяется уравнением стационарности

$$b_{12} n_1 - (A_{21} + a_{21}) n_2 = 0. \tag{1}$$

Здесь  $n_k$  - населенность уровня  $k$ ,  $A_{21}$  - эйнштейновский коэффициент вероятности перехода 2 → 1,  $n_1 b_{12}$  - число атомов, переходящих в метастабильное состояние 2 под действием столкновений в  $1 \text{ см}^3$  за 1 с,  $n_2 a_{21}$  - число ударных переходов вниз. Для удобства читателя будем использовать современные обозначения для числа возбуждений и деактиваций:  $b_{12} = n_e q_{12}$  и  $a_{21} = n_e q_{21}$ , где  $q_{12}$  и  $q_{21}$  - скорости столкновительного возбуждения и деактивации для перехода 1 → 2,  $n_e$  - электронная концентрация плазмы.

Уравнение (1) определяет отношение населенностей уровней 1 и 2:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{n_e q_{21}}{A_{21} + n_e q_{21}} e^{-h\nu_{12}/kT}. \tag{2}$$

Здесь  $T$  - кинетическая температура плазмы, которая для туманностей равна электронной температуре  $T_e$ . В дальнейшем, следуя традиции, будем говорить именно об электронной температуре туманности. Важное заключение, сделанное еще до выполнения квантово-механических вычислений сечений и скоростей возбуждения атомов электронным ударом и аргументированное в [3], состоит в том, что при малой плотности газа в туманностях, когда  $A_{21} \gg n_e q_{21}$ , энергия, излучаемая в запрещенной линии  $2 \rightarrow 1$  за 1 с единичным объемом разреженной плазмы с электронной концентрацией  $n_e$ , находящейся при температуре  $T_e$ , зависит только от числа возбуждений под влиянием столкновений с электронами:

$$E_{21} \approx n_e n_1 q_{12} h \nu_{12}. \quad (3)$$

Соотношение (3) является стандартным для физики плазмы низкой плотности и широко используется для оценки интенсивностей линий в спектрах туманностей и других объектов.

В.А. Амбарцумяном была рассмотрена также задача о возбуждении метастабильных уровней для модели трехуровневого атома. В данном случае населенности уровней при отсутствии радиативных возбуждений определяются следующими уравнениями баланса (см. рис. 1, справа):

$$\begin{cases} n_e q_{12} n_1 + (A_{32} + n_e q_{32}) n_3 = (A_{21} + n_e q_{21} + n_e q_{23}) n_2, \\ n_e q_{13} n_1 + n_e q_{23} n_2 = (A_{31} + A_{32} + n_e (q_{31} + q_{32})) n_3. \end{cases} \quad (4)$$

Решение уравнений (4) имеет вид

$$\begin{cases} \frac{n_2}{n_1} = \frac{n_e q_{12} (A_{31} + A_{32} + n_e q_{31} + n_e q_{32}) + n_e q_{13} (A_{32} + n_e q_{32})}{(A_{21} + n_e q_{21}) (A_{31} + A_{32} + n_e q_{31} + n_e q_{32}) + n_e q_{23} (A_{31} + n_e q_{31})}, \\ \frac{n_3}{n_1} = \frac{n_e q_{12} n_e q_{23} + n_e (A_{21} + n_e q_{21} + n_e q_{23})}{(A_{21} + n_e q_{21}) (A_{31} + A_{32} + n_e q_{31} + n_e q_{32}) + n_e q_{23} (A_{31} + n_e q_{31})}. \end{cases} \quad (5)$$

В условиях разреженной плазмы планетарных туманностей вкладом радиационного перехода  $3 \rightarrow 1$  и столкновительных деактиваций в создание населенностей уровней 2 и 3 можно пренебречь. В итоге оказывается, что

$$\begin{cases} E_{21} \approx n_e (q_{12} + q_{13}) n_1 h \nu_{12}, \\ E_{32} \approx n_e q_{13} n_1 h \nu_{23}. \end{cases} \quad (6)$$

В дальнейшем вместо энергии  $E_{ki}$ , излучаемой туманностью в линии  $k \rightarrow i$ , будем, в соответствии со сложившейся традицией, использовать *интенсивность линии*  $I_{ki}$ . Под  $I_{ki}$  понимается исправленное за межзвездное поглощение отношение потока излучения в рассматриваемой линии к потоку излучения в линии Н $\beta$ .

### 3.2. Определение электронной температуры по линиям небуля.

Из соотношений (6) следует, что отношение интенсивностей линий  $2 \rightarrow 1$  и  $3 \rightarrow 2$  равно

$$\frac{I_{21}}{I_{32}} = \frac{E_{21}}{E_{32}} = \frac{v_{12}}{v_{23}} \left( 1 + \frac{q_{12}}{q_{13}} \right). \quad (7)$$

В случае обычно наиболее сильных в спектрах туманностей запрещенных линий двукратно ионизованного кислорода отношение  $I_{21}/I_{32} = I(N_1 + N_2)/I([\text{OIII}]\lambda 4363)$  - это отношение суммарной интенсивности небулярных линий  $N_1$  и  $N_2$  к интенсивности авроральной линии  $[\text{OIII}]\lambda 4363$ .

Чтобы найти отношение интенсивностей (7), необходимо уметь вычислять величину  $q_{12}/q_{13}$ . В начале 30-х годов прошлого века, когда В.А.Амбарцумян получал соотношения (2)-(7), не были известны даже оценочные значения скоростей возбуждения атомов и ионов электронным ударом. Вычисление этих скоростей было очень непростой задачей. Первые реалистичные расчеты сечений возбуждения  $\text{O}^{2+}$  электронным ударом были сделаны только в 1940г. [16].

В.А.Амбарцумян использовал для оценки величины  $q_{12}/q_{13}$  хорошо известное соотношение между скоростями процессов возбуждения и деактивации уровней электронным ударом и предположил, что отношение  $(g_2 q_{21})/(g_3 q_{31})$  равно единице. Тогда

$$\frac{q_{12}}{q_{13}} = \frac{g_2 q_{21}}{g_3 q_{31}} e^{h\nu_{23}/kT_e} \approx e^{h\nu_{23}/kT_e}, \quad \frac{I_{21}}{I_{32}} = \frac{v_{12}}{v_{23}} \left( 1 + e^{h\nu_{23}/kT_e} \right) \approx 0.9 e^{33000/T_e}. \quad (8)$$

Следует подчеркнуть, что при температурах, характерных для туманностей, зависимость отношения  $I_{21}/I_{32}$  от  $T_e$ , определяемая экспоненциальным множителем  $\exp(h\nu_{23}/kT_e)$ , очень сильная. При  $T_e = 7000$  К этот множитель равен 111, при  $T_e = 10000$  К - 27, а при  $T_e = 15000$  К - 9.

Итак, найдя отношение  $I_{21}/I_{32}$  из наблюдений, можно надежно оценить соответствующее значение электронной температуры  $T_e$ . Таким путем В.А.Амбарцумян получил для электронных температур туманностей  $T_e \approx 7000$  К и сделал вывод о том, что температура электронного газа в туманностях значительно ниже температур их центральных звезд. Полученное значение  $T_e$  с современной точки зрения является несколько заниженным. Однако, учитывая, сколь скромны были сведения о физике столкновений атомов с электронами, имевшиеся в 1930-х годах, точность этой оценки кажется удивительной.

Причиной того, что метод Амбарцумяна в его первоначальной простейшей форме все же дает разумные оценки температуры, является сильная (экспоненциальная) зависимость от температуры числа электронов, способных возбуждать верхние уровни рассматриваемых атомных переходов.

Для иллюстрации на рис.2 представлена функция распределения электронов по скоростям для электронных температур 10000 и 15000 К. На рисунке отмечены пороги возбуждения уровней  $^1D$  и  $^1S$  иона  $\text{O}^{3+}$ . Они служат верхними уровнями для, соответственно, небулярных линий  $N_1$  и  $N_2$  и для авроральной линии  $[\text{OIII}]\lambda 4363$ . Из рисунка ясно видно, что

эффективность возбуждения уровней  $O^{3+}$  электронным ударом, которая определяется долей электронов с энергиями выше порога возбуждения, должна сильно зависеть от температуры.

Отношение интенсивностей авроральной линии [ОШ]  $\lambda 4363$  и небулярных линий [ОШ]  $\lambda 4959 + \lambda 5007$  определяется по сути дела отношением чисел электронов со скоростями  $v \geq 1370$  км/с и  $v \geq 940$  км/с, соответственно. Таким образом, отношение интенсивностей линий [ОШ] позволяет определить зависящее от температуры отношение концентраций в плазме электронов с разными энергиями и, тем самым, оценить ее электронную температуру.

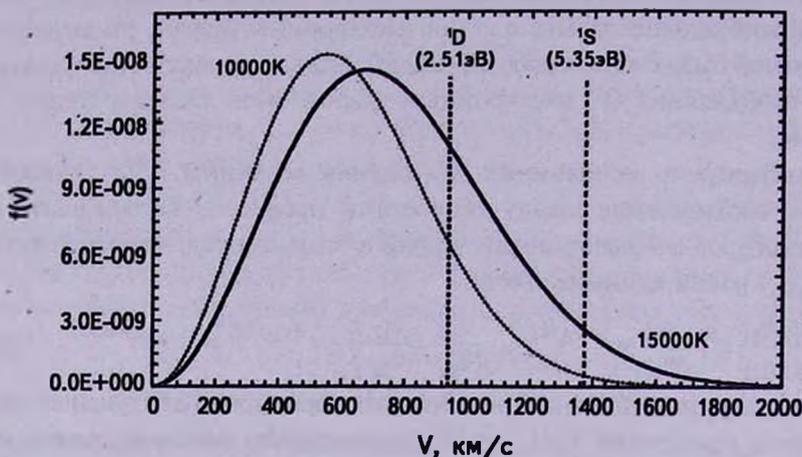


Рис.2. Функции распределения электронов по скоростям в равновесной плазме с температурами  $T_e = 10000$  К (пунктир) и  $T_e = 15000$  К (жирная сплошная линия). Вертикальными пунктирными линиями отмечены пороги возбуждения уровней  $^1D$  и  $^1S$  иона  $O^{3+}$ .

Простая идея о возможности использования относительных интенсивностей линий спектров газовых туманностей для определения физических условий в них явилась тем зернышком, из которого выросла методика диагностики разреженной астрофизической плазмы, которая интенсивно развивалась, начиная с 1940-х годов.

3.3. *Силы столкновений и уточнение отношения  $I_{21}/I_{32}$ .* Рассмотрим, насколько точна первоначальная формула В.А.Амбарцумяна для отношения интенсивностей небулярных и авроральной линии [ОШ], воспользовавшись современными данными о скоростях атомных процессов.

Вернемся к выражениям (5), определяющим населенности метастабильных уровней. В пределе малых значений электронной концентрации,  $n_e \ll A_{21}/q_{12}$ , отношение интенсивностей линий

$$\frac{I_{21}}{I_{32}} = \frac{v_{12}}{v_{23}} \left[ 1 + \frac{q_{12}}{q_{13}} \left( 1 + \frac{A_{31}}{A_{32}} \right) \right]. \quad (9)$$

Чтобы сравнить это точное, в пределе малых значений  $n_e$ , выражение (9) с оценочной формулой (8), полученной при предположении, что  $(g_2q_{21})/(g_3q_{31})=1$  и  $A_{31}=0$ , следует вычислить отношение  $q_{12}/q_{13}$  для характерных для планетарных туманностей температур  $T_e = 10000 + 20000$  К.

Скорости возбуждения и деактивации электронным ударом  $q_j$  и  $q_{j-}$  (при  $j > i$ ) выражаются через соответствующие сечения реакций  $\sigma_{ij}(v)$  и  $\sigma_{ji-}(v)$ , зависящие от скорости сталкивающегося с атомом электрона  $v$ :

$$q_j = \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{ij}(v) v f(v) dv, \quad q_{j-} = \int_0^{\infty} \sigma_{ji-}(v) v f(v) dv, \quad (10)$$

где  $v_0$  - минимальное (пороговое) значение скорости электронов, способных возбуждать переход  $i \rightarrow j$ ,  $f(v)$  - максвелловская функция распределения электронов по скоростям (см. рис.2). Современные квантовомеханические вычисления показывают, что сечения  $\sigma_{ij}(v)$  и  $\sigma_{ji-}(v)$  очень сложно зависят от энергии. Однако усредненные по энергии сечения в случае метастабильных состояний характеризуются более простой зависимостью от  $v$  и приближенно обратно пропорциональны энергии электрона. Поэтому их обычно представляют в следующем виде:

$$\sigma_{ij}(v) = \frac{\hbar^2}{4\pi m^2} \frac{\Omega_{ij}}{g_i v^2}, \quad (11)$$

где величина  $\Omega_{ij}$  - зависящее от скорости электрона безразмерное эффективное сечение (обычно порядка единицы), часто называемое *силой столкновения*. Силы столкновения для возбуждения и деактивации равны, т.е.  $\Omega_{ij} = \Omega_{ji-}$ , а сечение деактивации  $\sigma_{ji-}(v)$  дается формулой, аналогичной (11), с заменой  $g_i$  на  $g_j$ . Подставляя (11) в формулы (10), получим

$$q_j = \frac{A_0}{g_i T_e^{1/2}} \langle \Omega_{ij} \rangle e^{-h\nu_{ij}/kT_e}, \quad q_{j-} = \frac{A_0}{g_j T_e^{1/2}} \langle \Omega_{ij} \rangle. \quad (12)$$

Здесь размерная константа  $A_0 = 8.6287 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1} \text{ К}^{1/2}$ ,  $\langle \Omega_{ij} \rangle$  - усредненная по максвелловскому распределению скоростей электронов *сила столкновения*, обычно называемая *эффективной силой столкновения*. Для нее часто используется обозначение  $\Upsilon_{ij} = \langle \Omega_{ij} \rangle$ .

Используя данные каталога [17], вычислим при  $T_e = 10^4$  К отношение

$$\left( \frac{g_2 q_{21}}{g_3 q_{31}} \right) = \frac{\Upsilon_{12}}{\Upsilon_{13}} \approx 7.9. \quad (13)$$

Зависимость данного отношения от температуры весьма слабая. При  $T_e = 1.2 \cdot 10^4$  К оно равно 7.7, при  $T_e = 1.5 \cdot 10^4$  К - 7.6. При использовании для вычисления отношения (13) сил столкновений, полученных М.Ситоном и приведенных в [14], оно оказывается равным 8.9.

Таким образом, мы видим, что отношение (13) существенно отличается от принятого Амбарцумяном. Тем не менее, вследствие экспоненциальной

зависимости отношения скоростей возбуждения  $q_{12}/q_{13}$  от параметра  $h\nu_{23}/kT_e \approx 32970/T_e$ , где  $T_e$  выражено в градусах Кельвина, ошибка в определении температуры не слишком велика.

Используя выражения (12) для скоростей столкновительных переходов и учитывая, что отношение  $A_{31}/A_{32} = 0.15$  [17], вычислим величину  $R = I_{21}/I_{32}$  для иона  $O^{2+}$ :

$$R = \frac{I(4959 \text{ \AA}) + I(5007 \text{ \AA})}{I(4363 \text{ \AA})} = 0.9 + 7.9 e^{32970/T_e}. \quad (14)$$

4. *Диагностика газа в туманностях.* Идеи, заложенные в работе В.А.Амбарцумяна по анализу процессов заселения метастабильных состояний атомов, оказались необычайно плодотворными для решения задач диагностики плазмы.

Состояние проблемы диагностики плазмы газовых туманностей, сложившееся к середине 40-х годов прошлого века, было изложено в сборнике *Физические процессы в газовых туманностях*, переведенном на русский язык [18]. Классическими работами по физике туманностей и диагностике плазмы туманностей в 1950–1960гг. стали книга [19] и обзор [20]. В 1980-х годах вышла монография [21], в которой достаточно подробно изложены методы диагностики плазмы применительно к планетарным туманностям, а в 2000г. опубликована книга [22], в которой дано доступное, даже для студентов младших курсов, изложение этих же вопросов. Наиболее же полное современное изложение методик диагностики астрофизической плазмы дано в монографии [23], второе издание которой вышло в 2006г. [24]. Интерес к теоретическому анализу процессов заселения уровней атомов столкновениями с электронами не угасает, примером чего служит только что появившаяся статья [25], посвященная этой теме.

4.1. *Элементарные методы диагностики.* Элементарные методы применяются при анализе свечения однородной или почти однородной плазмы. Под однородной плазмой мы понимаем плазму с постоянными по всему ее объему значениями температуры и плотности, характеризуемыми, соответственно, средней электронной температурой  $T_e$  и средней электронной концентрацией  $n_e$ . В этом случае набор параметров, описывающих состояние плазмы, включает в себя только относительные содержания ионов элементов, присутствующих в плазме, и параметры  $T_e$  и  $n_e$ . Методика нахождения параметров однородной плазмы, описывающих наблюдаемые спектры газовых туманностей и других объектов, изложена в книгах [21,23,24,26,27].

4.1.1. *Определение электронной температуры.* Для определения электронной температуры туманностей чаще всего используются линии [OII]. В пределе малых значений электронной концентрации,  $n_e < 10^5 \text{ см}^{-3}$ , отношение  $R$  интенсивностей линий  $N_1 + N_2$  и 4363\AA описывается формулой (14).

Согласно [22], величина константы перед экспоненциальным множителем равна 7.6. Небольшое различие с приведенным выше значением  $K_0$  связано с различием в используемых атомных константах. Постоянное слагаемое 0.9 в формуле (14) часто опускают.

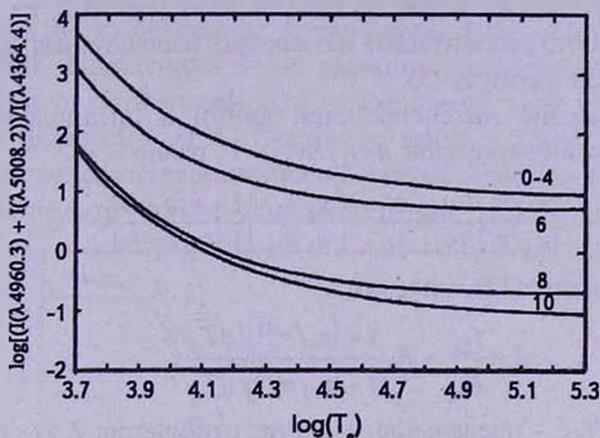


Рис.3. Отношения интенсивностей линий [OII]  $(I(4959\text{Å}) + I(5007\text{Å}))/I(4363\text{Å})$  в зависимости от  $T_e$  при различных значениях  $n_e$  (по [28]). Логарифмы значений  $n_e$  указаны у соответствующих кривых.

Для бóльших значений  $n_e$  следует учитывать роль деактиваций (ударов второго рода). На рис.3 показана рассчитанная в работе [28] зависимость отношения  $R$  от  $T_e$ . Видно, что для типичных для планетарных туманностей значений  $n_e \leq 10^5 \text{ см}^{-3}$  отношение  $R$  не чувствительно к  $n_e$ . Для более плотного газа следует принимать во внимание зависимость от  $n_e$ .

Для определения температуры можно использовать отношения интенсивностей линий и других элементов. В качестве индикаторов электронной температуры используются линии изоэлектронных с  $O^{2+}$  ионов  $C^0$ ,  $N^+$ ,  $F^{3+}$ ,  $Ne^{4+}$ , а также ионов  $Ne^{2+}$ ,  $Ne^{4+}$ ,  $Mg^{4+}$ ,  $Ne^{6+}$  и др. Определения электронной температуры по отношениям интенсивностей запрещенных линий выполнены для большого числа туманностей. Большие подборки таких определений можно найти, например, в работах [29-31].

4.1.2. *Определение электронной концентрации.* Для определения электронных концентраций в астрофизических объектах часто используется отношение интенсивностей в дублетах  $I_{21}/I_{31}$  с близко расположенными верхними уровнями и разностью энергий  $h\nu_{23}/kT_e \ll 1$ . К ним относятся такие линии как [NI]  $\lambda 5202/5199$ , [OII]  $\lambda 3729/3726$ , [SII]  $\lambda 6731/6716$  и других ионов, соответствующие переходам с дублетных уровней  $^2D_{5/2}$  и  $^2D_{3/2}$  конфигураций  $np^3$  с  $n = 2 - 4$ .

Этот метод определения электронной концентрации не рассматривался В.А.Амбарцумяном, однако соответствующие соотношения легко можно

получить из приведенных в его работах формул. В силу малости величины  $h\nu_{23}$  вероятность перехода  $A_{32} \ll A_{31}$ , что означает, что атомы из возбужденного состояния 3 при малых  $n_e \ll A_{21}/q_{21}$  переходят, преимущественно, на основной уровень 1. Из этого следует, что возбуждение уровня 3 практически не влияет на населенность уровня 2, т.е. заселение уровней 2 и 3 можно рассматривать независимо, используя для определения их населенностей формулу (2).

Тогда отношение интенсивностей линий в предположении, что отношение энергий переходов  $h\nu_{12}/h\nu_{13} = 1$ , равно

$$\frac{I_{21}}{I_{31}} = \frac{(n_2/n_1)h\nu_{12}A_{21}}{(n_3/n_1)h\nu_{13}A_{31}} = \frac{(g_2q_{21})}{(g_3q_{31})} \frac{1+n_eq_{31}/A_{31}}{1+n_eq_{21}/A_{21}}. \quad (15)$$

Используя формулы (12), получим

$$R = \frac{I_{21}}{I_{31}} \approx R_0 \frac{1 + (n_e/n_e^{(1)})/\sqrt{T_e}}{1 + (n_e/n_e^{(2)})/\sqrt{T_e}}. \quad (16)$$

Здесь  $R_0 = Y_{12}/Y_{13}$  - предельное значение отношения  $I_{21}/I_{31}$  при малых значениях  $n_e$ . В приближении  $LS$ -связи отношение  $Y_{12}/Y_{13} = g_2/g_3$ . В случае, если уровень  $J=5/2$  лежит ниже уровня  $J=3/2$  (например, у ионов  $O^+$ ,  $N^{2+}$ ), величина  $R_0 = 6/4 = 1.5$ . При ином расположении уровней (у иона  $S^+$ )  $R_0 = 2/3$ .

Концентрация  $n_e^{(1)} = g_3A_{31}/(A_0Y_{13})$ , а  $n_e^{(2)} = g_2A_{21}/(A_0Y_{12})$ . Учитывая слабую зависимость эффективных сил столкновений от  $T_e$ , концентрации  $n_e^{(1)}$  и  $n_e^{(2)}$  можно считать не чувствительными к электронной температуре.

Пусть  $n_e^{min} = \min(n_e^{(1)}, n_e^{(2)})$ , а  $n_e^{max} = \max(n_e^{(1)}, n_e^{(2)})$ . Тогда при  $n_e \ll n_e^{min}$  отношение  $R \approx R_0$ , а при  $n_e \gg n_e^{max}$  отношение  $R \approx g_2A_{21}/g_3A_{31}$ . Последнее очевидно, так как при высоких электронных концентрациях населенности уровней бальцмановские, а отношение  $n_2/n_3 = (g_2/g_3)\exp(h\nu_{23}/kT_e) \approx g_2/g_3$ . В интервале  $n_e^{min} < n_e < n_e^{max}$  отношение  $R$  чувствительно к электронной концентрации и может использоваться для ее определения.

Подставляя в формулу (16) значения вероятностей переходов и сил столкновений для иона  $O^+$  по [28] и выполняя простые преобразования, получим

$$\frac{I_{3729}}{I_{3727}} = 0.42 \frac{1+207\sqrt{T_e}/n_e}{1+22\sqrt{T_e}/n_e}. \quad (17)$$

При больших значениях  $n_e$  становятся важными переходы между уровнями 2 и 3 под действием электронных ударов. Учет этих переходов может быть выполнен при использовании точного для трехуровневого атома решения (5) уравнений баланса населенностей. Тогда

$$\frac{I_{3729}}{I_{3727}} = 0.42 \frac{1+57\sqrt{T_e}/n_e}{1+13\sqrt{T_e}/n_e}. \quad (18)$$

Тем самым мы видим, что учет столкновительных переходов между уровнями 2 и 3 не меняет ни вид зависимости отношения интенсивностей линий дублетов от  $T_e$  и  $n_e$ , ни его предельных значений при очень малых и очень больших значениях  $n_e$ . Однако коэффициенты перед отношением  $\sqrt{T_e}/n_e$  в формуле (18) существенно изменяются. При использовании сил столкновений, приведенных в [14], указанные коэффициенты становятся равными 43 и 10 соответственно, а коэффициент перед дробью в правой части этой формулы - 0.35. Сказанное выше иллюстрирует рис.4, на котором представлено отношение интенсивностей линий запрещенного дублета [OII] в зависимости от  $n_e$ , рассчитанное в [28].

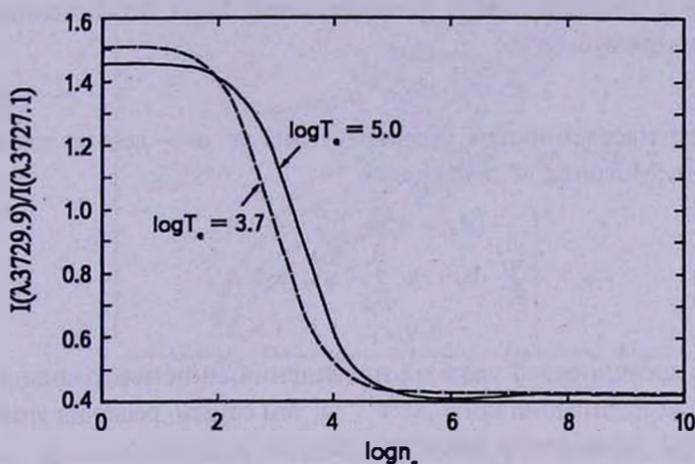


Рис.4. Отношение интенсивностей линий [OII]  $I(3729\text{Å})/I(3726\text{Å})$  в зависимости от  $n_e$  при различных значениях  $T_e$  (по [28]).

При нахождении значений  $n_e$  для планетарных туманностей используются, главным образом, линии ионов  $O^+$  и  $S^+$  [29,30,32]. Наиболее полный каталог электронных концентраций в планетарных туманностях приведен в статье [33].

**4.2. Совместная  $n_e$ - $T_e$  диагностика.** Модели двух- и трехуровневых атомов, с которых начиналось определение параметров плазмы газовых туманностей, являются слишком грубым описанием реальной картины возбуждения линий атомов и ионов столкновениями с электронами. Даже в хорошо изученном случае возбуждения небулярных линий двукратно ионизованного кислорода  $O^{2+}$  учет тонкого расщепления уровней нижнего терма  $^3P$  (который рассматривался В.А.Амбарцумяном и многими другими авторами как один уровень) и добавление в уравнения баланса населенностей метастабильного уровня  $^5S^0$  конфигурации  $2s2p^3$  приводит к необходимости рассматривать шестиуровневую модель атома. Для более полного описания спектров атомов и ионов, с включением переходов в жестком ультрафиолете

и рентгеновской области спектра, необходимо зачастую рассматривать модель атома, включающую десятки уровней. Так, в работе [34] рассматривается модель атома  $Fe^{5+}$  с 80 уровнями.

Переход к многоуровневым моделям атома требует решения систем большого числа уравнений стационарности. Кроме того, в населенности метастабильных уровней при их заселении помимо столкновений с электронами могут вносить вклад и другие процессы, в частности фото- и диэлектронные рекомбинации на высокие уровни и каскадные переходы с них.

Уравнения стационарности, определяющие населенности уровней  $n_k$  какого-либо атома или иона  $X^{m+}$ , при учете переходов вследствие столкновений с электронами и рекомбинаций иона можно записать в компактном матричном виде

$$\mathcal{T}n = n_e n^+ \alpha, \quad (19)$$

где  $n$  - вектор населенностей уровней атома и  $\alpha$  - вектор скоростей рекомбинации. Матрица  $\mathcal{T}$  имеет вид

$$\mathcal{T}_{ik} = \begin{cases} -(A_{ki} + n_e q_{ki}), & i < k, \\ \sum_{j=1}^{k-1} A_{kj} + n_e \sum_{j \neq k}^N q_{kj}, & i = k, \\ -n_e q_{ki}, & i > k. \end{cases} \quad (20)$$

Нахождение населенностей уровней из решения системы уравнений (19) требует знания концентрации иона  $X^{(m+)+}$  и, тем самым, решения уравнений ионизационного равновесия для атома  $X$ .

Для резонансных линий и линий переходов с низковозбужденных уровней ионов астрофизически значимых элементов вкладом рекомбинаций в населенности уровней, возбуждаемых электронным ударом, можно пренебречь и положить правую часть системы уравнений (19) равной нулю. В этом случае уравнения (19) определяют только относительные населенности уровней  $n_k/n(X^{m+})$ . Для получения абсолютных значений населенностей необходимо задание величины  $n(X^{m+})$  - полной концентрации иона  $X^{m+}$ , а система уравнений (19) должна быть дополнена уравнением

$$\sum_k n_k = n(X^{m+}). \quad (21)$$

Увеличение числа уровней, учитываемых в уравнениях стационарности, приводит к увеличению числа переходов, для которых могут быть рассчитаны отношения интенсивностей линий. В работе [35] рассчитаны отношения

$$R_1 = \frac{I(4363\text{\AA})}{I(4959\text{\AA}) + I(5007\text{\AA})}, \quad R_2 = \frac{I(1661\text{\AA}) + I(1667\text{\AA})}{I(4959\text{\AA}) + I(5007\text{\AA})}. \quad (22)$$

На рис.5 представлена область возможных значений отношений  $R_1$  и  $R_2$  для типичных для планетарных туманностей электронных температур и.

При получении интенсивностей линий нескольких ионов также можно одновременно определить значения  $n_e$  и  $T_e$ , что иллюстрируется на рис.6. По осям графика отложены значения  $n_e$  и  $T_e$ , а кривые на графике показывают, при каких значениях  $T_e$  и  $n_e$  отношение интенсивностей указанных на рисунке линий равно полученному по наблюдаемым интенсивностям линий в спектре планетарной туманности NGC7026. Если  $n_e$  и  $T_e$  одинаковы во

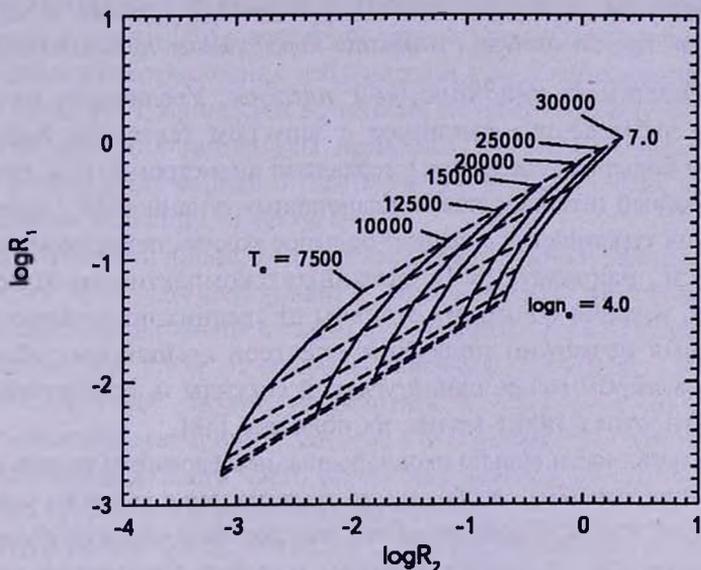


Рис.5. Отношения интенсивностей линий [OIII]  $R_1$  и  $R_2$  в зависимости от  $T_e$  и  $n_e$ . Значения  $\log n_e$  возрастают снизу вверх от 4.0 до 7.0 с шагом 0.5.

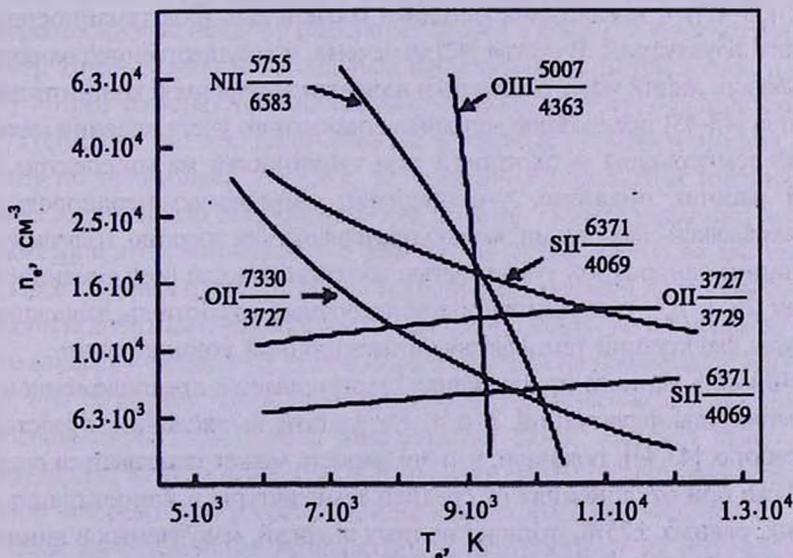


Рис.6. Совместное определение электронной концентрации  $n_e$  и электронной температуры  $T_e$  для туманности NGC7026 (по [21]).

всей излучающей плазме, то все кривые должны пересекаться в одной точке. Реально, в силу неоднородности туманностей, существует значительный разброс значений  $T_e$  и  $n_e$ , поэтому данный метод позволяет получить только оценочные значения параметров.

Комплекс методов определения параметров плазмы низкой плотности по интенсивностям запрещенных линий в их спектрах, начиная с 1950-х годов использовался также для анализа физических условий в коронах Солнца и звезд, где он получил название *коронального приближения* [36].

**4.3. Диагностика неоднородной плазмы.** Увеличение качества спектральных наблюдений, связанное с запуском телескопа Хаббла и вводом в строй больших телескопов с зеркалами диаметром 8-10 м, привело к открытию крайней неоднородности планетарных туманностей. Оказалось, что изображения туманностей содержат большое количество мелкомасштабных деталей (см., например, [37]), связанных с компактными областями в туманностях, условия в которых отличны от средних по туманности. В настоящее время возможно получение спектров компактных областей туманностей размером менее одной угловой секунды и, соответственно, детальная диагностика таких малых их областей [38].

О том, что туманности сильно неоднородны, исследователи предполагали еще до получения детальных изображений туманностей с высоким угловым разрешением. Еще в 50-60-х годах прошлого века для объяснения особенностей спектров туманностей, не согласующихся с моделью однородной плазмы постоянной температуры и плотности, было высказано предположение о существовании мелкомасштабных флуктуаций температуры в туманностях (см., например, [39-41]) и предложена методика расчета спектров туманностей с учетом таких флуктуаций. В статье [42] отмечено, что существенное влияние на интенсивности линий могут оказывать и вариации электронной концентрации.

В работах [43-45] предложена методика совместного учета влияния малых флуктуаций температуры и плотности газа туманностей на их спектры. В указанных работах показано, что энергию, излучаемую неоднородной туманностью в какой-либо линии, можно представить как энергию, излучаемую в данной линии однородной туманностью со средними для всей туманности значениями  $\overline{T_e}$  и  $\overline{n_e}$ , умноженную на поправочный множитель, зависящий от амплитуды флуктуаций температуры и электронной концентрации.

Применимость данного приближения ограничивается предположением о малости амплитуды флуктуаций  $T_e$  и  $n_e$ . Результаты вычислений, представленных в работах [43,44], показали, что эта малость может трактоваться очень широко. Даже при отклонениях от средней температуры и концентрации в туманностях, равных  $\pm 25\%$ , отличия полных энергий, излучаемых в линиях видимой и УФ областей спектра, вычисленных при предположении о малости амплитуды флуктуаций электронной температуры и концентрации и при

точном интегрировании переменного коэффициента излучения по всему объему туманности, в большинстве случаев не превышают 3-5%.

Полная амплитуда вариаций температуры в туманности складывается из крупномасштабных, связанных с относительно медленным уменьшением средней температуры с возрастанием расстояния от центральной звезды (характерные размеры, сравнимые с размерами самой туманности), и мелкомасштабных, с размерами, значительно меньшими размера туманности. Согласно расчетам [46], амплитуды крупномасштабных вариаций малы. В то же время для согласования наблюдаемых и теоретических интенсивностей линий спектров туманностей во многих случаях необходимо использовать большие значения амплитуды вариаций  $T_e$ . Таким образом, основной вклад в амплитуду вариаций температуры в туманностях вносят мелко-масштабные вариации (флуктуации).

Интенсивности линий, возбуждаемых электронным ударом, очень сильно зависят от амплитуды флуктуаций  $T_e$ , интенсивности же рекомбинационных линий малочувствительны к таким флуктуациям. При наличии флуктуаций  $T_e$  с амплитудой  $\pm 10\%$  от среднего значения температуры интенсивность линии CIII]  $\lambda 1907$  может увеличиться в 1.5-2 раза по сравнению с интенсивностью этой линии в спектре с однородной по температуре плазмы, тогда как интенсивности чисто рекомбинационных линий H $\beta$  и СП  $\lambda 4267$  остаются практически неизменными [44].

Методика диагностики плазмы с флуктуациями как температуры, так и концентрации атомов проанализирована в работе [44]. Для нахождения оптимальных значений параметров используется принцип максимального правдоподобия [47]. При этом учитывается существенно разная точность измерения интенсивностей различных линий в спектрах газовых туманностей [48,49]. Интенсивности  $I_\lambda$  сильных (сравнимых по интенсивности с линией H $\beta$ ) линий измеряются значительно точнее, чем интенсивности слабых ( $I_\lambda/I(\text{H}\beta) \leq 1$ ) линий. Если ошибка измерения интенсивностей сильных линий не превышает 5% [50], то ошибка в измерении интенсивностей слабых линий может достигать 30-50% и более. При определении небулярных параметров это обстоятельство обычно не принимается во внимание.

Предложенная в работах [43,44] методика диагностики неоднородной плазмы позволила добиться очень хорошего описания спектров туманностей. Разности наблюдаемых и модельных интенсивностей линий не превосходят 5-10%. Кроме того, она позволяет найти глобальные характеристики всей туманности, а не относящиеся к какому-либо конкретному иону, как это имеет место в элементарных методах диагностики. В недавней работе [51] описано использование данной методики при расчете ионизационных моделей туманностей.

Если же отклонения температуры и плотности от их средних значений нельзя полагать малыми, то необходимо рассматривать реальные распределения

дифференциальной меры эмиссии по объему плазмы. В этом случае набор параметров, описывающих состояние плазмы, необходимо дополнить параметрами, описывающими распределение дифференциальной меры эмиссии. Подобный подход к задаче диагностики неоднородной плазмы описан в работе [52].

#### 4.4. Диагностика плазмы туманностей и проблема углерода.

Несмотря на долгие годы работы и достигнутое в итоге понимание основных процессов образования спектров туманностей, до сих пор остались нерешенные проблемы. К самым долгоживущим из них относится так называемая *проблема углерода*. Суть ее заключается в том, что при определении содержаний углерода по интенсивностям рекомбинационных линий (*рекомбинационные содержания*), для определения которых используется, главным образом, чисто рекомбинационная линия СII  $\lambda 4267$ , получаются величины, иногда на порядок и более превосходящие содержания, определяемые при использовании интенсивностей линий, возбуждаемых электронным ударом [49] (*столкновительные содержания*). При дальнейшем исследовании оказалось, что проблема углерода является в не меньшей степени также проблемой азота и кислорода, так как и для этих элементов сохраняется указанное выше соотношение между содержаниями, получаемыми по рекомбинационным и столкновительным линиям [53].

Начиная с [39], причину существенного различия рекомбинационных и столкновительных содержаний видели в существовании температурных флуктуаций. В работе [49] указано, что интенсивности слабых рекомбинационных линий могут быть переоценены. В пользу этого предположения свидетельствует выполненное в [48] моделирование процесса измерения интенсивностей слабых линий. Отметим, что с проблемой завышения измеряемых интенсивностей слабых линий исследователи планетарных туманностей сталкивались неоднократно [20].

В [43] предложено решение проблемы углерода как результата совокупного влияния двух эффектов. Первый из них - влияние флуктуаций электронной температуры, что приводит к увеличению интенсивностей столкновительных линий и, соответственно, к уменьшению определяемого по этим линиям содержания углерода по сравнению со случаем модели туманности без флуктуаций электронной температуры. Второй эффект - завышение интенсивностей слабых рекомбинационных линий, что приводит к завышению рекомбинационных содержаний.

Предполагалось, что повышение точности измерений интенсивностей рекомбинационных линий позволит окончательно решить проблему углерода. К сожалению, эти надежды не оправдались. Точность измерения интенсивностей линий увеличилась на 1-2 порядка, но расхождения между рекомбинационными и столкновительными содержаниями остались, что отмечено в [38]. В этой же работе в качестве решения проблемы предложено существование

в туманностях малых конденсаций (размером  $\approx 1000$  а.е.) с дефицитом водорода и с повышенным содержанием CNO и более тяжелых элементов. Такие конденсации считаются главным источником излучения в рекомбинационных линиях. Отметим, однако, что согласно оценкам [53] степень ионизации CNO элементов в таких конденсациях может оказаться слишком мала для формирования заметного излучения в рекомбинационных линиях.

5. *Заключение.* Наш краткий обзор показал, что идеи В.А.Амбарцумяна о возможности определения параметров разреженной плазмы по интенсивностям линий упали на благодатную почву. Методы диагностики разреженной плазмы, которые родились изначально из анализа спектров газовых туманностей, выросли в обширный раздел физики плазмы, в том числе астрофизической, и используются едва ли не в половине работ, посвященных анализу спектров широкого класса астрофизических объектов, от звезд и межзвездной среды до межгалактического газа.

Астрономический институт им. В.В.Соболева  
Санкт-Петербургского государственного университета,  
Россия, e-mail: afk@astro.spbu.ru

## DIAGNOSTICS OF PLANETARY NEBULAE PLASMA

A.F.KHOLTYGIN

Starting with the pioneering Ambartsumian's papers, the problems of diagnostics of low density plasma of planetary nebulae are reviewed. We discuss both the early papers of Ambartsumian and the papers developing the methods of plasma diagnostics based on Ambartsumian's ideas. The diagnostics methods for both homogeneous and inhomogeneous nebular plasma are described.

Key words: *planetary nebulae:interstellar medium:plasma diagnostics*

## ЛИТЕРАТУРА

1. I.S.Bowen, *Astrophys. J.*, 67, 1, 1928.
2. H.Zanstra, *Publ. Dom. Astroph. Obs.*, 4, 209, 1931.
3. V.Ambarzumian, *Цирк. Пулк. обс.*, №6, 10, 1933.

4. В.А.Амбарцумян, Научные труды, том 1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
5. *V.Ambarzumian*, Цирк. Пулк. Обс., №4, 1932.
6. *V.Ambarzumian*, Nature, 129, 725, 1932.
7. *V.Ambarzumian*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 93, 50, 1932.
8. В.А.Амбарцумян, Уч. Зап. ЛГУ, №31, 5, 1939.
9. В.В.Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд. ЛГУ, Л., 1947.
10. *V.Ambarzumian*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 95, 469, 1935.
11. *V.Ambarzumian*, Zeit. für Astroph., 6, 107, 1933.
12. В.А.Амбарцумян, Теоретическая астрофизика, ГОНТИ, Л.-М., 1939.
13. В.А.Амбарцумян, Э.Р.Мустель, А.Б.Северный, В.В.Соболев, Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, М., 1952.
14. В.В.Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
15. История Астрономии в России и СССР, под ред. В.В.Соболева, Янус-К, М., 1999.
16. *M.Hebb, D.Menzel*, Astrophys. J., 92, 408, 1940.
17. В.В.Головатый, А.А.Сапар, Т.Х.Феклистова, А.Ф.Холтыгин, Атомные данные для спектроскопии разреженной астрофизической плазмы. Газовые туманности, Валгус, Таллинн, 1991.
18. Д.Мензел, Д.Бэкер, Л.Аллер, Д.Шортли, М.Хэбб, Л.Гольдберг, Физические процессы в газовых туманностях, Изд. Иностр. Лит., М., 1948.
19. *L.H.Aller*, Gaseous Nebulae, Chapman & Hall, London, 1956.
20. *L.H.Aller, У.Лиллер*, Планетарные туманности, Мир, М., 1972.
21. *С.Потташ*, Планетарные туманности, Мир, М., 1987.
22. *S.Kwock*, The Origin and Evolution of Planetary Nebulae, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000.
23. *D.E.Osterbrock*, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei, Univ. Sci.Books, Univ. Minnesota, 1989.
24. *D.E.Osterbrock, G.J.Ferland*, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei, 2nd. ed., University Science Books, Sausalito, CA, 2006.
25. *M.Taylor, J.M.Vilchez*, arXiv:0709.3473v3, 2008.
26. З.Б.Рудзикас, А.А.Никитин, А.Ф.Холтыгин, Теоретическая атомная спектроскопия. Изд. ЛГУ, Л., 1990.
27. К.В.Бычков, А.Ф.Холтыгин, Элементарные процессы в астрофизической плазме, М., 2007.
28. *M.Kafatos, J.P.Lynch*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 42, 611, 1980.
29. *M.J.Seaton*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 114, 154, 1954.
30. *J.B.Kaler*, Astrophys. J., 160, 887, 1970.
31. *J.B.Kaler*, Astrophys. J., 308, 322, 1970.
32. *M.J.Seaton, D.E.Osterbrock*, Astrophys. J., 125, 665, 1956.
33. *L.Stangellini, J.B.Kaler*, Astrophys. J., 343, 811, 1989.
34. *G.X.Chen, A.K.Pradhan*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 147, 111, 2000.
35. *F.L.Crawford, F.P.Keenan, K.M.Aggarwal et al.*, Astron. Astrophys., 362, 730, 2000.
36. *P.L.Dufton*, Comp. Phys. Comm., 13, 25, 1977.

37. *L.Bianchi, H.Ford, R.Bohlin, F.Paresce, G. de Marchi*, *Astron. Astrophys.*, 301, 537, 1997.
38. *Y.G.Tsamis, J.R.Walsh, D.Pequignot et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 355, 2008.
39. *M.Peimbert*, *Astrophys. J.*, 150, 825, 1967.
40. *M.Peimbert, R.Costero*, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 3, 1969.
41. *R.H.Rubin*, *Astrophys. J.*, 155, 841, 1969.
42. *R.H.Rubin*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 69, 897, 1989.
43. *A.F.Kholtygin*, *Astron. Astrophys.*, 329, 691, 1998.
44. *А.Ф.Холтыгин*, *Астрофизика*, 43, 627, 2000.
45. *A.F.Kholtygin, J.C.Brown, J.P.Cassinelli et al.*, *Astron. Astrophys. Trans.*, 22, 499, 2003.
46. *R.Gruenwald, S.M.Viegas*, *Astron. Astrophys.*, 303, 535, 1995.
47. *З.Брандт*, *Статистические методы анализа наблюдений*, Мир, М., 1975.
48. *C.Rola, D.Pelat*, *Astron. Astrophys.*, 287, 677, 1994.
49. *C.Rola, G.Stasinska*, *Astron. Astrophys.*, 282, 199, 1994.
50. *W.A.Feibelman, S.Hyung, L.H.Aller*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 278, 625, 1996.
51. *M.Taylor, J.M.Vilchez*, arXiv:0711.1474v1, 2008.
52. *P.G.Judge, V.Hubeny, J.C.Brown*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 475, 275, 1997.
53. *А.Ф.Холтыгин, Т.Х.Феклистова*, *Астрон. ж.*, 69, 960, 1992.

AN ATTEMPT TO TEST THE AMBARTSUMIAN'S  
IDEA OF GALAXY ORIGIN I.  
GALAXY CLUSTERS' SHAPEMONIKA BIERNACKA<sup>1</sup>, PIOTR FLIN<sup>1</sup>, H.A.HARUTYUNYAN<sup>2</sup>

Received 28 February 2008

Accepted 9 April 2008

We discuss the shape of 377 rich Abell clusters obtained through the application of FOCAS package to DSS. The covariance ellipse method is used for description of the clusters shape. We discuss the problem for two samples. The first one contains all galaxies in the considered magnitude range  $m_1, m_1 + 3$ . The second sample contains only 20 brightest galaxies. The Kolmogorov-Smirnov test is applied to show that these samples are taken from different populations. Such difference can be resulted due to different epoch origin of brighter and fainter galaxies in clusters, in accordance with Ambartsumian idea of galaxy formation through violent energetic phenomena in the nuclei of galaxies.

**Key words:** *galaxies:structure: properties:origin*

1. *Introduction.* In modern cosmology there are several theories, called scenarios of the large scale structures origin. The main difference among them is the mass of primeval proto-galaxy and the sequence of structure origin. In some scenarios it is assumed that very massive objects due to fragmentation gave rise to galaxy clusters, which are regarded as the greatest gravitationally bound systems. These are top-down scenarios. Fragmentation of primordial proto-structures due to anisotropic collapse giving the rise of shock waves producing after that flat structure, called pancake. In this Zeldovich [1-3] picture fragmentation of pancake produce galaxy structures.

In the hierarchical model (called also gravitational clustering model) smaller clusters are suggested to form larger ones due to aggregations [4]. This is bottom-up scenario of galaxy origin. In the frame of classic models also turbulence theory was considered, when the structures are formed from fragmentation of the primordial eddy [5].

None of these scenarios of galaxy structure origin describe correctly all properties of galaxy clusters. There are some other models of galaxy structures origin.

Some authors claimed that radio loud quasars were associated with active galaxies [6,7]. Series of evidences that these QSOs have been ejected from very energetic nuclei of galaxies were presented [8]. The proposed evolutionary scheme suggests that initially massive particles are generated which transform

into quasars and later on companion galaxies [9-11]. The physical association of low redshift galaxies with high redshift quasars via filaments, for example, is regarded as one of the main argument in favour of this hypothesis. Moreover, the systematic differences of redshifts among companion galaxies [9] as well as quasar redshifts periodicity [12,13] also support this point of view [10]. Similar conclusions are made up analyzing distribution properties and apparent magnitudes of QSOs extracted from areas of rich clusters of galaxies [14].

The theoretical explanation of these processes was proposed too, involving the variability of particle mass [15]. The newly created matter is in the form of massive particle with mass increasing with time. This matter in the form of energy moves from the place of origin with a very high speed sometimes comparable to that of light. The mass of particle increases with time, diminishing gradually the speed. The process of matter ejection is quite similar to that proposed by Ambartsumian [16].

Ambartsumian was the first to point out the role of activity of galaxy nuclei [16,17]. He asserted that neither the structure of these objects, nor the physical processes occurring inside them are known. Therefore he preferred to point out that we observe only the external manifestation of unknown physical processes occurring inside these massive, dense objects, which can contain unknown matter. The standard examples of such activity were: the transformation of normal galaxies into radio galaxies, the ejection of gaseous masses from the nuclei and the existence of quasars.

The observed strong relation between morphology of galaxy clusters and their member galaxies give the foundation of his idea. The unknown matter ejected from a primordial galaxy nuclei lead to formation of galaxy clusters. He wrote that: "since we do not know the mechanism generating the activity of nuclei, we shall consider one after another the nuclear processes, which affect the overall properties and structure of galaxies, at purely empirical level" [18].

Therefore, we discuss the properties of the brightest 20 galaxies in rich galaxy clusters and compare them with overall properties of galaxies. The paper is devoted to the analysis of cluster shape, considering all member galaxies and the set of 20 brightest objects. The subsequent paper will present the analysis of position angles in these samples. We do not introduce theoretical explanation but present only the observed effects.

The paper is organized in the standard way, section 2 presents the observational data, while the section 3 is devoted to the description of the statistical method used in our investigations. Section 4 presents the result and its discussion.

2. *Observational data.* All the Abell [19] clusters with galactic latitude  $|b| > 40^\circ$  and richness class  $\geq 1$  were selected for analysis. Then, from the 1238 clusters selected we extracted the sample clusters with redshift  $z < 0.2$  [20]. Therefore only 377 Abell clusters have been left to be analysed. This was our

observational basis. Around each cluster an area covering  $2 \times 2$  Mpc ( $h=0.75$ ,  $q_0=0.5$ ) was extracted from DSS [21]. As a result of application of the FOCAS [22] packages to DSS we compiled the catalogues of galaxies to be analyzed, considering objects within the magnitude range  $m_3, m_3 + 3$  in the studied area, where  $m_3$  is the magnitude of the third brightest galaxy.

Afterwards, the automatically obtained catalogues were visually corrected to reduce the classification error caused by emulsion uncertainties and misclassification of diffraction images. Each catalogue contains information on the right ascension, declination of galaxies, coordinates  $x$  and  $y$  on the photographic plate, instrumental magnitude  $m$ , area of object, galaxy ellipticity and position angle of the major axis of the galaxy image. The equatorial coordinates of galaxies for the epoch 2000 have been computed from the rectangular coordinates of DSS scans [21].

At the same time in each galaxy cluster 20 brightest objects have been selected. We repeated the whole analysis of these subsamples. In such manner we have two subsamples, the first one containing all galaxies, denoted as A, and the second one with brightest galaxies denoted as B.

**3. Method of analysis.** The method used for ellipticity and position angle determination was covariance ellipse method described in Carter & Metcalfe [23]. The contour of an ellipse in two dimensional distribution of points is determined from the first five moments of the observed distribution:

$$M_{10} = \frac{1}{N} \sum_i x_i, \quad (1)$$

$$M_{01} = \frac{1}{N} \sum_i y_i, \quad (2)$$

$$M_{20} = \frac{1}{N} \sum_i x_i^2 - \left( \frac{1}{N} \sum_i x_i \right)^2, \quad (3)$$

$$M_{02} = \frac{1}{N} \sum_i y_i^2 - \left( \frac{1}{N} \sum_i y_i \right)^2, \quad (4)$$

$$M_{11} = \frac{1}{N} \sum_i x_i y_i - \frac{1}{N^2} \sum_i x_i \sum_i y_i, \quad (5)$$

where  $x_i$  and  $y_i$  denote the coordinates of  $i$ -th galaxy. The centroid of the contour is:  $x_0 = M_{10}$ ,  $y_0 = M_{01}$ , this is the mean of galaxy coordinates. The semi-principal axes are the solution  $\lambda_u$  and  $\lambda_v$  of the quadratic equation:

$$\left( M_{20} - \lambda^2 \right) \left( M_{02} - \lambda^2 \right) - M_{11}^2 = 0 \quad (6)$$

- the eigenvalues of the matrix of moments of the distribution.

The cluster ellipticity is given by:

$$e = 1 - \sqrt{\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}}, \quad (7)$$

where

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{(M_{20} - M_{02})^2 + 4M_{11}^2}}{M_{20} + M_{02}} \quad (8)$$

The position angle of the major axis is defined as:

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2M_{11}}{M_{20} - M_{02}} \quad (9)$$

We fitted ellipse to individual galaxy cluster contained galaxies within magnitude range from  $m_i$  to  $m_i + 3$ . The analysis were done to the whole sample of 377 ACO clusters. Because the structure of ellipticity changes with distance from the cluster centre we calculate its value in circular rings having radii from 0.5 Mpc to 2 Mpc with the step of 0.25 Mpc. In the present investigation the points with mean coordinates of galaxies  $x_0, y_0$  for each cluster were accepted as centre.

The same procedure was repeated for clusters' subsamples consisted of the 20 brightest galaxies. In order to compare with the corresponding "complete" sample (compiled for the case A) in each B sample the value of the greatest distance of a galaxy from the cluster centre has been determined and this value was used as a radius of a circle, inside which ellipticity has been calculated.

The similarity of the ellipticity distributions for samples A and B was checked applying Kolmogorov-Smirnov test.

**4. Results and discussions.** The maximal distances of galaxies from the cluster center in the samples B belong to the interval between 0.5 Mpc and 1.5 Mpc. Therefore, also in the case of samples A this distance range was considered. We distinguished four distance ranges, namely: 0.5 Mpc - 0.75 Mpc, 0.75 Mpc - 1.0 Mpc, 1.0 Mpc - 1.25 Mpc and 1.25 Mpc - 1.5 Mpc. The histograms presenting the number ellipticity relation for these samples are presented on the Fig.1 while Fig.2 presents this relation in the case of samples B.

We checked, using Kolmogorov-Smirnow test, if these distributions are extracted from the same population. At the significance level  $\alpha=0.01$  the critical value of the Kolmogorov-Smirnov test is  $\lambda_{\alpha}=1.627$ . Table 1 presents the obtained  $\lambda$  values for independent comparisons of samples A and B in the case of four investigated distance ranges.

Comparing relevant histograms, as given in Fig.1 and Fig.2, it is easy to note that these distributions are different. The values of  $\lambda$  statistics confirm these observations. The statistical analysis shows that the distribution of all galaxies in the galaxy clusters is different from the distribution of brighter ones. The distribution of brighter objects is clearly more elongated than the distribution of all galaxies in the same regions. Undoubtedly the physical ground of this difference should be searched in the cluster formation mechanisms.

The fact that the distribution of 20 brighter galaxies in Abell clusters did

not come from the same population as distribution of all galaxies in the considered area is surprising and it cannot be easily explained in the framework

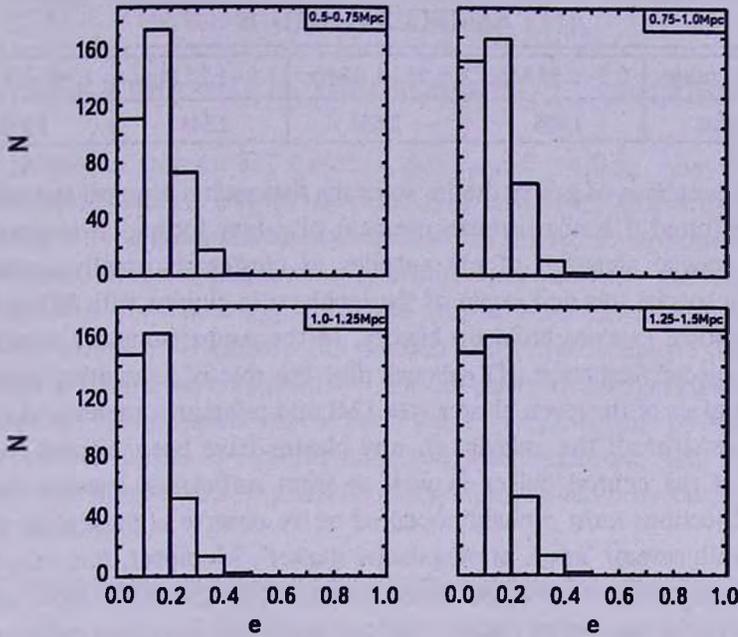


Fig.1. Ellipticity distribution of 377 ACO clusters at different distances from the cluster centre for galaxies in the sample A.

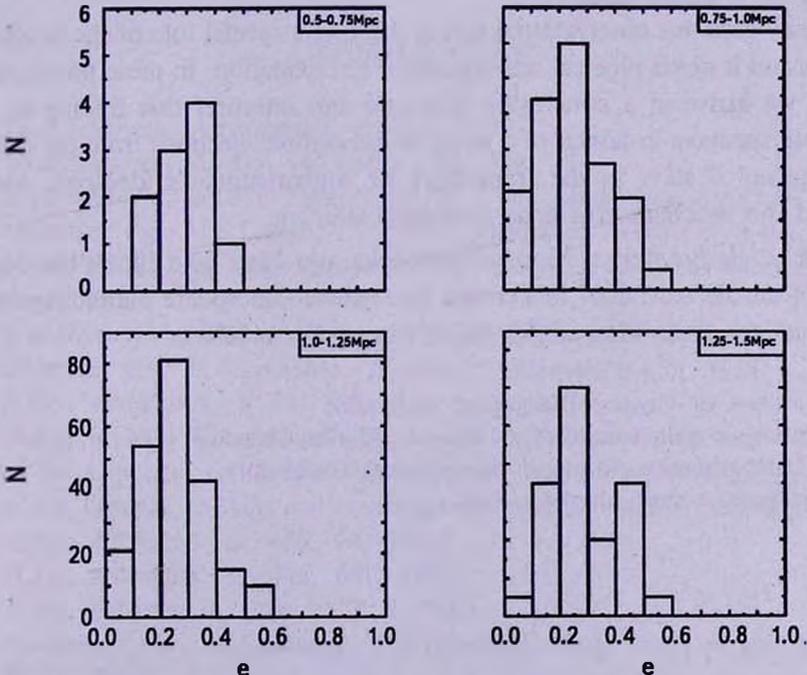


Fig.2. Ellipticity distribution of 377 ACO clusters at different distances from the cluster centre for galaxies in the sample B.

Table 1

THE VALUES OF  $\lambda$  STATISTICS FOR THE COMPARISON OF  
SAMPLES A AND B

distance range	0.5 - 0.75 Mpc	0.75 - 1.0 Mpc	1.0 - 1.25 Mpc	1.25 - 1.5 Mpc
$\lambda$ value	1.405	2.556	3.544	1.977

of classic scenarios of galaxy origin. It seems that such a physical interpretation might be found if Ambartsumian concept of galaxy formation is considered.

The special situation of cD galaxies in clusters is usually regarded as showing a special role and origin of these objects in clusters with different from other elliptical galaxies build up history. In the Ambartsumian's paradigm of cosmic objects' formation cD galaxies play the role of generators originating all the galaxies of the given cluster (see [24] and references therein). According to this scenario all the galaxies in any cluster have been ejected from the nucleus of the central object as well as from sufficiently massive daughter objects. Ejections most probably occurred as we observe at present in the case of M87 with several "knots of pregalactic matter". Moreover, one may suggest from physical viewpoint that first ejections statistically should be more powerful and could originate rather massive and consequently luminous galaxies. Thus we can conclude that among the first members of galaxy clusters should be formed the brightest ones.

In any case this observational fact is showing a special role of the brightest galaxies and it needs physical self-consistent interpretation. In these preliminary studies we arrive at a conclusion that one can interpret this finding as an argument speaking in favour of a series of anisotropic ejections from the initial proto-galaxy if stays in the framework of Ambartsumian's ideology. More detailed this mechanism will be described later on.

*Acknowledgements.* Monika Biernacka and Piotr Flin thank the organizers of the JENAM 2007 in Yerevan for creative atmosphere permitting them to discuss the basic idea of this paper during the meeting.

<sup>1</sup> Institute of Physics, Pedagogical University,  
Poland, e-mail: bmonika@pu.kielce.pl, sfflin@cyf-kr.edu.pl

<sup>2</sup> V.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,  
Armenia, e-mail: hhayk@bao.sci.am

# ПОПЫТКА ПРОВЕРКИ ИДЕИ АМБАРЦУМЯНА О ПРОИСХОЖДЕНИИ ГАЛАКТИК. I. ФОРМА СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

МОНИКА БИЕРНАКА<sup>1</sup>, ПИОТР ФЛИН<sup>1</sup>, Г.А.АРУТЮНЯН<sup>2</sup>

Обсуждаются формы 377 богатых скоплений Эйбела, полученных с применением пакета FOCAS на DSS. Для описания форм скоплений использован метод ковариантных эллипсов. Проблема рассматривается для двух выборок. Первая выборка состоит из всех галактик со звездными величинами из интервала  $m_3, m_3 + 3$ . Во вторую выборку вошли двадцать ярчайших галактик каждого из скоплений. Применение критерия Колмогорова-Смирнова показало, что данные выборки принадлежат разным населением. Такое различие может быть результатом разных эпох происхождения ярких и слабых галактик в скоплениях, что, согласно Амбарцумяну, происходит вследствие интенсивных энергетических явлений в ядрах галактик.

Ключевые слова: *галактики:структура:особенности:происхождение*

## REFERENCES

1. *Ya.B.Zeldovich*, *Astrophysics*, 6, 164, 1970.
2. *Ya.B.Zeldovich*, *Astron. Astrophys.*, 20, 189, 1972.
3. *Ya.B.Zeldovich*, in: *IAU Symposium 79 - The Large Scale Structure of the Universe*, eds. M.S.Longair, J.Einasto, D.Reidel, Dordrecht p.409, 1978.
4. *P.J.E.Peebles*, *The Large Scale Structure of the Universe*, Princeton University Press, 1980.
5. *L.M.Ozernoy*, in *IAU Symposium 79 - The Large Scale Structure of the Universe*, eds. M.S.Longair, J.Einasto, Dordrecht, p.427, 1978.
6. *H.Arp*, *Astrofizica*, 4, 59, 1968.
7. *H.Arp*, in *IAU Symposium 183 - Cosmological parameters and evolution of the Universe*, ed. K.Sato, Kluwer, 1999; см. также astro-ph /9712164.
8. *H.Arp*, *Quasars, redshifts and controversies*. Interstellar Media, Berkeley, 1987.
9. *H.Arp*, *Astrophys. J.*, 430, 74, 1994.
10. *H.Arp*, *Astrophys. J.*, 496, 661, 1998.
11. *H.Arp*, *Progress in Physics*, 3, 3, 2005.
12. *K.Bajan, P.Flin, W.Godlowski, V.N.Pervushin*, *Phys. Particles and Nuclei*, 35, 1, 2004.
13. *K.Bajan, P.Flin*, *Concepts of Physics*, 4, 159, 2007.

14. *H.A.Harutyunian, E.H.Nikogossyan*, *Astrofizica*, **43**, 531, 2000.
15. *V.J.Narlikar, H.Arp*, *Astrophys. J.*, **405**, 51, 1993.
16. *V.A.Ambartsumian*, *La structure et l'évolution de l'univers*, 11<sup>th</sup> Solvay Conference Report, Ed. Stoops, p.241, 1958.
17. *V.A.Ambartsumian*, *IAU Symposium No 29 - Non-stable phenomena in galaxies*, Publ House of Acad. Sci. Armenia, Yerevan, p.11, 1968.
18. *V.A.Ambartsumian*, *Stars and Galaxies from observational point of view*, Proc. 3<sup>rd</sup> European Astr. Meeting, Publ. Mecniereba, Tbilisi, p.91, 1976.
19. *G.Abell, H.Corwin, R.Olowin*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **70**, 1, 1989.
20. *F.S.Struble, H.J.Rood*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **77**, 363, 1991.
21. *The Digitized Sky Survey*, Space Telescope Science Institute, Association of Universities for Research in Astronomy Inc., 1993, 1994.
22. *J.F.Jarvis, J.A.Tyson*, *Astron. J.*, **86**, 476, 1981.
23. *D.Carter, N.Metcalf*, *Mon. Notice. Roy. Astron. Soc.*, **191**, 325, 1980.
24. *H.A.Harutyunian*, *Astrofizica*, **51**, 173, 2008.

## КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ПО ДАНЫМ КАТАЛОГА SDSS DR5 LRG

Н.Л.ВАСИЛЬЕВ

Поступила 18 января 2008

Принята к печати 9 апреля 2008

Проведена оценка корреляционных свойств крупномасштабной структуры распределения красных галактик высокой светимости (Luminous Red Galaxies) по данным пятого выпуска (Data Release Five) обзора Sloan Digital Sky Survey. Описание корреляций на малых масштабах проводится методом распределения расстояний до ближайшей соседней галактики  $\alpha(r)$ . Метод условной концентрации  $\Gamma(r)$  показывает наличие степенной корреляции с показателем степени  $\gamma = 1.0 \pm 0.1$  в диапазоне масштабов [1,30] Мпк/h пространства красных смещений. Для больших масштабов [30,200] Мпк/h наблюдается переход от степенного закона к плоскому участку. Однако наличие плоского участка в оценке условной концентрации является только необходимым, но не достаточным условием обнаружения однородности исследуемой выборки. В частности плоский участок может быть вызван присутствием сверхбольших структур (таких как обнаруженные в новейшем сверхглубоком обзоре COSMOS), приводящих к систематическому сдвигу оценки условной плотности. Дополнительно для масштабов [1,200] Мпк/h обсуждается поведение редуцированной двухточечной корреляционной функции  $\xi(r)$ . Для малых масштабов, где  $\xi(r) \gg 1$ , наклоны редуцированной корреляционной функции и условной концентрации совпадают.

Ключевые слова: *Вселенная: крупномасштабная структура: обзор SDSS: корреляционный анализ: фракталы*

1. *Введение.* Проблема количественного описания крупномасштабной структуры (кластеризации) распределения галактик в последние годы широко обсуждалась, особенно в связи с появлением новых трехмерных обзоров галактик: Two degree Field Galaxy Redshift Survey (2dFGRS) [1] и Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [2]. Появление этих новых наблюдательных данных отражает значительный прогресс в наших знаниях о локальной Вселенной; например, количество измеренных красных смещений выросло в десятки раз по сравнению с предыдущими обзорами, выполненными в последние два десятилетия. Кроме того, точное измерение красных смещений и многополосная фотометрия позволяют достоверно оценить многие важные параметры и эффекты (например,  $K$ -поправки), которые были лишь приблизительно известны вплоть до нескольких последних лет. Стоит, однако, заметить, что для некоторых видов анализа, таких, в том числе, как обсуждаемые здесь, наличие большого непрерывного телесного угла обзора является крайне важным. Это требование можно считать лишь

частично выполненным для данных доступных к настоящему моменту, но ожидается, что, например, финальная версия обзора SDSS предоставит данные на достаточно большой непрерывной области небесной сферы уже в ближайшем будущем (2009г.).

При проведении исследования крупномасштабной структуры Вселенной методологические проблемы являются ключевыми для получения истинных количественных характеристик пространственного распределения галактик. Основной проблемой является то, что получаемые из наблюдений оценки статистических величин могут быть искажены различными эффектами, обусловленными как систематическими ошибками используемых статистических методов, так и ограниченностью объемов исследуемых выборок (см. анализ искажающих факторов в работах [3-5]). В последних публикациях, посвященных проблеме анализа крупномасштабной структуры, рассматриваются два метода анализа двухточечных корреляций: двухточечная корреляционная функция  $\xi(r)$  и методы условной концентрации  $\Gamma(r)$  и  $\Gamma^*(r)$ . Подробное описание истории и примеров использования методов корреляционного анализа для исследования различных выборок галактик приведено в работе [5].

Данная работа посвящена корреляционному анализу выборки ярких красных галактик (Luminous Red Galaxies, LRG) каталога SDSS и является продолжением изучения распределений галактик, представленного в работах [6] и [7]. Анализу корреляционных свойств выборки LRG каталога SDSS посвящены такие ранее опубликованные работы, как, например, [8] и [9]. Отличия данной работы от вышеперечисленных заключаются в том, что исследуется более новый каталог Data Release Five, а также приводятся и сравниваются результаты методов условной концентрации и двухточечной корреляционной функции. Кроме того, в данной работе обсуждается вопрос о необходимых и достаточных условиях обнаружения масштаба перехода к однородности в распределении галактик во Вселенной.

Описание структуры данной работы приведено ниже. В первую очередь в разделе 2 описывается построение полных по объему подвыборок, для которых далее выполняется количественный анализ крупномасштабной структуры. В разделе 3 проводится исследование корреляций на малых масштабах с использованием статистики распределения расстояний до ближайшей соседней галактики. Далее в разделах 4 и 5 применяются методы условной концентрации и двухточечной корреляционной функции, соответственно, приводится обсуждение полученных результатов. Наконец, в разделе 6 подводятся итоги, делаются выводы и даются планы для дальнейшей работы.

2. *Полные по объему подвыборки.* Обзор SDSS (<http://www.sdss.org>) в настоящее время является крупнейшим спектроскопическим обзором внегалактических объектов и одной из наиболее амбициозных наблюдательных программ, когда-либо выполнявшихся как в истории внегалактических

наблюдений, так и наблюдательной астрономии в целом. Финальный каталог SDSS обзора (декабрь 2008г.) будет включать более одного миллиона измеренных красных смещений, представляя максимально полную к настоящему времени карту локальной Вселенной глубиной до нескольких сотен Мпк/г (а также информацию о трехмерном распределении некоторых видов более далеких объектов, таких как квазары).

В данной работе рассматривается последний публично доступный на момент подготовки работы выпуск каталога SDSS, Data Release Five (DR5), который представлен в глобальной сети по адресу <http://www.sdss.org/dr5> [10] и содержит информацию о красных смещениях для 675 тысяч галактик и 90 тысяч квазаров. Область небесной сферы, на которой проведен спектроскопический обзор и измерены красные смещения, составляет 5740 квадратных градусов (большая часть объектов расположена вблизи северного полюса галактической системы координат). Галактики, представленные в обзоре SDSS, разделены на две независимые группы объектов: основная выборка галактик (Main Galaxy Sample, MGS) и яркие красные галактики. В данной работе рассматривается только последний тип объектов, подобный анализ для основной выборки галактик (MGS) был представлен ранее в работе [7].

**2.1. Критерии выбора объектов.** Для построения запроса на выборку нужных объектов из базы данных SDSS DR5 [10] использовались перечисленные ниже критерии. Во-первых, накладывалось ограничение на флаги (поля в базе данных SDSS), указывающие принадлежность объектов к нужной выборке (LRG). Во-вторых, устанавливались ограничения на красные смещения  $0.16 < z < 0.6$  (нижняя граница выбрана согласно [9]; пояснения по особенностям отбора объектов для галактик типа LRG приводятся далее). Кроме того, для красных смещений были приняты ограничения на точность определения: параметр достоверности определения красного смещения имеет значение не менее 0.35, и отсутствуют отметки об ошибках при выполнении измерений. С учетом перечисленных ограничений, общее число отобранных галактик составило 82904.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДУЕМЫХ ОБЛАСТЕЙ (РЕГИОНОВ) НА НЕБЕСНОЙ СФЕРЕ ( $\lambda_{min}$ ,  $\lambda_{max}$ ,  $\eta_{min}$ ,  $\eta_{max}$ ) - ГРАНИЦЫ ОБЛАСТИ НА НЕБЕСНОЙ СФЕРЕ В СОБСТВЕННОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ ОБЗОРА SDSS,  $\Omega$  - ТЕЛЕСНЫЙ УГОЛ ОБЛАСТИ

Подвыборка	$\lambda_{min}$	$\lambda_{max}$	$\eta_{min}$	$\eta_{max}$	$\Omega$
R1VL	-48.0	48.0	7.0	36.0	0.752
R2VL	-54.0	-17.0	-33.5	-16.5	0.153
R3VL	-13.5	43.0	-36.0	-26.5	0.152

Для дальнейшего анализа были выбраны три непересекающиеся прямоугольные области на небесной сфере, обозначаемые далее как R1, R2, R3 (см. рис.1). При этом, границы выбранных областей были заданы в собственной сферической системе координат обзора SDSS ( $\lambda, \eta$ ) и приведены в табл.1.

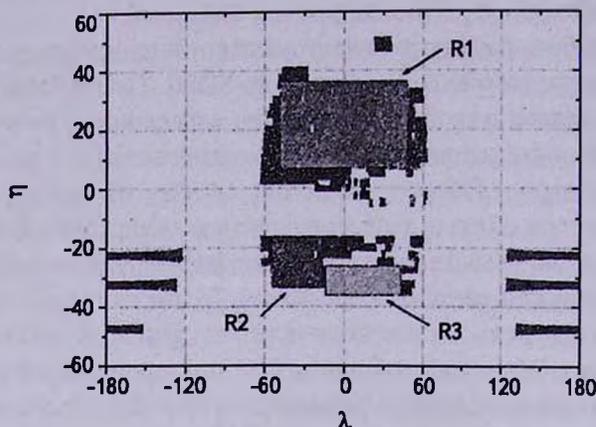


Рис.1. Расположение галактик LRG обзора SDSS на небесной сфере. Границы выбранных для исследования областей R1, R2 и R3 приведены в табл.1.

**2.2. Получение полных по объему подвыборок.** Для построения полных по объему подвыборок необходимо предварительно вычислить метрические расстояния и абсолютные звездные величины исследуемых объектов. Метрические расстояния до галактик могут быть определены по известным красным смещениям как

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \int_{1+z}^1 \frac{dy}{y \cdot (\Omega_M/y + \Omega_\Lambda \cdot y^2)^{1/2}}, \quad (1)$$

где в качестве параметров  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  использовались значения стандартной космологической модели. Согласно общепринятой практике при исследовании крупномасштабной структуры Вселенной, значение постоянной Хаббла принимается равным  $H_0 = 100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . В качестве видимых звездных величин в данной работе использовались петросьяновские звездные величины в фильтре  $g$  (см. описание фотометрии обзора SDSS в [2] и [10]), исправленные за внутригалактическое поглощение. Абсолютная звездная величина в фильтре  $g$  вычисляется как

$$M_g = m_g - 5 \cdot \log_{10} [r(z) \cdot (1+z)] - K_g(z) - 25, \quad (2)$$

где  $K_g(z)$  - значение  $K$ -поправки в данном фильтре. Для определения  $K$ -поправок использовались данные каталога Value Added Galaxy Catalog (VAGC, см. описание в работе [11]). Данный каталог среди прочего содержит данные о  $K$ -поправках, вычисленных индивидуально для каждой галактики, в том числе для галактик типа LRG. Последняя версия каталога VAGC на

момент подготовки работы была доступна только для предыдущего выпуска каталога SDSS, Data Release Four (DR4). Для взаимного сопоставления объектов в каталогах SDSS DR5 и VAGC DR4 использовались следующие критерии:

- расстояние между объектами на небесной сфере не превышает 1' дуги;
- разница между красными смещениями в каталогах не превышает 1%.

В результате для 66948 исследуемых галактик LRG были получены красные смещения из каталога VAGC DR4, для оставшихся же 15956 галактик использовалась приближенная формула (полином), полученная аппроксимацией данных VAGC DR4 для найденных галактик:

$$K_g(z) = -0.45 + 6.88 \cdot z - 4.61 \cdot z^2. \quad (3)$$

В данной работе поправки за эволюцию ( $E$ -поправки) для галактик не вводились, так как в настоящее время не существует окончательной общепринятой модели эволюции галактик. Ожидаемое изменение светимости галактик LRG (эллиптических галактик высокой светимости) сводится к систематическому увеличению с ростом красного смещения ( $E(z) \approx -1$  для  $z = 1$ ), что не должно оказывать существенного влияния на корреляционные свойства выборки.

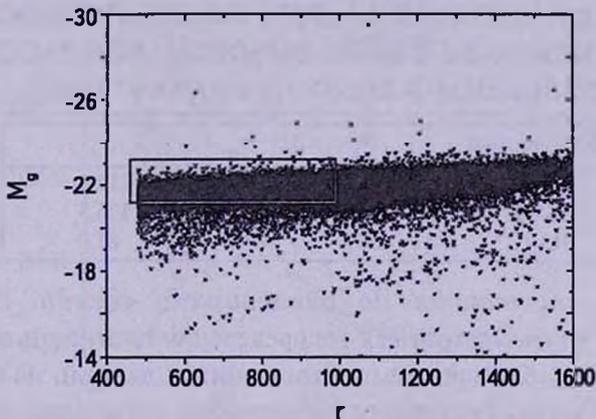


Рис.2. Диаграмма метрических расстояний и абсолютных звездных величин в фильтре  $g$ . Прямоугольником выделена область для исследуемых полных (VL) подвыборок.

Традиционно обзоры красных смещений галактик представляют собой выборки полные до данной видимой звездной величины. Иными словами, гарантируется, что для выбранной области небесной сферы в выборке представлены все объекты в некотором интервале видимых звездных величин  $m_{\min} < m < m_{\max}$ . Однако в отличие от большинства каталогов, таких как SDSS MGS или 2dFGRS, выборка SDSS LRG является псевдополной по объему. Действительно полные по объему выборки гарантируют наличие всех объектов в данном интервале светимостей, таким образом, они не подвержены эффекту радиальной селекции по расстоянию от наблюдателя. В то же время в выборке SDSS LRG объекты в заданном диапазоне светимостей хотя и присутствуют во всем объеме, но их концентрация

систематически уменьшается с увеличением расстояния от наблюдателя, начиная с  $z=0.36$  (см. подробное описание, например, в [9]).

Исходя из описанных свойств каталога SDSS LRG, для получения полных по объему подвыборок были выбраны границы расстояний и светимостей, приведенные в [9]:

$$-23.2 < M_g < -21.2,$$

$$0.16 < z < 0.36,$$

где  $M_g$  - абсолютная звездная величина в фильтре  $g$ . Таким образом, для трех выбранных областей небесной сферы были выделены полные по объему (VL) подвыборки, обозначаемые здесь и далее R1VL, R2VL и R3VL, соответственно. Основные характеристики подвыборок представлены в табл.1 и 2.

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛУЧЕННЫХ ПОЛНЫХ ПО ОБЪЕМУ ПОДВЫБОРОК (VL)  $N_g$  - КОЛИЧЕСТВО ГАЛАКТИК В ПОДВЫБОРКЕ,  $r_{np}$  - ХАРАКТЕРНОЕ РАССТОЯНИЕ МЕЖДУ БЛИЖАЙШИМИ СОСЕДНИМИ ГАЛАКТИКАМИ,  $r_g^m$  - МАКСИМАЛЬНЫЙ РАДИУС СФЕРЫ ПОЛНОСТЬЮ ПОМЕЩАЮЩЕЙСЯ В ОБЪЕМЕ ВЫБОРКИ. ВСЕ РАССТОЯНИЯ ПРИВЕДЕНЫ В Мпк/ $h$  ( $H_0 = 100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ )

Подвыборка	$N_g$	$r_{np}$	$r_g^m$
R1VL	18975	9.3	212.3
R2VL	3961	9.5	136.5
R3VL	3397	10.0	81.0

3. *Метод расстояния до ближайшего соседа.* Рассмотрим величину  $\omega(r)$ , определяемую как распределения плотности вероятности нахождения точки, ближайшей по отношению к данной, на расстоянии  $r$  (величина находится как среднее по ансамблю реализаций дискретного стохастического процесса). Определим величину  $\omega(r)dr$  как вероятность того, что для данной точки ансамбля ближайшая соседняя точка лежит в интервале  $[r, r+dr]$ , т.е.  $N(r)=0$  и  $N(r+dr) > 0$ , где  $N(r)$  - количество точек внутри сферы радиуса  $r$ . Эта величина должна удовлетворять нормировке

$$\int_0^{\infty} \omega(r)dr = 1. \quad (4)$$

В качестве метода оценки для конечных выборок используется выражение

$$\omega_E(r) = N_{nn} / \int_0^{\infty} N_{nn}(r')dr', \quad (5)$$

где  $N_{nn}(r)$  - число точек выборки, для которых ближайшая соседняя точка находится на расстоянии  $r$ .

Распределение плотности вероятности обнаружения ближайшего соседа для пуассоновского распределения со средней плотностью  $\langle n \rangle$  получено в [4]

$$\omega(r) = 4\pi\langle n \rangle r^2 \cdot \exp\left(-\frac{4\pi\langle n \rangle r^3}{3}\right). \quad (6)$$

Для реальных данных наблюдений (современных обзоров галактик) среднее расстояние между ближайшими соседними галактиками меньше, чем для пуассоновского случая, это является прямым свидетельством наличия корреляций на малых масштабах. Точное аналитическое описание поведения  $\omega(r)$  в общем случае распределений с корреляциями, описываемыми степенным законом, неизвестно; приблизительное выражение для случая анизотропного пуассоновского распределения, в котором присутствует радиальный профиль плотности, уменьшающийся как  $n_c(r) \sim r^{-\alpha}$  от центра с показателем степени  $\alpha$  (для  $\alpha > 1.5$  - см. обсуждение в [4]), задается выражением

$$\omega(r) = 4\pi C r^{2-\gamma} \cdot \exp\left(-\frac{4\pi C}{3-\gamma} r^{3-\gamma}\right), \quad (7)$$

где  $\gamma = 3 - 2\alpha$ . Данное выражение, как оказалось, достаточно хорошо подходит для аппроксимации реальных данных наблюдений (см. рис.3).

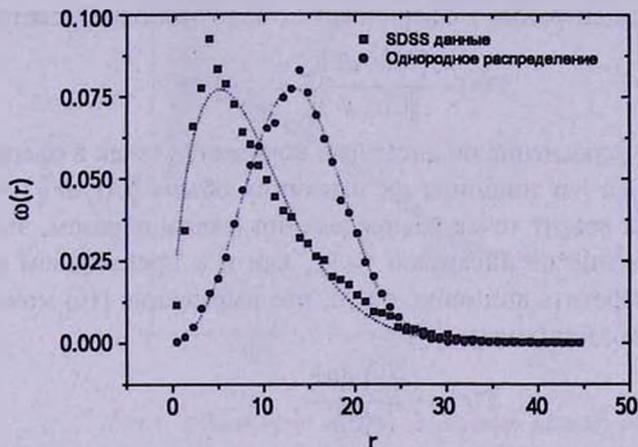


Рис.3. Распределение плотности вероятности расстояния до ближайшего соседа для галактик подвыборки R1VL (квадратики) и для пуассоновского распределения (кружки) с тем же числом точек в том же объеме. Пунктирные линии показывают наилучшие приближения соответственно для анизотропного распределения со степенным профилем плотности (7), со значением  $\gamma = 1.4$ , и для пуассоновского случая (6).

**4. Метод условной концентрации.** В общем случае, для распределения точек со значительными флуктуациями концентрации на некоторых масштабах возможна оценка двухточечных корреляций с методом условной концентрации (см. обсуждение в [4]). Ниже сначала приводится краткий обзор основных свойств данного статистического метода, причем внимание уделено значению эффектов конечного объема и статистическим ошибкам, которые они могут привести в оценки. Далее этот метод применяется к данным VL подвыборок, полученным из каталога SDSS LRG (см.

обсуждение в разделе 2).

Интегральная условная концентрация  $\Gamma^*(r)$  определяется для ансамбля реализаций стохастического дискретного процесса как

$$\Gamma^*(r) = \frac{\langle N(r) \rangle_P}{\|C(r)\|}. \quad (8)$$

Данная величина измеряет среднее количество точек  $\langle N(r) \rangle_P$ , содержащихся в сфере объема  $\|C(r)\| = (4/3)\pi r^3$ , с условием, что центр сферы приходится на одну из точек распределения ( $\langle \dots \rangle_P$  таким образом означает условное усреднение по ансамблю).

Оценка интегральной условной концентрации  $\Gamma_E^*(r)$  в выборке конечного объема (в предположении стационарности процесса) может быть найдена как

$$\Gamma_E^*(r) = \frac{\overline{N(r)}_P}{\|C(r)\|} = \frac{1}{N_c(r)} \sum_{i=1}^{N_c(r)} \frac{N_i(r)}{\|C(r)\|}, \quad (9)$$

где  $N_c(r)$  - количество точек (центров) со сферами, полностью содержащимися в объеме выборки,  $\overline{(\dots)}_P$  означает усреднение по всем точкам выборки.

Условная концентрация в сферических оболочках определяется как

$$\Gamma(r) = \frac{\langle N(r, dr) \rangle_P}{\|C(r, dr)\|}, \quad (10)$$

где  $\langle N(r, dr) \rangle_P$  - усреднение по ансамблю количества точек в сферических оболочках радиуса  $r$  и толщины  $dr$ , имеющих объем  $\|C(r, dr)\| = 4\pi r^2 dr$ , рассматриваемых вокруг точек распределения (таким образом, это также условное усреднение по ансамблю  $\langle \dots \rangle_P$ , как и в предыдущем случае). Следует также обратить внимание на то, что выражение (10) может быть записано как (см., например, [4])

$$\Gamma(r) = \frac{\langle n(r)n(0) \rangle}{\langle n(0) \rangle}, \quad (11)$$

где  $\langle \dots \rangle$  - усреднение по ансамблю (безусловное), а  $n(r)$  - локальная средняя концентрация на расстоянии  $r$  от данной точки.

Для оценки условной концентрации в оболочках в случае конечной выборки может быть использовано следующее усреднение по объему

$$\Gamma_E(r) = \frac{\overline{N(r, \Delta r)}_P}{\|C(r, \Delta r)\|} = \frac{1}{N_c(r+\Delta r)} \sum_{i=1}^{N_c(r+\Delta r)} \frac{N_i(r, \Delta r)}{\|C(r, \Delta r)\|}, \quad (12)$$

где вновь рассматривается только метод оценки по полностью содержащимся в объеме оболочкам, т.е. по  $N_c(r+\Delta r)$  точкам (центрам), сферические оболочки вокруг которых полностью содержатся в объеме выборки;  $\|C(r, \Delta r)\| = (4/3)\pi((r+\Delta r)^3 - r^3)$  - объем сферической оболочки.

Важно отметить, что для любой выборки  $N$ -точек, расположенной в объеме произвольной геометрической формы, только некоторое подмножество

точек  $N_c(r)$  для данного масштаба  $r$  будет удовлетворять следующему: рассматриваемая сфера радиуса  $r$  вокруг данной точки полностью содержится в объеме выборки. При приближении к радиусу максимальной сферы  $r_s^m$ , которая может быть помещена в данную выборку, количество точек, участвующих в усреднении в выражениях (9) и (12), уменьшается. С

Таблица 3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ СТЕПЕНИ  $\gamma$  ДЛЯ ПОЛНЫХ ПОДВЫБОРОК. ПРИВЕДЕНЫ ЗНАЧЕНИЯ ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНОЙ УСЛОВНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ  $\Gamma^*$  И УСЛОВНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ОБОЛОЧКАХ  $\Gamma$

Подвыборка	$r_{min}$	$r_{max}$	$\gamma, \Gamma^*$	$\gamma, \Gamma$
R1VL	0.93	31.5	1.07	0.92
R2VL	0.93	29.8	1.09	0.95
R3VL	0.93	29.8	1.14	1.01

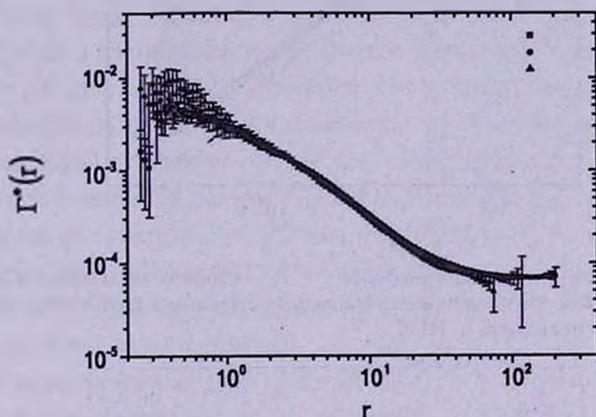


Рис.4. Общий вид  $\Gamma^*(r)$  для полных подвыборок.

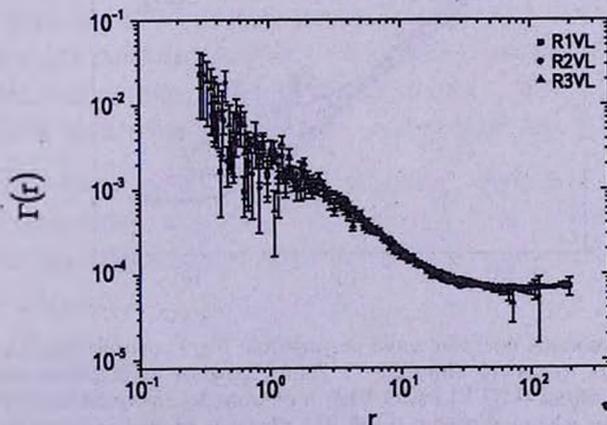


Рис.5. Общий вид  $\Gamma(r)$  для полных подвыборок.

другой стороны, для масштабов меньших характерного среднего расстояния между ближайшими соседними галактиками  $r_{\text{шп}}$  шум дискретности может существенно влиять на оценки корреляционных свойств [4,5]. Параметры  $r_{\text{шп}}$  и  $r_s^{\text{шп}}$  для исследуемых подвыборок приведены в табл.2.

Общий вид функций  $\Gamma^*$  и  $\Gamma$  для исследуемых полных подвыборок показан на рис.4 и рис.5, соответственно. Результаты аппроксимации исследуемых функций степенным законом  $r^{-\gamma}$  на масштабах 1-30 Мпк/н представлены в табл.3. В результате осреднения полученных величин со значениями телесных углов областей  $\Omega$ , взятых в качестве весов, получена оценка среднего показателя степени  $\gamma = 1.0 \pm 0.1$  (приведена стандартная ошибка для одного измерения  $\gamma$ ). На рис.6 отдельно приведена область

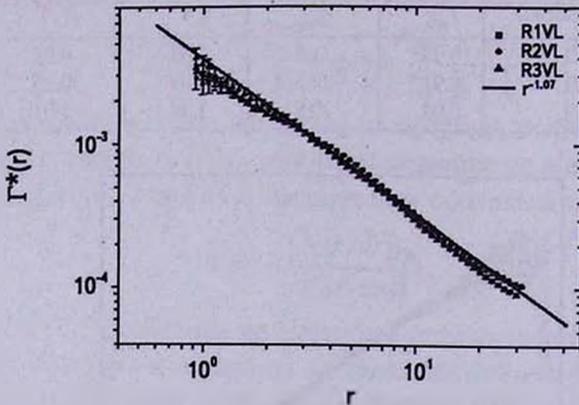


Рис.6. Область масштабов, для которой  $\Gamma^*(r)$  хорошо описывается степенным законом. Прямой линией обозначена аппроксимация степенной функции с показателем степени  $\gamma = 1.07$  для подвыборки R1VL.

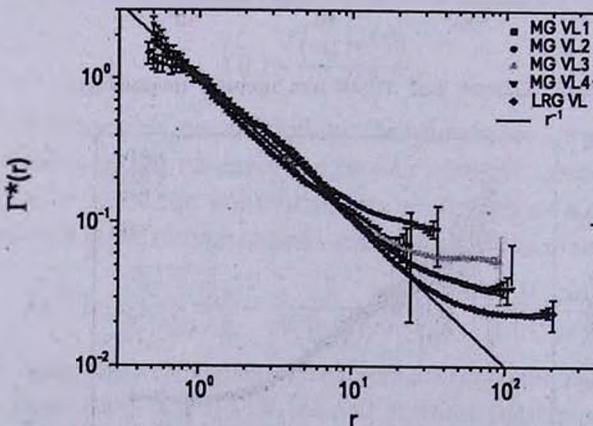


Рис.7. Комбинированное представление результатов  $\Gamma^*(r)$  для области R1, нормированных таким образом, что  $\Gamma^*(1 \text{ Мпк}/h) = 1$ . Даны значения, найденные для галактик выборки DR4 Main Galaxies (MG VL1-MG VL4) в области R1, полученные в [7], а также результаты, полученные в данной работе (LRG VL). Прямой линией обозначена степенная функция  $r^{-1}$ .

масштабов, для которых применима аппроксимация функции  $\Gamma^*$  степенным законом. Данный результат можно рассматривать как соответствующий фрактальной модели распределения галактик (см., например, [4]) с фрактальной размерностью  $D = 2.0 \pm 0.1$  (где  $D = 3 - \gamma$ ). Общеизвестным фактом в современной статистической физике является то, что степенной характер условной плотности свидетельствует о фрактальности рассматриваемого распределения (хотя и не является достаточным условием для доказательства).

Для меньших масштабов характерно преобладание статистических ошибок, вызванных дискретностью выборки, на фоне степенного закона. Некоторое уменьшение наклона функции на масштабах менее 3 Мпк/х может быть объяснено тем фактом, что величина  $r_{\text{min}}$  для исследуемых выборок составляет порядка 10 Мпк/х, т.е. преобладанием флуктуаций на малых масштабах.

На масштабах больших 30 Мпк/х наблюдается плавный переход от степенного закона с показателем  $\gamma$  к плоскому участку, а, начиная с масштабов 70-100 Мпк/х, поведение функций  $\Gamma^*$  и  $\Gamma$  может быть рассмотрено как флуктуации относительно постоянных значений. Последний факт может быть интерпретирован как свидетельство наступления однородности в распределении галактик, начиная с масштабов 70-100 Мпк (при  $H_0 = 100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ ), что было ранее отмечено в [8] и [12]. Вместе с тем, известным фактом [3,4] является то, что статистически значимая оценка условной плотности может быть получена только для масштабов, в несколько раз меньших радиуса максимальной сферы. В частности наличие в исследуемой выборке гигантских структур (в случае, когда плотность возрастает к дальней границе конусной выборки, на которую приходится наибольшие полные сферы) может привести существенные искажения в оценку условной концентрации, создав, таким образом, плоский участок условной концентрации (или отклонения от степенного закона).

Рис.7 показывает возрастание масштаба перехода условной плотности к плоскому участку с увеличением глубины выборки. На рисунке приведены графики функции  $\Gamma^*(r)$  (нормированные таким образом, что  $\Gamma^*(1 \text{ Мпк/х})=1$ ), найденные для галактик выборки DR4 Main Galaxies (MG VL1-MG VL4) в области R1, полученные в [7], также результаты, полученные в данной работе (LRG VL) и степенная функция  $r^{-1}$  в качестве опорного значения.

5. *Двухточечная корреляционная функция.* Редуцированная двухточечная корреляционная функция  $\xi(r)$  стохастического дискретного процесса определяется (см., например, [13]) как

$$\xi(r) = \frac{\langle n(r)n(0) \rangle}{\langle n(0) \rangle^2} - 1 = \frac{\Gamma(r)}{\langle n \rangle} - 1, \quad (13)$$

где  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по ансамблю, а  $\langle n \rangle$  - средняя концентрация ансамбля. Последнее равенство следует из определения условной плотности

согласно выражению (10).

Существует несколько методов оценки (оценочных функций) для  $\xi(r)$ , в качестве ссылок можно порекомендовать работы [14] и [4], в которых приводятся детальные обсуждения различных оценочных функций, используемых в публикациях. Наиболее часто используемым при анализе крупномасштабной структуры распределения галактик методом оценки в настоящее время является метод Лэнди-Шалого (Landy & Szalay estimator, LS), поскольку он дает наименьшую статистическую ошибку для случая однородных (пуассоновских) распределений. Данный метод основан на подсчетах пар объектов выборки и случайных вспомогательных точек, однородно распределенных в объеме выборки. Оценочная функция данного метода представляется как ([14]):

$$\xi_{LS}(r) = \frac{N_R(N_R-1)}{N_D(N_D-1)} \frac{DD(r)}{RR(r)} - 2 \frac{N_R-1}{N_D} \frac{DR(r)}{RR(r)} + 1, \quad (14)$$

где  $N_D$  - количество точек данных (объектов выборки);  $N_R$  - количество вспомогательных (случайных) точек, однородно распределенных внутри объема выборки;  $DD(r)$  - число пар точек данных, расположенных на расстоянии  $r$  друг от друга (пары учитываются дважды),  $DR(r)$  - число пар данных точек с вспомогательными,  $RR(r)$  - число пар вспомогательных точек (пары учитываются дважды).

Аналогично методу оценки условной концентрации, в котором учитываются сферические оболочки, полностью содержащиеся в объеме данной выборки, можно определить метод полных сферических оболочек (Full Shell estimator, FS) для оценки  $\xi(r)$ , который следует напрямую из выражения (13)

$$\xi_{FS}(r) = \frac{\Gamma_E(r)}{\bar{n}} - 1, \quad (15)$$

где  $\Gamma_E(r)$  - условная концентрация в оболочках, а  $\bar{n}$  - средняя концентрация выборки, получаемая делением количества точек на объем.

Отличие метода полных сферических оболочек от методов, основанных на подсчетах пар, таких как метод Лэнди-Шалого, состоит в том, что максимально доступным для анализа является масштаб  $r_s^m$ , т.е. радиус максимальной полной сферы, помещающейся в выборке. В то же время, в методы подсчета пар неявным образом входит предположение об однородном характере распределения точек в выборке на больших масштабах и оценки  $\xi(r)$  на масштабах больших, чем  $r_s^m$  могут не соответствовать реальным свойствам выборки (см. обсуждение в [4]). Метод FS, таким образом, является наиболее консервативным и надежным при исследовании выборок с заранее неизвестными свойствами.

На рис.8 представлен  $\xi_{LS}(r)$  для исследуемых подвыборок; на масштабах 1-30 Мпк вид корреляционной функции для различных областей небесной сферы хорошо согласуется. Кроме того, анализ показал, что для данного

диапазона масштабов различия между различными методами оценки корреляционной функции незначительны.

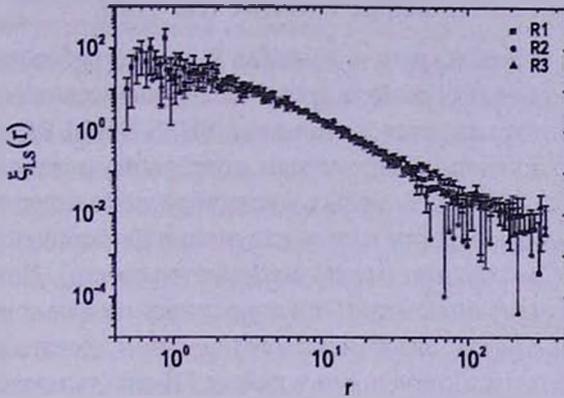


Рис.8.  $\xi_{LS}(r)$  для полных подвыборок.

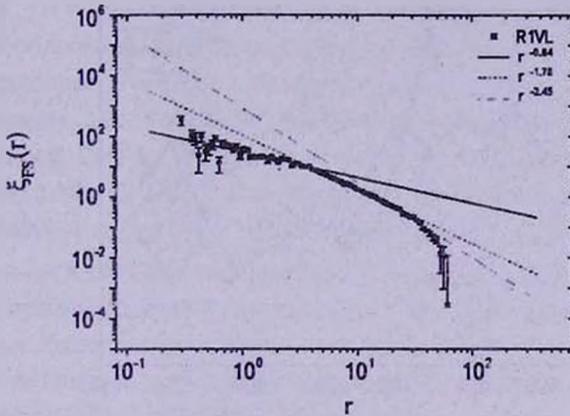


Рис.9. Аппроксимация  $\xi_{FS}(r)$  для выборки R1V1L на различных масштабах. На рисунке видно, что функция имеет нестепенной характер и показатель степени (абсолютная величина) возрастает при увеличении масштабов, на которых выполняется аппроксимация

Для малых масштабов, где  $\xi(r) \gg 1$ , наклоны редуцированной корреляционной функции и условной концентрации совпадают. Необходимо вместе с тем отметить следующий важный факт: согласно выражению (13), функции  $\Gamma(r)$  и  $\xi(r)$  не могут одновременно иметь степенной вид, если  $\Gamma(r)$  описывается степенным законом, то  $\xi(r)$  автоматически становится нестепенной (см. подробное обсуждение в работе [6]). На рис.9 продемонстрировано систематическое изменение показателя степени  $\gamma$  при аппроксимации  $\xi_{FS}(r)$  на различных масштабах (так показаны полученные значения  $\gamma = 0.84$  для 1-4 Мпк,  $\gamma = 1.78$  для 4-20 Мпк и  $\gamma = 2.45$  для 20-60 Мпк).

Значение параметра корреляционной длины  $r_0$  (определяемого согласно [13] как масштаб, для которого  $\xi(r_0) = 1$ ) слабо зависит от метода

вычисления  $\xi(r)$  для всех рассматриваемых областей и находится в интервале [12.3, 15.0] Мпк/н. Это значение  $r_0$  в 2.5-3 раза больше стандартного значения  $r_0 = 5$  Мпк/н для обычных галактик (см. [15]).

6. *Обсуждение результатов и выводы.* В данной работе проведено исследование корреляционных свойств трех независимых полных по объему подвыборок, полученных из каталога галактик SDSS DR5 LRG. Рассматриваются различные статистические методы корреляционного анализа на различных масштабах. Так, для малых масштабов используется анализ распределения плотности вероятности обнаружения ближайшей соседней галактики на данном расстоянии (метод ближайшего соседа). Применение метода ближайшего соседа показывает, что корреляции на малых масштабах отличаются от однородного (пуассоновского) случая и достаточно точно описываются выражением, полученным в работе [4] для распределений со степенным профилем распределения плотности.

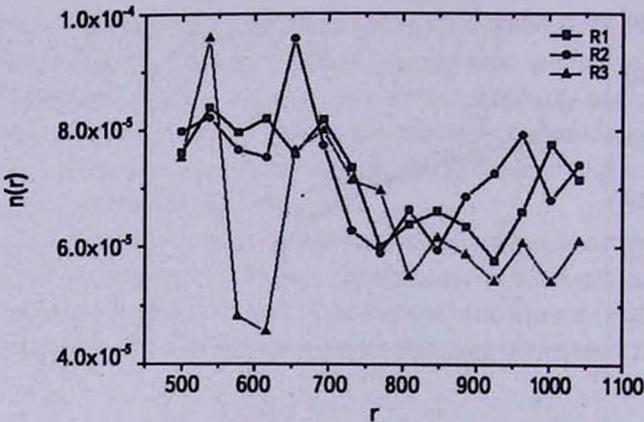


Рис.10. Концентрация галактик для исследуемых выборок вдоль луча зрения (радиальное распределение). Характерные масштабы систематических изменений концентрации внутри выборок (100-200 Мпк/н) превосходят масштаб предполагаемой однородности.

Метод условной концентрации показывает наличие степенного закона  $\Gamma^*(r) \sim r^{-\gamma}$  и  $\Gamma(r) \sim r^{-\gamma}$  на масштабах [1,30] Мпк/н в пространстве красных смещений (redshift space). Показатель степени составляет  $\gamma = 1.0 \pm 0.1$  (см. табл.3). Этот результат аналогичен полученному в [8]. Присутствующие на малых масштабах отклонения от степенного закона могут быть объяснены тем фактом, что среднее расстояние между ближайшими соседними галактиками  $r_{\text{ср}}$  для исследуемых выборок велико и составляет порядка 10 Мпк/н (подробнее влияние возникающего при этом дискретного шума обсуждается в [4]).

Наблюдаемый на больших масштабах ([30,200] Мпк/н) выход функций  $\Gamma^*$  и  $\Gamma$  на плоский участок может свидетельствовать об обнаружении масштабов наступления однородности. Так, например, в [8] и [12] делается вывод об однородности распределения галактик каталога SDSS, начиная с

масштабов 70 и 60 Мпк/к соответственно (аналогичные выводы для других каталогов приводятся, например, в [16]). Однако в работах [17-19] приводятся радиальные распределения галактик, показывающие (см. методы анализа в [20]) наличие флуктуаций плотности с контрастом в несколько раз на масштабах в сотни Мпк/к. На рис.10 показан радиальный профиль концентрации галактик для исследуемых выборок, который также показывает наличие систематических изменений плотности на масштабах более 100 Мпк/к. Подробное обсуждение эффектов конечного объема выборки и вопроса о достоверности получаемых значений дается в [6] и [7].

Метод редуцированной двучечной корреляционной функции  $\xi(r)$  дает результаты, которые в целом хорошо согласуются с полученными в работе [9] (в пространстве красных смещений) для более ранней версии каталога SDSS LRG. На рис.9 приведена аппроксимация  $\xi_{FS}(r)$  степенными функциями  $r^{-\gamma}$  на различных интервалах масштабов. На масштабах меньших 5 Мпк/к наклон составляет  $\gamma = 0.84$ , что согласуется с результатами для  $\Gamma(r)$  в пределах ошибок. В области масштаба корреляционной длины  $r_0$  показатель степени  $\xi_{FS}(r)$  составляет  $\gamma = 1.78$ . Эти результаты согласуются с теоретическим предсказанием для точечных распределений со степенной условной концентрацией  $\Gamma(r) \sim r^{-\gamma}$ . В случае таких распределений корреляционная функция имеет вид  $\xi(r) \sim r^{-\gamma}$  для масштабов, на которых  $\xi(r) \gg 1$  и  $\xi(r) \sim r^{-2\gamma}$  для масштабов  $r \sim r_0$  ( $\xi(r_0) = 1$ , см. формулу (23) в работе [6]).

Автор выражает благодарность Ю.В.Барышеву за идеи, консультации и помощь при написании данной работы. Автор благодарен F.Sylos-Labini за полезные комментарии и предложения, а также за предоставленную возможность совместной работы над данными каталога SDSS в "Istituto dei Sistemi Complessi" (CNR, Рим, Италия).

Астрономический институт СПбГУ им. В.В.Соболева,  
Санкт-Петербург, Россия, e-mail: nv@nv5968.spb.edu

## LARGE SCALE STRUCTURE CORRELATION ANALYSIS OF SDSS DR5 LRG CATALOG DATA

N.L.VASILYEV

The estimation of the correlation properties of the large scale structure of Luminous Red Galaxies distribution obtained from the Fifth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey is discussed. The small scale correlations are characterized through the determination of the nearest neighbor distance probability distribution  $\omega(r)$ . The conditional number density  $\Gamma(r)$  shows a power-

law behavior with exponent  $\gamma = 1.0 \pm 0.1$  in the range of scales [1,30] Mpc/h of the redshift space. At the larger scales [30,200] the slope changes from the power law towards flat regime. However an existence of the flat regime shall be considered as a necessary but not sufficient condition for the discovery of the homogeneity in the studied sample. In particular the observed flat regime of the conditional density may be caused by a presence of the super-large structures (such as the ones recently detected in the newest ultra-deep COSMOS survey) which lead to the systematic shift in estimation of the conditional density. The behavior of the reduced two-point correlation function  $\xi(r)$  is also discussed for the range of scales [1,200] Mpc/h. For the small scales where  $\xi(r) \gg 1$  the slopes of the reduced correlation function and conditional number density coincide.

*Key words: Universe:large-scale structure:SDSS survey:correlation analysis: fractals*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Colless, B.A.Peterson, C.Jackson et al.*, (The 2dFGRS team), astro-ph/0306581, 2003.
2. *D.G.York, J.Adelman, J.E.Anderson et al.*, (The SDSS Collaboration), Astron.J., 120, 1579, 2000.
3. *F.Sylos Labini, M.Montuori, L.Pietronero*, Phys. Rep., 293, 66, 1998.
4. *A.Gabrielli, F.Sylos Labini, M.Joyce, L.Pietronero*, "Statistical physics for cosmic structures", Springer Verlag, 2005.
5. *Ю.В.Барышев, П.Теерикорни*, "Фрактальный анализ крупномасштабного распределения галактик", бюллетень САО РАН, 59, 92, 2006.
6. *N.L.Vasilyev, F.Sylos Labini, Yu.V.Baryshev*, Astron. Astrophys., 447, 431, 2006.
7. *F.Sylos Labini, N.L.Vasilyev, Y.V.Baryshev*, Astron. Astrophys., 465, 23, 2007.
8. *D.W.Hogg, D.J.Eisenstein, M.R.Blanton et al.*, Astrophys. J., 624, 54, 2005.
9. *I.Zehavi, D.J.Eisenstein, R.C.Nichol et al.*, Astrophys. J., 621, 22, 2005.
10. *J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agüeros, S.S.Allam et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 172, 634, 2007.
11. *M.R.Blanton, D.J.Schlegel, M.A.Strauss et al.*, Astron. J., 129, 2562, 2005.
12. *А.В.Тихонов*, Письма в Астрон. ж., 32, 11, 721, 2006.
13. *Ф.Э.Пиблс*, "Структура Вселенной в больших масштабах", Мир, М., 1983.
14. *M.Kerscher, I.Szapudi, A.S.Szalay*, Astrophys. J., 535, L13, 2000.
15. *P.J.E.Peebles*, astro-ph/0103040, 2001.
16. *А.В.Тихонов, Д.И.Макаров, А.И.Копылов*, Бюллетень САО РАН, 50, 39, 2000.
17. *J.R.Gott III, M.Jurić, D.Schlegel et al.*, Astrophys. J., 624, 463, 2005.
18. *R.Massey, J.Rhodes, A.Leauthaud et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 172, 239, 2007.
19. *I.Appenzeller, R.Bender, A.Böhm et al.*, The Messenger, 116, 18, 2004.
20. *N.V.Nabokov, N.Yu.Lovvyagin, Yu.V.Baryshev*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., (in preparation).

## МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ИНФРАКРАСНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТАЛЛИ-ФИШЕРА КАК ИНСТРУМЕНТ КАРТОГРАФИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ

О.Г.КАШИБАДЗЕ

Поступила 10 января 2008

Принята к печати 9 апреля 2008

Проанализировано поле пекулярных скоростей 907 галактик с гелиоцентрической лучевой скоростью  $V_H \leq 3000$  км/с. Данные делятся на три выборки, сформированные по принципу метода определения расстояний до галактик: по светимости верхушки ветви красных гигантов (TRGB), по флуктуациям поверхностной яркости и по инфракрасной зависимости Талли-Фишера для спиральных галактик, видимых с ребра. Последняя выборка насчитывает 410 галактик. При определении расстояний до галактик этой выборки в зависимость Талли-Фишера были введены дополнительные регрессоры, в частности, "показатель цвета"  $K - m_{21}$ , что позволило значительно снизить дисперсию относительно линии регрессии. Все три выборки показали хорошее согласование между собой в распределении пекулярных скоростей. На основе каждой из них, а также на основе объединенной выборки, построены детальные карты поля пекулярных скоростей галактик в объеме  $V_H \leq 3000$  км/с. Анализ его показывает, что большинство наблюдаемых особенностей можно объяснить крупномасштабными вариациями плотности в распределении галактик.

**Ключевые слова:** *инфракрасная зависимость Талли-Фишера:  
космические потоки*

1. *Введение.* В последние годы на космическом телескопе Хаббла были измерены высокоточные фотометрические модули расстояния до большого числа (около 200) близких галактик. Расстояния определялись по светимости верхушки ветви красных гигантов (TRGB) с типичной погрешностью  $\sim 10\%$ . Кроме того, для определения расстояний до галактик, видимых с ребра, может быть с успехом применена инфракрасная зависимость Талли-Фишера. Начало широкому использованию инфракрасной зависимости Талли-Фишера при изучении когерентных движений галактик на различных масштабах положили пионерские работы Ааронсона, Маулда, Хукры и сотрудников [1-3].

Появление полного и однородного 2MASS-обзора [4] открыло новые возможности изучения коллективных движений галактик по инфракрасной зависимости Талли-Фишера. Для этих целей Караченцев, Караченцева, Митронова, Кудря и др. вначале отождествили с объектами каталога

XSC - The Extended Source Catalog of the 2MASS [5,6] видимые с ребра спиральные галактики каталога RFGC - The Revised Flat Galaxy Catalog [7,8], а затем составили Каталог плоских галактик 2MASS-обзора (далее 2MFGC) [9] для картографирования космических потоков на больших масштабах. В него вошли 18020 галактик, равномерно покрывающих небо. Галактики были отобраны из каталога XSC по величине отношения большой и малой полуосей:  $a/b \geq 3$ . Каталог содержит величины галактик в  $J$ -,  $H$ - и  $K$ -полосах, отношения полуосей, позиционные углы, индекс концентрации светимости, а также идентификаторы галактик в базах данных LEDA и NED.

В дальнейших работах того же коллектива авторов [10,11] данные каталога 2MFGC используются для определения индивидуальных расстояний до галактик по многопараметрической инфракрасной зависимости Талли-Фишера и для изучения коллективных движений галактик на масштабах  $z \leq 0.1$ . Авторы заключают, что когерентный поток галактик может быть объяснен крупномасштабными вариациями плотности в их распределении.

Недавняя работа Талли и соавторов [12] анализирует движение 1797 галактик с  $V_A < 3000$  км/с. Авторы выделяют в движении Местной группы, относительно фона микроволнового излучения, три компонента на разных пространственных масштабах: движение от центра Местного войда, связанное с его расширением, которое проявляется на масштабах  $\sim 10$  Мпк; движение к центру Местного сверхскопления (скоплению Virgo), расположенному на расстоянии  $\sim 17$  Мпк; наконец, на больших масштабах ( $> 3000$  км/с) наблюдается движение в направлении скопления в Центавре. Эти компоненты имеют амплитуды в 259, 185 и 455 км/с, соответственно.

**2. Материалы.** Определение расстояний до галактик, исследование поля скоростей и моделирование космических потоков требует достаточно большой и равномерно покрывающей небо выборки галактик с известными расстояниями, точность измерения которых приемлема для решения данных задач. В работе использованы данные по 907 галактикам. Данные делятся на три выборки.

1. Выборка RGB+, насчитывающая 225 галактик с высокоточными расстояниями (относительная погрешность измерения составляет не более 10%). Практически все галактики этой выборки взяты из Каталога близких галактик И.Д.Караченцева и соавторов (CNG) [13], их расстояния измерены по светимости верхушки ветви красных гигантов (TRGB) на космическом телескопе Хаббла на камере ACS (Advanced Camera for Surveys). Расстояние до значительной доли объектов выборки RGB+ не превышает 6 Мпк.

Кроме того, выборка содержит галактики с цефеидными расстояниями [14,15].

Медианная глубина выборки RGB+ составляет  $\sim 4.5$  Мпк.

2. Выборка SBF, включающая 272 галактики из работы Тонри [16] с

Таблица 1\*

## ПАРАМЕТРЫ ВЫБОРКИ TFIR

2MFGC	$\alpha$	$\delta$	$V_{LG}$	R, Мпк
53	0 03 58.91	+20 45 08.40	2554	25.27 ± 4.48
88	0 06 19.91	-42 30 00.30	1487	20.86 ± 4.62
308	0 27 02.92	+11 35 01.70	2335	23.36 ± 5.13
373	0 32 02.17	-65 44 47.80	2474	33.17 ± 6.30
482	0 40 34.80	+83 13 20.50	1652	27.00 ± 7.45
501	0 41 26.89	-22 57 07.30	1614	11.52 ± 2.65
556	0 46 13.13	+19 29 23.70	2866	27.47 ± 7.35
761	1 02 51.45	-66 23 24.10	2128	24.06 ± 4.78
1024	1 21 27.60	+7 01 05.10	2397	24.00 ± 5.19
1031	1 21 47.79	+17 35 32.70	2705	33.33 ± 6.25
1034	1 21 53.90	+9 12 23.60	2665	42.19 ± 7.79
1083	1 24 35.06	+7 43 16.20	2887	35.74 ± 8.64
1089	1 24 45.85	+9 59 40.70	2884	41.52 ± 7.36
1096	1 25 17.34	+9 15 50.80	2516	30.28 ± 5.67
1114	1 26 14.43	-7 54 21.10	2061	19.66 ± 4.54
1160	1 30 55.26	+17 11 18.80	2980	43.56 ± 7.99
1288	1 42 33.05	+18 18 20.50	2976	31.27 ± 8.85
1538	2 01 12.19	+19 40 30.90	2597	33.24 ± 9.87
1656	2 09 28.23	-10 19 11.90	1981	27.51 ± 5.44
1710	2 12 54.66	-20 40 59.20	2453	35.08 ± 7.36
1761	2 16 10.44	-12 04 23.80	1918	21.54 ± 4.51
1765	2 16 15.11	+28 35 59.00	3175	25.38 ± 4.83
1803	2 19 29.34	-22 33 51.80	1580	23.09 ± 8.46
1909	2 27 33.10	-11 50 02.80	2136	19.19 ± 5.46
1951	2 29 54.04	+25 15 22.90	2073	28.96 ± 6.74
1965	2 30 33.13	-2 53 29.50	1547	25.39 ± 5.15
2101	2 39 29.92	-9 51 38.90	1264	15.60 ± 3.40
2339	2 54 26.23	+42 39 00.10	2352	42.08 ± 13.86
2340	2 54 33.51	-19 21 53.70	2029	24.81 ± 4.83
2411	2 58 47.41	+75 44 40.10	2783	32.80 ± 6.75
2437	3 00 22.09	-18 50 50.90	2252	30.12 ± 6.29
2438	3 00 36.78	+49 02 38.30	2665	29.18 ± 6.60
2506	3 05 06.22	-46 02 16.50	1247	26.90 ± 7.28
2584	3 10 01.23	-54 39 51.30	902	10.85 ± 3.08
2675	3 16 00.54	-6 30 02.60	2320	30.98 ± 6.68
2731	3 19 34.57	-33 32 05.60	1343	18.07 ± 5.02
2819	3 25 24.93	-17 46 00.50	1822	24.10 ± 5.34
2874	3 28 48.72	-36 49 18.70	1228	19.74 ± 4.70
2937	3 33 12.59	-51 35 08.70	465	8.60 ± 2.90
2940	3 33 26.67	-24 17 14.00	1725	19.89 ± 3.97
2982	3 36 31.52	-44 02 35.40	1085	19.18 ± 4.32
3031	3 39 23.30	-32 40 42.90	956	16.37 ± 3.70
3076	3 42 29.28	-14 30 43.10	2032	17.98 ± 3.49
3079	3 42 56.08	-13 05 00.90	2108	29.18 ± 5.63
3095	3 44 00.40	+69 19 24.20	1740	22.62 ± 6.58
3099	3 44 31.87	-45 21 19.10	1002	14.69 ± 3.57

\* Полностью таблица доступна по адресу <ftp://ftp.sao.ru/pub/errante/tfir.txt>

расстояниями, найденными по флуктуациям поверхностной яркости. Галактики, составляющие выборку SBF, расположены в пределах 80 Мпк; ее медианная глубина около 21 Мпк.

3. Выборка TFIR представляет собой результат достаточно большой и трудоемкой работы, заключавшейся в массовом определении расстояний по инфракрасной зависимости Талли-Фишера для 410 спиральных галактик, видимых с ребра. Исходным материалом для этой работы послужил Каталог плоских галактик 2MFGC [11]. Из него была выделена выборка галактик с лучевыми скоростями  $\leq 3000$  км/с (данное значение соответствует хаббловскому расстоянию в  $\sim 40$  Мпк и было выбрано из соображений сопоставимости объемов выборок SBF и TFIR). Численность первоначальной выборки составила около 500 галактик. Дополнительно к данным каталога, в эту выборку были введены данные по звездным величинам галактик  $m_{21}$ , определенных по потоку в радиолинии нейтрального водорода 21 см. Источником этих данных послужила HyperLeda (Lyon extragalactic database, <http://leda.univ-lyon1.fr>).

Медианная глубина выборки 26 Мпк. Следует заметить, что каталог 2MFGC весьма равномерно покрывает все небо, это же можно сказать и об исследуемой выборке.

Данные по выборке TFIR приведены в табл.1. Для каждой галактики в столбцах таблицы указаны: (1) номер галактики в Каталоге плоских галактик 2MASS-обзора; (2,3) экваториальные координаты на эпоху 2000.0; (4) лучевая скорость, приведенная к центроиду Местной группы (LG) с параметрами апекса из NED (NASA Extragalactic Database, <http://nedwww.ipac.caltech.edu>) в км/с; (5,6) измеренное расстояние до галактики со стандартной ошибкой измерения в Мпк.

3. *Анализ инфракрасной зависимости Талли-Фишера для галактик, видимых с ребра.* На основе каталога 2MFGC был составлен массив данных по галактикам, лучевые скорости которых относительно центроида Местной группы не превышают 3000 км/с. Автор произвел тщательную визуальную оценку изображений каждой галактики в J-, H- и K-полосах из 2MASS-обзора, а также в оптическом диапазоне на сайте обзора ESO Online Digitized Sky Survey (<http://archive.eso.org/dss/dss>). Исключались, прежде всего, парные и кратные галактики, поскольку в этом случае при измерении ширины линии нейтрального водорода H I в апертуру радиотелескопа попадает несколько галактик с различными лучевыми скоростями, что приводит к ложному эффекту уширения линии. Поскольку 2MASS представляет собой автоматизированный обзор, в котором встречаются и срезанные изображения галактик с большими угловыми размерами, и наложение звезд в области Млечного Пути, то эти случаи также были отмечены. Помечались и пекулярные галактики, а также галактики с баром, так как при автоматизированном

отборе видимых с ребра галактик (по величине отношения большой и малой полуосей) в каталог 2MFGC могли попасть и галактики с выраженным баром, но слабо заметными спиральными ветвями, видимые плашмя. По итогам этой визуальной оценки все галактики, обнаружившие указанные особенности, изображались разными символами на первичной диаграмме Талли-Фишера.

Первичная диаграмма Талли-Фишера иллюстрирует зависимость между шириной линии нейтрального водорода HI (которая, как известно, является мерой скорости вращения галактики) и абсолютной величиной галактики в K-полосе. В качестве расстояний до галактик для построения этой зависимости были использованы хаббловские расстояния  $R_i = V_i/H_0$  (для значения

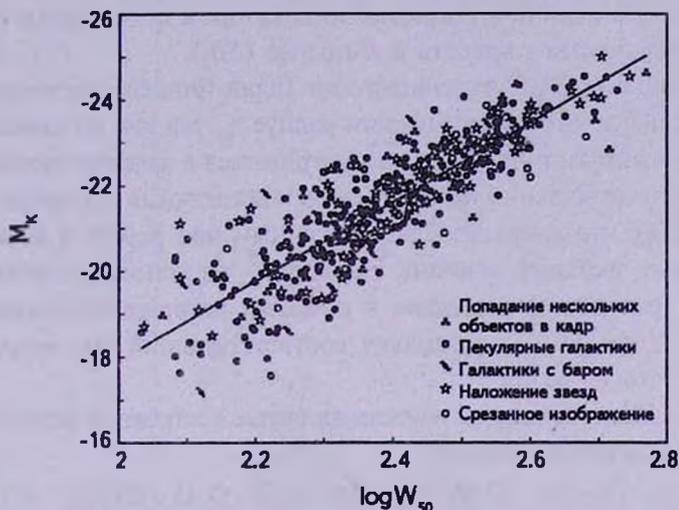


Рис.1. Первичная диаграмма Талли-Фишера, которая использовалась для определения предварительных расстояний до галактик выборки TFIR. По оси x отложен десятичный логарифм ширины радиолинии нейтрального водорода  $21\text{ см}$ , по оси y - абсолютная величина в K-полосе. На этой диаграмме исследовалось поведение галактик с баром, пекулярных галактик, галактик, изображения которых были срезаны, случаи наложения звезд, а также парных или кратных систем.

постоянной Хаббла  $H_0 = 72\text{ км}/(\text{с Мпк})$ ). Как видно из рис.1, большинство пекулярных галактик лежит над линией регрессии, что и послужило причиной удаления всех их из выборки. Кроме того, был удален ряд случаев кратных систем, а также несколько других галактик, дающих сильный отскок точек на первичной диаграмме Талли-Фишера и обнаруживших тому объяснение в своей морфологии. Другие "подозрительные" галактики не показали систематических отклонений от регрессии или дисперсии, сколь-либо заметно превышающей среднюю.

После исключения указанных случаев дисперсия относительно линии регрессии на диаграмме Талли-Фишера снизилась с  $0^m.73$  до  $0^m.69$  (стоит

напомнить, что сказанное относится к одномерной зависимости без привлечения дополнительных регрессоров.)

Для очищенной выборки TFIR вторично была построена зависимость между логарифмом ширины линии H I и абсолютной величиной в  $K$ -полосе, из которой были найдены коэффициенты регрессии и далее - предварительные расстояния до всех галактик выборки. Эти расстояния были использованы для построения многопараметрической зависимости Талли-Фишера, куда, кроме логарифма ширины линии H I ( $\log W_{50}$ ), входят другие параметры галактики, не зависящие от ее расстояния: десятичный логарифм отношения полуосей  $\log(b/a)$ ; показатель цвета  $J-K$ ; "показатель цвета"  $K - m_{21}$ , где  $m_{21}$  - величина галактики в линии нейтрального водорода 21 см (эта величина является индикатором содержания газа в галактике); поверхностная яркость в  $K$ -полосе ( $SB_K$ ).

По сравнению с 2MFGC из зависимости Талли-Фишера исключен ряд параметров: не используется кроновский радиус  $r_c$ , так как он зависит от расстояния до галактики и не может рассматриваться в качестве линейного регрессора; вместо отношения полуосей введен десятичный логарифм этой величины  $\log(b/a)$ , что выглядит более логичным при работе в логарифмической системе звездных величин; кроме того, не используется индекс концентрации (отношение радиусов, в пределах которых сосредоточено 3/4 и 1/4 света галактики), поскольку соответствующий ему  $p$ -уровень значимости достаточно велик.

Зависимость Талли-Фишера, найденная путем построения устойчивой регрессии, выражается формулой:

$$M_K = -(7.19 \pm 0.31) \log W_{50} + (0.26 \pm 0.03)(K - m_{21}) - (0.45 \pm 0.19)(J - K) + \dots \\ \dots + (0.10 \pm 0.05)SB_K - (0.50 \pm 0.28) \log(b/a) - (4.83 \pm 1.49)$$

Значимость указанных регрессоров была оценена с помощью  $p$ -уровней (уровней значимости). Регрессоры и соответствующие им  $p$ -уровни (в порядке возрастания, т.е. начиная с наиболее значимых регрессоров) представлены в табл.2.

Как видно из табл.2, тесную корреляцию с величиной в  $K$ -полосе показывает "показатель цвета"  $K - m_{21}$ , иллюстрирующий содержание

Таблица 2

### РЕГРЕССОРЫ МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТАЛЛИ-ФИШЕРА И СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ИМ $p$ -УРОВНИ ЗНАЧИМОСТИ

$\log W_{50}$	$\sim 3 \cdot 10^{-72} \%$
$K - m_{21}$	$\sim 1 \cdot 10^{-14} \%$
$J - K$	1.66 %
$SB_K$	5.42 %
$\log(b/a)$	7.73 %

нейтрального водорода в галактике. Уровень значимости этого регрессора, хотя и не достигает значения, характерного для основного регрессора зависимости - ширины линии  $H\beta$ , однако остается существенно ниже остальных регрессоров и практически равен нулю.

Поскольку параметр  $K - m_{21}$  оказался столь значимым, для выяснения природы его корреляции с величиной галактики в  $K$ -полосе была построена диаграмма Талли-Фишера, на которой галактики были разделены на два сорта: с "показателем цвета"  $K - m_{21}$  большим, чем его среднее значение по всей суммарной выборке, и с "показателем цвета" меньшим, чем это среднее значение. Эта диаграмма представлена на рис.2. Как видно из рисунка,

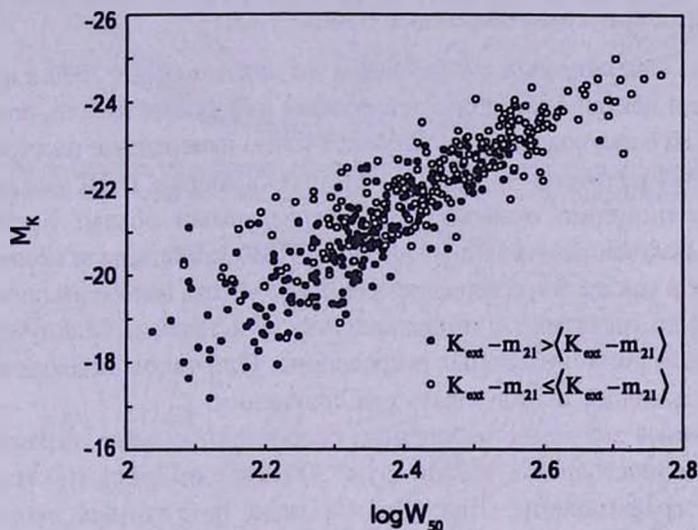


Рис.2. Диаграмма Талли-Фишера с разделением всех галактик по значению "показателя цвета"  $K - m_{21}$ . Заполненные символы соответствуют галактикам с "показателем цвета" большим, чем его среднее значение по всей суммарной выборке; пустые символы - галактикам с "показателем цвета" меньшим, чем это среднее значение.

галактики с большим значением  $K - m_{21}$  (обозначены заполненными символами) имеют меньшую светимость в  $K$ -полосе, и наоборот, галактики с меньшим значением этого "показателя цвета" (обозначены пустыми символами) в  $K$ -полосе ярче; таким образом, фактором, разделяющим эти два сорта галактик, является светимость галактики  $K$ . По-видимому, здесь мы встречаемся с проявлением того же эффекта, который имеет место для всех показателей цвета. Более голубые галактики относятся к поздним типам, в них много молодых звезд и водорода, вследствие чего "показатель цвета"  $K - m_{21}$  относительно высок. Известно, что среди таких галактик преобладают карлики с невысокой светимостью. А галактики ранних типов, более красные, в которых звездное население уже сильно проэволюционировало и содержание водорода невысоко, - обычно являются гигантами.

Таким образом, введение указанного регрессора позволяет учесть достаточно важный фактор принадлежности галактики к тому или иному морфологическому типу и, следовательно, в определенной степени усовершенствовать зависимость Талли-Фишера.

Дисперсия относительно многопараметрической регрессии равна всего  $0^m.52$  и соответствует ошибке определения расстояний  $\sim 24\%$ . Это довольно низкое значение для инфракрасной зависимости Талли-Фишера на столь большой выборке, причем надо заметить, что выборка эта не ограничена галактиками, принадлежащими к скоплениям или, напротив, к полю, и не привязана к какому-либо направлению пространственно; напротив, она весьма равномерно охватывает все небо.

4. *Поле пекулярных скоростей на шкале  $V_H \leq 3000$  км/с.* При анализе поля пекулярных скоростей особый интерес вызвали, во-первых, выборка RGB+ как содержащая наиболее точно измеренные расстояния, но ограниченная радиусом  $\sim 6$  Мпк; во-вторых, выборка TFIR как наиболее полно и равномерно охватывающая исследуемый объем. Кроме того, результаты, полученные на данных выборки TFIR, представляли несомненный интерес еще и как проба усовершенствованного метода массового определения расстояний до галактик по инфракрасной зависимости Талли-Фишера с привлечением дополнительных регрессоров. При таком подходе выборку SBF предполагалось использовать для сравнения.

Полученные значения пекулярных скоростей в объеме, ограниченном хаббловским расстоянием  $\sim 40$  Мпк (т.е. 3000 км/с по лучевым скоростям), были картографированы. Для анализа поля пекулярных скоростей в исследуемом объеме к рассчитанным значениям пекулярных скоростей была применена процедура сглаживания по небесной сфере с помощью гауссова фильтра. Окно усреднения составило  $20^\circ$ .

Все три использованные в работе выборки показывают хорошее согласование

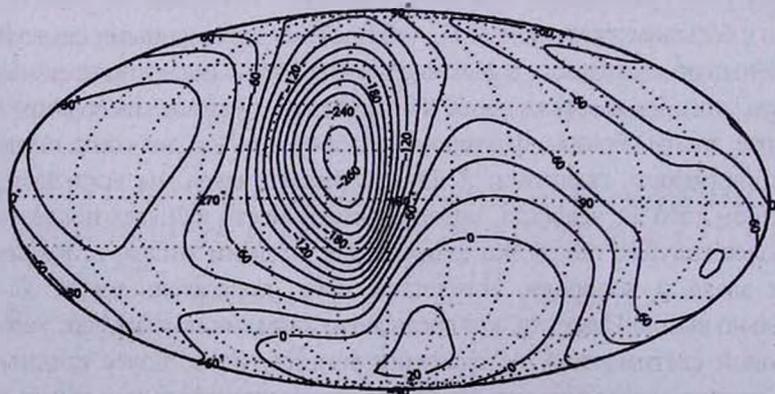


Рис.3. Распределение по небесной сфере пекулярных скоростей относительно центра Местной группы для галактик выборки RGB+ в галактических координатах.

между собой при построении карт распределения по небу пекулярных скоростей. Это позволило объединить их и на основе составной выборки построить наиболее детальную карту распределения пекулярных скоростей по

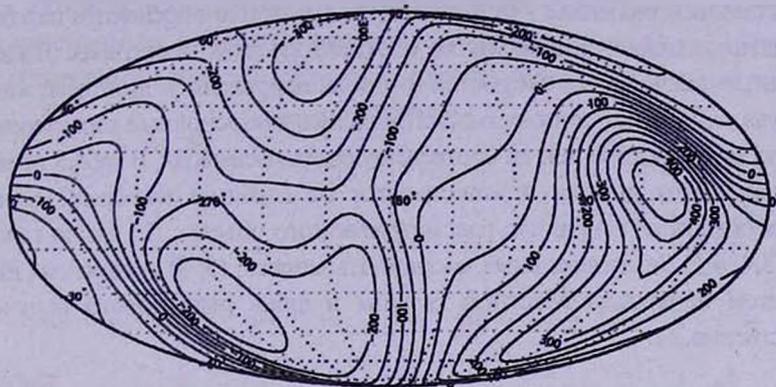


Рис.4. Распределение по небесной сфере пекулярных скоростей относительно центрада Местной группы для галактик выборки SBF в галактических координатах.

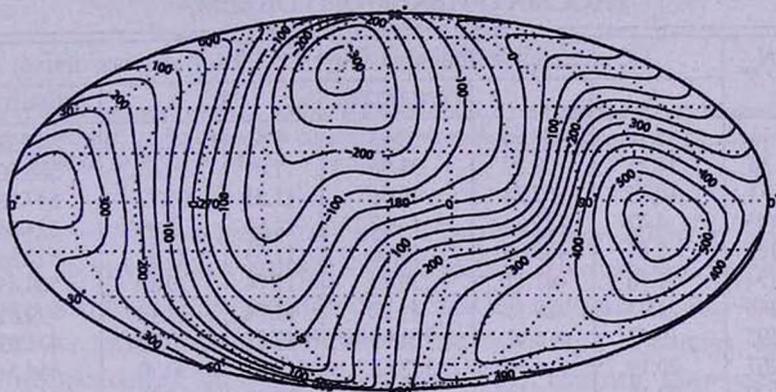


Рис.5. Распределение по небесной сфере пекулярных скоростей относительно центрада Местной группы для галактик выборки TFIR в галактических координатах.

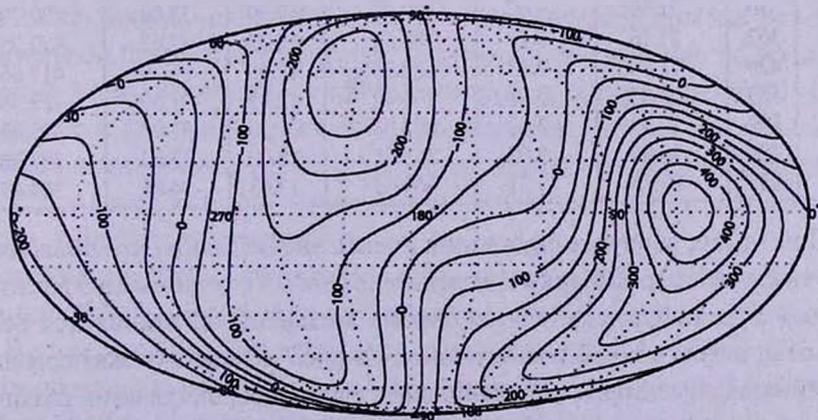


Рис.6. Распределение по небесной сфере пекулярных скоростей относительно центрада Местной группы для галактик объединенной выборки в галактических координатах.

небесной сфере. Карты, построенные по трем выборкам, а также результирующая карта показаны на рис.3-6.

Кроме того, были построены карты остаточных скоростей для объемов с возрастающим радиусом - от 2 до 55 Мпк - с целью определить параметры когерентных движений галактик на соответствующих масштабах. В каждом случае поле пекулярных скоростей аппроксимировалось диполем; апекс и амплитуда найденного диполя рассматривались как основные характеристики поля пекулярных скоростей на соответствующих масштабах. В табл.3 представлены параметры диполя в зависимости от глубины выборки. Колонки таблицы содержат: (1) радиус рассматриваемого объема; (2) число галактик в нем; (3,4; 6,7) экваториальные координаты апекса; (5; 8) амплитуды диполя для систем центра Местной группы и фона реликтового излучения, соответственно.

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ДИПОЛЯ КАК ФУНКЦИЯ РАДИУСА  
РАССМАТРИВАЕМОГО ОБЪЕМА

$R_{max}$	$N_{gal}$	LG (reference frame)			3K (reference frame)		
		$\alpha$		Амплитуда			Амплитуда
2	10	7.10	-30.54	25.63	9.53	-8.76	547.52
3	30	11.27	9.89	31.76	11.01	-19.61	566.50
4	93	10.45	-37.74	19.96	11.55	-26.77	547.36
5	143	4.42	-75.84	14.27	11.65	-28.09	523.64
6	162	2.87	-55.06	19.16	11.63	-28.97	522.68
7	174	21.90	-41.11	30.91	11.74	-29.80	509.45
8	189	21.05	-28.15	41.62	11.74	-29.12	499.62
9	195	19.93	-6.93	121.05	12.27	-29.99	474.03
10	207	20.19	-6.38	138.68	12.37	-30.20	466.34
11	220	20.18	-8.54	141.41	12.40	-30.33	465.18
12	231	20.47	-11.25	146.46	12.41	-31.25	463.59
14	259	20.59	-7.44	156.78	12.36	-31.06	460.27
16	310	21.39	-9.60	172.67	12.30	-33.06	432.74
18	362	21.16	-9.17	184.35	12.33	-32.42	427.25
20	420	21.09	-7.43	182.33	12.45	-31.79	417.66
25	569	20.83	-2.08	236.42	12.82	-31.60	387.55
30	699	20.49	-3.83	247.08	12.90	-31.97	399.40
35	785	20.69	-3.03	265.51	13.00	-33.62	387.30
40	838	20.75	-3.21	269.63	13.03	-34.86	384.49

При малых радиусах блуждания апекса значительны, что объясняется малочисленностью выборки и вследствие этого - случайными эффектами. Однако с увеличением глубины объема дрейф апекса становится весьма слабым и, вместе с тем, систематичным. На рис.7 показана (в экваториальных координатах) траектория смещения апекса для выборок галактик различной глубины; цифры рядом с символами обозначают радиус рассматриваемого

объема в Мпк.

Большинство особенностей поля пекулярных скоростей на шкале  $V_H \leq 3000$  км/с имеет вполне очевидное происхождение. Положение максимума (около 500 км/с) пекулярных скоростей довольно уверенно отождествляется с направлением на Большой Аттрактор (расхождение не более 15 градусов дуги); остаточные скорости достаточно плавно уменьшаются в направлении

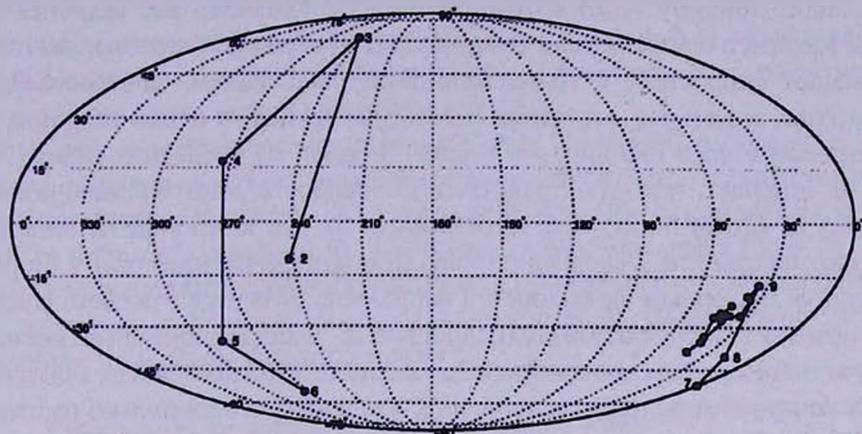


Рис.7. Траектория смещения апекса в галактических координатах для выборок галактик различной глубины; цифры рядом с символами обозначают радиус рассматриваемого объема в Мпк. Система центроида Местной группы.

на скопление Virgo и далее по сверхгалактическому экватору и быстро падают в других направлениях. Концентрация Шепли также попадает в зону положительных пекулярных скоростей вблизи максимума. Минимум ( $\sim -400$  км/с) находится в направлении на созвездие Волопаса, где, как известно, находится одноименная космическая пустота. Интересно, что ближайшие к нам особенности крупномасштабной структуры - скопление Virgo и Местный войд - не демонстрируют на карте каких-либо экстремальных значений пекулярных скоростей, что, по-видимому, связано как раз с их относительной близостью. Проиллюстрируем это утверждение на примере скопления Virgo. В выборку, границы которой простираются до 40 Мпк, попадают как близкие галактики, удаляющиеся от нас с большими положительными остаточными скоростями под действием тяготения скопления Virgo, так и более далекие, находящиеся за скоплением; их остаточные скорости, напротив, отрицательны.

В системе центроида Местной группы, прежде всего, обращает на себя внимание область, расположенная примерно между созвездиями Льва и Рака. В этом направлении находится так называемый Leo Spur [17]. На карте пекулярных скоростей в этом месте мы видим выраженный минимум ( $\sim -300$  км/с). Это "местная аномалия скоростей" [18]. Ее природа до сих

пор является предметом обсуждения различных авторов, и ей, скорее всего, еще предстоит найти объяснение. Вначале предполагалось даже, что "местная аномалия скоростей" есть следствие эффекта Малмквиста, т.е. проявление эффектов селекции [19,20], и не имеет под собой физической основы. Жиро [21] объясняет происхождение аномалии гравитационным торможением галактик внутри Местного облака. Хэн и Маулд [22], а за ними и Тонри [23] видят причину этого в отталкивании окружающих нас галактик от зоны Местного войда. Талли и соавторы [12,18] связывают явление "местной аномалии скоростей" с гравитационным сближением блинообразной структуры, к которой относится и Местная группа, с одной стороны, и волокнообразного Leo Spur - с другой. В одной из последних работ [24] Талли отмечает, что пространственную скорость этой блинообразной структуры (Local Sheet) можно разложить на две компоненты, одна из которых направлена к скоплению Virgo (и ее амплитуда известна), а вторая находится векторным вычитанием и направлена от центра Местного войда. Это позволяет автору сделать следующий вывод: "местная аномалия скоростей, будучи наблюдаемым проявлением движения от Местного войда, могла бы стать наилучшим подтверждением того, что войды действительно пустые".

"Поддувание" со стороны созвездия Льва настолько выражено в системе центроида Местной группы, что проявляет себя и с противоположной стороны небесной сферы положительными пекулярными скоростями; таким образом, оно является фактически основным механизмом, формирующим рисунок остаточных скоростей в системе центроида Местной группы. Вследствие этого, выявление и идентификация других деталей этого рисунка затруднительны.

*5. Заключительные замечания.* В работе исследована инфракрасная зависимость Талли-Фишера для спиральных галактик, видимых с ребра; в нее введены дополнительные регрессоры (в частности, "показатель цвета"  $K-m_2$ , учитывающий морфологический тип галактики и имеющий очень низкий  $p$ -уровень значимости), что позволило снизить дисперсию относительно регрессии до  $0^{m.52}$  и использовать полученную многопараметрическую зависимость для массового определения расстояний до галактик с точностью, приемлемой для исследования поля пекулярных скоростей и моделирования космических потоков.

Использование в работе объединенной ( $N=907$ ) выборки галактик позволило построить детальную карту поля пекулярных скоростей галактик на шкале  $V_H \leq 3000$  км/с. Анализ его показывает, что большинство наблюдаемых деталей можно объяснить крупномасштабными вариациями плотности в распределении галактик. Эти результаты вполне сопоставимы с работами Караченцева, Митроновой, Кудри и др. [8,10]; более того, сходство карт, полученных в этой работе и в работах перечисленных выше

авторов, хорошо заметно даже при беглом сопоставлении их на глаз.

Наиболее заметная особенность на картах пекулярных скоростей в системе центроида Местной группы - "местная аномалия скоростей" - неоднократно упоминается в работах разных исследователей. Природа этого явления очень интригующая, и объяснение феномена "местной аномалии скоростей" определяет одно из направлений будущей работы по анализу поля пекулярных скоростей в наших ближайших окрестностях.

Автор приносит благодарность И.Д.Караченцеву, С.Н.Митроновой и Д.И.Макарову за предоставленные данные и добрые советы, поддержку и помощь на всех стадиях выполнения работы.

В работе использовались данные обзора 2MASS (Two Micron All-Sky Survey - совместный проект университета штата Массачусетс и Калифорнийского технологического института, спонсируемый NASA). Используются базы данных LEDA (<http://leda.univ-lyon1.fr>), NED (<http://nedwww.ipac.caltech.edu>).

Работа частично поддержана РФФИ (проекты 06-02-04017-ННЮ-а "Структура и кинематика Местного сверхскопления", 07-02-00005-а "Темная материя в Местном сверхскоплении").

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,  
Россия, e-mail: phiruzi@gmail.com

## MULTIPARAMETRIC INFRARED TULLY-FISHER RELATION AS A TOOL FOR COSMIC FLOWS MAPPING

O.G.KASHIBADZE

The peculiar velocity field for 907 galaxies with heliocentric radial velocities  $V_H \leq 3000 \text{ km s}^{-1}$  has been analyzed. The data are composed of three samples which differ in methods of distance measurements (the luminosity of the tip of the red giant branch - TRGB; the surface brightness fluctuations; the Tully-Fisher relation for spiral edge-on galaxies). The latter sample includes 410 galaxies with distances determined from the TF relation which was improved by adding some new regressors, specifically  $K-m_{21}$  "colour index" which allowed to reduce the scatter in the Tully-Fisher diagram significantly. All three samples show a good agreement in peculiar velocity distribution. These samples as well as the total one were used to plot the detailed maps of the peculiar velocity field on a scale of  $V_H \leq 3000 \text{ km s}^{-1}$ . Its analysis shows that most its features can be explained by large-scale density variations in the galaxy distribution.

Key words: *infrared Tully-Fisher relation:cosmic flows*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Aaronson, J.P.Huchra, J.R.Mould*, *Astrophys. J.*, **229**, 1, 1979.
2. *M.Aaronson, J.R.Mould, J.P.Huchra*, *Astrophys. J.*, **237**, 655, 1980.
3. *M.Aaronson, J.P.Huchra, J.R.Mould et al.*, *Astrophys. J.*, **258**, 64, 1982.
4. *M.F.Skrutskie, S.E.Schneider, R.Stiening et al.*, The Two Micron All Sky Survey (2MASS): Overview and Status. In *ASSL*, vol.210: The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys, pp.25-32, 1997.
5. *R.M.Cutri, M.F.Skrutskie*, *BAAS*, **30**, 1374, 1998.
6. *T.H.Jarrett, T.Chester, R.Cutri et al.*, *Astron. J.*, **119**, 2498, 2000.
7. *I.D.Karachentsev, S.N.Mitronova, V.E.Karachentseva, Yu.N.Kudrya, T.H.Jarrett*, *Astron. Astrophys.*, **396**, 431, 2002.
8. *Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev et al.*, *Astron. Astrophys.*, **407**, 889, 2003.
9. *S.N.Mitronova, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, T.H.Jarrett, Yu.N.Kudrya*, *Bull. Special Astrophys. Obs.*, **57**, 5, 2003 (2MFGC).
10. *Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, S.N.Mitronova, W.K.Huchtmeier*, *Astronomy Letters*, **32**, 73, 2006.
11. *I.D.Karachentsev, Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, S.N.Mitronova*, *Astrophysics*, **49**, 450, 2006.
12. *R.B.Tully, E.J.Shaya, I.D.Karachentsev et al.*, Принято к печати в *Astron. J.*, 2007 (arXiv:0705.4139).
13. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Hutchmeier, D.I.Makarov*, *Astron. J.*, **127**, 2031, 2004 (CNG).
14. *L.Ferrarese, J.R.Mould, R.C.Kennicutt et al.*, *Astrophys. J.*, **529**, 745, 2000.
15. *L.Ferrarese, H.C.Ford, J.Huchra et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **128**, 431, 2000.
16. *J.L.Tonry, A.Dressler, J.P.Blakeslee et al.*, *Astrophys. J.*, **546**, 681, 2001.
17. *R.B.Tully, J.R.Fisher*, *Nearby Galaxies Atlas*. Cambridge University Press, 1987.
18. *R.B.Tully, E.J.Shaya, M.J.Pierce*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **80**, 479, 1992.
19. *L.Bottinelli, L.Gouguenheim, G.Paturel, G.Teerikorpi*, *Astron. Astrophys.*, **56**, 157, 1986.
20. *R.C.Kraan-Korteweg, L.Cameron, G.A.Tammann*, 21 cm Line Widths and Distances of Spiral Galaxies //Galaxy Distances and Deviations from Universal Expansion, ed. by B.F. Madore and R.B.Tully, Reidel Publishing Co., 1986.
21. *E.Giraud*, *Astron. Astrophys.*, **231**, 1, 1990.
22. *M.Han, J.Mould*, *Astrophys. J.*, **360**, 448, 1990.
23. *J.L.Tonry, J.P.Blakeslee, E.A.Ajhar, A.Dressler*, *Astrophys. J.*, **530**, 625, 2000.
24. *R.B.Tully*, The Local Velocity Anomaly. Доклад на конференции Galaxies in the Local Volume, Sydney, 8-13 July, 2007. eds. B.Koribalski, H.Jerjen, *Astrophys. & Space Sci. Proceed* (arXiv:0708.2449).

## О СВЯЗИ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА СО СКОПЛЕНИЯМИ ЦВИККИ. I. РЕЗУЛЬТАТЫ

М.В.ГЮЛЗАДЯН, А.Р.ПЕТРОСЯН

Поступила 29 февраля 2008

Принята к печати 9 апреля 2008

В области неба, общей для Второго Бюраканского Обзора (SBS) и Каталога Галактик и Скоплений Галактик Цвикки (CGCG), из 1677 активных галактик 892 находятся внутри контуров скоплений Цвикки. В таблицах предстали данные об этих галактиках и соответствующих скоплениях в зависимости от того, являются ли эти галактики реальными, вероятными или случайными членами скоплений или проецированы на них.

Ключевые слова: *SBS галактики - скопления галактик*

1. *Введение.* Большинство галактик рождаются и эволюционируют в среде подобных объектов и поэтому исследование роли окружения в эволюции галактик всегда было одним из центральных вопросов внегалактической астрономии. В то же время исследование галактик со вспышками звездообразования и галактик с активными ядрами играет ключевую роль в понимании проблем современной космогонии. С этой точки зрения совокупное исследование свойств скоплений и параметров населяющих их активных галактик помогает решать многие вопросы, связанные с иерархическим строением Вселенной, а также проблему формирования галактик и их эволюции. В настоящее время большинство таких работ направлено на исследование далеких скоплений и их населения, что, в основном, обусловлено высокой плотностью активных галактик в этих системах [1], а количество подобных исследований близких скоплений единицы [2]. Последний факт удивителен. Ведь с помощью современных больших телескопов близкие скопления и их население можно исследовать в тонких деталях, что не только значимо само по себе, но и может открывать новые возможности для понимания аналогичных процессов на больших космических расстояниях [3]. Одна из важнейших проблем при исследовании скоплений галактик - это точное отождествление их реальных членов, в частности, активных галактик. Наличие списка активных галактик, членов скоплений, дает возможность провести их детальные наблюдения и статистические исследования [4]. В Бюраканской обсерватории были составлены три широко известных списка активных галактик [5-7 и цитируемая в них литература].

Связь галактик Маркаряна со скоплениями Цвикки исследована в [4,8], а галактик Казаряна со скоплениями - в [9]. Объекты Второго Бюраканского Обзора были отождествлены или при наличии сильного УФ избытка, или при наличии сильных эмиссионных линий в их спектрах [10]. Вопрос связи объектов этого обзора со скоплениями галактик детально не исследован. В настоящей работе мы приводим данные о всех объектах Второго Бюраканского Обзора, отождествленные внутри контуров скоплений Цвикки. В следующей статье будут представлены результаты детального статистического исследования связи этих галактик со скоплениями Цвикки.

*2. Метод обработки данных.* Второй Бюраканский Обзор (SBS), являясь продолжением Маркаряновского обзора, содержит галактики более слабых звездных величин и охватывает приблизительно 991 квадратный градус Северного неба [7]. В этой области неба Степняном [7] отождествлены 1865 галактик, из которых 188 являются объектами Маркаряна. Область неба, покрытая SBS, полностью представлена в каталоге галактик и скоплений галактик Цвикки [11]. Так как в работах [4,8] уже исследована связь галактик Маркаряна со скоплениями Цвикки, в настоящей работе из 1865 галактик SBS только 1677 были сравнены с этими скоплениями.

Мы отнесли галактику SBS к скоплению Цвикки, если она находилась внутри контура скоплений Цвикки и ее лучевая скорость была порядка лучевой скорости скопления. Вопрос позиционирования галактик SBS внутри контуров скоплений Цвикки решался автоматическим путем, сопоставлением координат галактик с имеющимися в Бюраканской обсерватории компьютерными изображениями соответствующих скоплений. Из исследованных 1677 галактик SBS 892 находятся внутри контуров скоплений Цвикки. Для 811 галактик, из 892 объектов отождествленных внутри контуров скоплений, лучевые скорости представлены в [7]. Дополнительно для 25 галактик лучевые скорости взяты из пятого выпуска Слоановского Цифрового Обзора Неба (DR5 SDSS). В итоге внутри контуров скоплений Цвикки отождествлены 836 галактик SBS с измеренными лучевыми скоростями. Окончательная выборка 836 галактик использована для исследования их физического совпадения со скоплениями. Из прежних исследований известно, что в некоторых случаях лучевые скорости реальных членов скоплений могут отличаться от средней скорости скопления до 5000 км/с [12]. Однако мы решили считать галактику реальным членом скопления, если ее лучевая скорость отличается от скорости скопления меньше чем на 2000 км/с [13,14]. Когда разница скоростей галактики и скопления была в пределах  $2000 \text{ км/с} \leq \Delta V \leq 4000 \text{ км/с}$ , было принято, что галактика SBS является вероятным членом скопления. Когда же разница этих скоростей превышала 4000 км/с - мы посчитали, что имеется случай проекции галактики на скопление. Отметим, что измерения лучевых скоростей некоторых скоплений

основаны на измерениях лучевой скорости одной галактики, входящей в их состав. Если эта единственная галактика является объектом типа cD в скоплении типа IBM, то измеренная скорость скопления не вызывает сомнения. Но в других случаях точность определения лучевой скорости скопления зависит от числа составных галактик с известными лучевыми скоростями. Обычно принимается, что скорость скопления достоверна, если она измерена с помощью лучевых скоростей 2-3 ее членов. В тех случаях, когда есть сомнение о принадлежности галактики SBS к скоплению (когда галактика SBS - единственный объект в скоплении с измеренной скоростью), то мы подвергаем это проверке, измеряя на голубых копиях Второго Паломарского Обзора Неба угловой диаметр галактики SBS и сравнивая его со средним диаметром 10 галактик вероятных членов скоплений. Было принято, что галактика SBS является членом скопления, если ее диаметр и средний диаметр 10 соседних галактик удовлетворяют условию:

$$0.5 d_{SBS} \leq d \leq 2 d_{SBS} ,$$

где  $d_{SBS}$  - диаметр галактики SBS, а  $d$  - средний диаметр 10 соседних галактик.

Из 892 галактик, отождествленных внутри контуров скоплений Цвикки, 673 (более 75%) проецированы на 40 близких скоплениях (near), 108 на 39 скоплениях среднего расстояния (MD), 94 на 47 далеких (D) скоплениях, 67 галактик на 45 очень далеких (VD) и 89 на 72 чрезвычайно далеких (ED) скоплениях. В 128 случаях одна и та же галактика проецирована на два скопления (одно из которых обычно является близким скоплением) и в 6 случаях на три скопления одновременно. Для близких скоплений Цвикки лучевые скорости, в основном, взяты из работы Баези-Пилластрини и др. [15], а для скоплений других классов расстояния, в основном из работ [16-28]. В работе [15] собрана вся информация о лучевых скоростях близких скоплений Цвикки, а также о скоростях групп галактик переднего и заднего фона для данного скопления. В [15] для части близких скоплений лучевая скорость имеет лишь одно значение, для других скоплений приведены два или более значений лучевых скоростей. Есть также скопления без измеренных скоростей. Для части скоплений приведены также лучевые скорости проецированных на них групп галактик. Галактики SBS отождествлены со всеми этими случаями, и поэтому ниже составлены примеры для каждой отдельной таблицы, где собраны все вышеупомянутые случаи. А общий вид табл. 1-7 см.: <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/cat?VII/251>.

Table 1

ZW Cluster	Cluster Type	$V$ (cl) (km/s)	$n$	SBS	$V$ (sbs) (km/s)	Notes
1	2	3	4	5	6	7
0739.8+4949	m.c.	6710*	5+3	0744+502	6450	-
0810.1+5813	m.c.	7945	56	0805+577	8130	A0634, see Tab2

Table 2

ZW Cluster	Cluster Type	$V(\text{cl})$ (km/s)	$n$	SBS	$V(\text{sbs})$ (km/s)	Notes	
1	2	3	4	5	6	7	
0733.4+6102	A	m.c.	6100*	4+8	0743+591B 0748+608	6390 5790	see Tab.7

Table 3

ZW Cluster	$V(\text{cl})$ (km/s)	$n$	$V$ (km/s) F. or B. group	N(gr.)	SBS	$V(\text{sbs})$ (km/s)	Notes
1	2	3	4	5	6	7	8
0756.1+5616	A	5800	3	3214	1	0754+570	3480
	B	8900*	7+19	13910*	1+4	0749+568A	14940*

Table 4

ZW Cluster	Cluster distance class	Cluster Type	SBS	$V(\text{sbs})$ (km/s)	d	$\langle d \rangle (\sigma)$	Notes
1	2	3	4	5	6	7	8
0814.8+5648	Near	m.c.	0816+581	7740	0.19	0.15(0.05)	
0915.6+5258	MD	open	0916+534	27210	0.17	0.12(0.04)	

Table 5

ZW Cluster	Cluster Type	$V(\text{cl})$ (km/s)	$n$	SBS	$V(\text{sbs})$ (km/s)	Notes
1	2	3	4	5	6	7
1012.8+5337	open	13067*	8+12	0958+548 1000+536	16920 10110	A927

Table 6

ZW Cluster	Cluster distance class	$V(\text{Cl})$ (km/s)	$n$	SBS	$V(\text{SBS})$ (km/s)	Notes
1	2	3	4	5	6	7
0829.6+5245	Near	4830	3	0828+525 0829+525	9120 12990	

Table 7

ZW Cluster	Cluster distance class	$V(\text{Cl})$ (km/s)	$n$	SBS	$V(\text{sbs})$ (km/s)	Notes
1	2	3	4	5	6	7
0733.4+6102	A	6100*	4+8	0745+598	21000	
	B	9160*	3+2	0749+602	27660	

3. *Описание таблиц.* Ниже приведены описания каждой таблицы:

*Таблица 1.* В этой таблице собраны случаи, когда галактика SBS является реальным членом скопления Цвикки с единственным значением лучевой скорости, которая определена по лучевым скоростям более одного (считая галактику SBS) члена скопления. Таблица содержит следующую информацию:

Колонка 1: Название скопления Цвикки в J1950 координатах.

Колонка 2: Тип скопления.

Колонка 3: Гелиоцентрическая лучевая скорость скопления. Лучевые скорости скоплений, которые пересчитаны, принимая во внимание лучевую скорость галактики SBS, отмечены знаком (\*). В тех случаях, когда для одного и того же скопления известно более чем одно значение лучевой скорости, разница между которыми меньше чем 2000 км/с, средняя лучевая скорость скопления была пересчитана.

Колонка 4: Число галактик, лучевые скорости которых использованы для вычисления приведенных в колонке 3 средних скоростей.

Колонка 5: Название галактики SBS.

Колонка 6: Гелиоцентрическая лучевая скорость галактики SBS.

Колонка 7: Примечания. Даны названия скоплений Эйбела (A) [21], которые совпадают с соответствующими скоплениями Цвикки, а так же ссылки на другие таблицы, где приведены данные о соответствующей SBS галактике.

*Таблица 2.* В данной таблице собраны случаи, когда скопление Цвикки имеет два и более, отличающихся более чем на 2000 км/с, значения средней лучевой скорости. Галактика SBS является реальным членом одной из подсистем. Таблица содержит следующую информацию:

Колонка 1: Название скопления Цвикки и его подсистем.

Колонка 2: Тип скопления.

Колонка 3: Гелиоцентрическая лучевая скорость для каждой подсистемы скопления. Лучевые скорости подсистем, которые пересчитаны, принимая во внимание лучевую скорость галактики SBS, отмечены знаком (\*).

Колонки 4-7: Приведена та же информация, что и в соответствующих колонках табл. 1.

*Таблица 3.* В этой таблице собраны случаи, когда галактика SBS является членом реальной группы галактик проецированной на скопления Цвикки. Все эти группы взяты из заметок работы [15]. Таблица содержит следующую информацию:

Колонка 1: Название скопления или подгруппы, на которых проецирован передний или задний план группы галактик.

Колонка 2: Гелиоцентрическая лучевая скорость для скопления или подсистемы скопления. Пересчитанные скорости отмечены знаком (\*).

Колонка 3. Число галактик, лучевые скорости которых использованы

для вычисления приведенных в колонке 2 средних скоростей.

Колонка 4. Гелиоцентрическая лучевая скорость для проецированных групп. Лучевые скорости групп, которые пересчитаны, принимая во внимание лучевую скорость галактики SBS, отмечены знаком (\*).

Колонки 5-8: Приведена та же информация, как в колонках 4-7 табл.1.

*Таблица 4.* Эта таблица содержит случаи, когда галактика SBS единственный объект с измеренной скоростью в скоплении. Принадлежность галактики SBS к скоплению была тестирована с помощью вышеприведенного критерия диаметров. Таблица содержит следующую информацию:

Колонка 1: Название скопления.

Колонка 2: Класс расстояния скопления.

Колонка 3: Тип скопления.

Колонки 4 и 5 являются теми же, что и колонки 5 и 6 табл.1.

Колонка 6: Диаметр галактики SBS.

Колонка 7: Средний диаметр со стандартным отклонением 10 соседних галактик.

Колонка 8. Примечания.

*Таблица 5.* В этой таблице собраны случаи, когда галактика SBS является вероятным членом скопления Цвикки ( $2000 \text{ км/с} \leq \Delta V \leq 4000 \text{ км/с}$ ). Она содержит следующую информацию:

Колонка 1: Название скопления или его подсистемы.

Колонка 2: Тип скопления.

Колонка 3: Гелиоцентрическая скорость скопления.

Колонки 4-7: Те же, что и колонки 4-7 табл.1.

*Таблица 6.* Эта таблица содержит случаи, когда галактика SBS проецирована на скопление ( $V > 4000 \text{ км/с}$ ).

Колонка 1: Название скопления или его подсистемы.

Колонка 2: Класс расстояния скопления.

Колонки 3-7: Те же, что соответствующие колонки в табл.1.

*Таблица 7.* В этой таблице собраны все случаи, когда галактики SBS находятся внутри контура скопления Цвикки, но лучевая скорость скопления или галактики, или обоих вместе, неизвестны. Эта таблица содержит следующую информацию:

Колонки 1, 2, и 3 те же, что и соответствующие колонки в табл.6.

Колонки 4-6: Те же, что и колонки 5-7 табл.6.

#### 4. Замечания:

1. Галактики SBS 0805+577, SBS 0806+573, SBS 0806+579A, SBS 0806+579B принадлежат двум скоплениям Цвикки: ZWCl 0810.1+5813 (см. табл.1) и ZWCl 0756.1+5616B (см. табл.2). Не исключено, что скопление ZWCl 0810.1+5813 является подсистемой скопления ZWCl 0756.1+5616.

2. Галактики SBS 1212+601 A и SBS 1212+601B проецированы на

близкое скопление ZWCl 1211.4+601 (по Эйбелу A1507 [21]), а галактика SBS1145+549 процирована на близкое скопление ZWCl 1144.6+5452 (по Эйбелу A1383 [20,21]). Согласно [11] для близких скоплений лучевые скорости  $V_{Near} < 15000$  км/с. Но по [22]  $V_{A1507} = 18107$  км/с, а  $V_{A1383} = 17898$  км/с, которые согласно [11] соответствуют скоплениям средних расстояний ( $15000 \text{ км/с} < V_{MD} < 30000 \text{ км/с}$ ). Лучевые скорости вышеотмеченных трех галактик соответствуют скоплениям Эйбела, но не удовлетворяют условию расстояний Цвикки, поэтому эти галактики мы включили в табл.7, считая их проецированными на скопления Цвикки.

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

## ON THE RELATION OF SECOND BYURAKAN SURVEY GALAXIES WITH ZWICKY CLUSTERS. I. DATA

M.V.GYULZADIAN, A.R.PETROSIAN

In the same area covered by Second Byurakan Survey (SBS) and CGCG, there are 1677 SBS galaxies of which 892 are positioned inside the contours of Zwicky clusters. Data on these galaxies and respective clusters are presented in different Tables, according to whether they are galaxies which are members of clusters or their substructures, or are probable or possible members. Projected cases are considered separately.

Key words: *SBS galaxies - clusters of galaxies*

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.Dressler, I.Smail, B.M.Poggianti et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **122**, 51, 1999.
2. J.A.Rose, A.E.Gobe, N.Caldwell, B.Chabyer, *Astron. J.*, **121**, 793, 2001.
3. N.Caldwell, J.A.Rose, *Astron. J.*, **113**, 492, 1997.
4. A.R.Petrosian, M.Turatto, *Astron. Astrophys.*, **163**, 26, 1986.
5. B.E.Markarian, V.A.Lipovetskii, J.A.Stepanian, *Astrophysics*, **17**, 321, 1981.
6. M.A.Kazarian, G.V.Petrosian, *Astrophysics*, **48**, 344, 2005.
7. J.A.Stepanian, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, **41**, 155, 2005.

8. *A.R.Petrosian, M.Turatto*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **65**, 349, 1986.
9. *M.A.Kazarian, J.R.Martirosian*, *Astrophysics*, **46**, 164, 2003.
10. *A.R.Petrosian, R.Allen, C.Leitherer et al.*, *Astron. J.*, **125**, 86, 2003.
11. *F.Zwicky, E.Herzog, P.Wild et al.*, *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies*, vol.1-6 (California, Institute of Technology, Pasadena), 1961-1968 (CGCG).
12. *S.A.Gregory*, *Astrophys. J.*, **199**, 1, 1975.
13. *T.C.Beers, M.J.Geller, J.P.Huchra et al.*, *Astrophys. J.*, **283**, 33, 1983.
14. *M.C.Fleenor, J.A.Rose, W.A.Christiansen et al.*, *Astron. J.*, **131**, 1280, 2006.
15. *G.C.Baiesi-Pillastrini, G.G.C.Palumbo, G.Vettolani*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **56**, 363, 1984.
16. *T.S.Fetisova*, *Sov. Astron.*, **25**, 647, 1981.
17. *T.W.Noonan*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **45**, 613, 1981.
18. *C.L.Sarazin, H.J.Rood, M.F.Struble*, *Astron. Astrophys.*, **108**, L7, 1982.
19. *G.O.Abell*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **3**, 211, 1958.
20. *M.Kalinkov, I.Valtchanov, I.Kuneva*, *Bul. Inf. CDS*, **49**, VII201, 1998.
21. *I.Appenzeller, I.Thiering, F.ZicGraf et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **117**, 319, 1998.
22. *M.F.Struble, H.J.Rood*, *Astron. J.*, **125**, 35, 1999.
23. *A.K.Romer, R.C.Nichol*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **126**, 209, 2000.
24. *I.Appenzeller, I.Thiering, F.ZicGraf et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **134**, 179, 2001.
25. *C.R.Mullis, B.R.McNamara, H.Quintana et al.*, *Astrophys. J.*, **594**, 154, 2003.
26. *P.Popesso, H.Bohringer, J.Brinkmann et al.*, *Astron. Astrophys.*, **423**, 449, 2004.
27. *P.A.Lopes, R.R. de Carvalho, S.G.Djorgovski et al.*, *Astron. J.*, **128**, L1017, 2004.
28. *P.Popesso, A.Biviano, H.Bohringer, M.Romaniello*, *Astron. Astrophys.*, **461**, 397, 2007.

ВИХРЕВОЙ МЕХАНИЗМ КОЛЛИМАЦИИ И  
УСКОРЕНИЯ ДЖЕТОВ

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 21 ноября 2007

Принята к печати 10 апреля 2008

Предлагается вихревой механизм коллимации и ускорения астрофизических струйных течений на основе точных решений гидродинамических уравнений в однородном гравитационном поле с учетом вязкости. Рассмотрены профили скоростей, которые представляют структуру струи с однородно вращающимся стволом с понижающимся со временем давлением, продольным и сходящимся радиальным потоками вещества. Из-за радиального потока угловая скорость ствола и скорость продольного течения вещества могут ускоряться экспоненциально или по закону "взрывной" неустойчивости. Такие течения имеют небольшую диссипацию энергии и могут служить своеобразными каналами для ускорения и коллимации струйных извержений из молодых звезд, а также из ядер активных галактик и квазаров.

Ключевые слова: *вихри: струи: коллимация: вязкость: гидродинамика*

1. *Введение.* Струйные извержения - частое явление в астрофизике. Объекты разных размеров и природы - от молодых или очень старых звезд до активных ядер галактик и квазаров связаны со струями вещества (джеты) разной степени коллимации. Геометрический размер этих струй изменяется от нескольких сот астрономических единиц до сотен килопарсек.

Извержения от молодых звездных объектов - неотъемлемая часть процесса формирования звезд, которая длится порядка  $10^5$  лет, в течение которого интенсивная потеря массы происходит в форме многократных, как правило, струйных извержений. Степень коллимации этих струй уменьшается с их возрастом, т.е. с удалением от их источников. Струи имеют скорости в сотни километров в секунду из звезд малых масс и порядка  $10^3$  км/с - от источников высокой яркости, типа O, B и A-звезд. Плотность частиц в струях составляет  $10^2 + 10^5$  см<sup>-3</sup>, а процент ионизации ниже, чем 1+10% [1].

Многие квазары и ядра активных галактик в наблюдениях в радио, оптическом и рентгеновском диапазонах излучения представляются как яркие компактные источники, от которых исходят одиночные или биполярные тонкие струи.

Вопросы происхождения струй и механизмы их образования не поняты до конца (см. обзор [2]). Сильная коллимация струй, с учетом частичной ионизованности извергаемого вещества, связывается с магнитным полем. Механизм магнитной коллимации, предложенный Бисноватым-Коганом и

др. [3], основан на начальном разделении заряда, которое приводит к осциллирующему продольному электрическому току, создающему азимутальное магнитное поле, предотвращающее расширение струи. Магнитное поле определяет направление струи, а осевой ток может стабилизировать удлинненную форму струи на больших расстояниях от источника [4-10].

Однако магнитный механизм не может объяснить феномен коллимации и ускорения струй, если вещество, из которого состоит струя, является электрически нейтральным. Так, наблюдения в миллиметровом диапазоне длин волн СО обнаружили свыше 50 аксиально-симметричных, двунаправленных *молекулярных струй* со скоростями 3-100 км/с [11-13]. Для объяснения столь больших скоростей молекулярного вещества была выдвинута идея о том, что высокоскоростные струи, изверженные молодыми звездами, взаимодействуют с окружающим молекулярным газом и ускоряют их. Этим объясняется существование высокоскоростных молекулярных потоков в медленно перемещающейся среде. Примером тому служат так называемые молекулярные "пули", наблюдаемые в струйных течениях, таких как в L1448C, IRAS03282 и HH111.

Существует и проблема ускорения вещества в джетах, так как даже релятивистские частицы, выбрасываемые из центрального источника, очень быстро теряют энергию. Следовательно, должен существовать некий механизм ускорения частиц в струе.

В работах [14-16] было показано, что в несжимаемой или сжимаемой среде, в присутствии гравитационного поля, существует простой механизм формирования нестационарного вихря с продольным потоком вещества.

В настоящей работе в рамках простой модели несжимаемой жидкости предлагается вихревой механизм коллимации и ускорения вещества в струйных течениях, аналогично атмосферным вихрям типа торнадо [17].

2. *Модель нестационарного вихря.* Пусть из молодой звезды (ядро активной галактики), окруженной аккреционным диском поверхностной плотности  $\sigma$ , истекает вещество вдоль оси  $Z$  в виде цилиндрического облака со скоростью  $u$ , превышающей параболическую. Рассмотрим динамику этой струи в гравитационном поле диска

$$g = 2\pi G\sigma. \quad (1)$$

Уравнения аксиально-симметрического течения вязкой несжимаемой среды в цилиндрических координатах представим в виде:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \left( \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \right) = \nu \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - gz + \nu \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

где  $v_r$ ,  $v_\varphi$  - радиальная и азимутальная компоненты гидродинамической скорости  $v$ ;  $\nu$  - коэффициент кинематической вязкости,  $P$  - давление в струе. Заметим, что в приведенных уравнениях из-за аксиальной симметрии задачи отброшены члены, содержащие производные по азимутальной координате  $\varphi$ , по  $z$  (кроме давления и  $v_z$ ), а также предполагается  $v_z = v_z(z, t)$ .

Равновесное состояние струи при  $v_r = v_\varphi = 0$ ,  $v_z = u$  описывается уравнением (4), которое в предположении  $u = \text{const}$  дает:

$$P^0(z) = P^0(0) - \rho gz. \quad (6)$$

Представляя теперь

$$P = P^0(z) + P(r, t), \quad v_z = u + v_z(z, t), \quad (7)$$

где  $P(r, t)$  - возмущенное гидродинамическими течениями давление в струе, и учитывая (7) в уравнении (4), получим

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + u \frac{\partial v_z}{\partial z} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}. \quad (4a)$$

Очевидно, это (так же как (2), (3)) есть уравнение движения в сопутствующей, т.е. движущейся со струей, системе координат.

Предположим теперь, что в некоторой части струи имеется слабое вращение. Пусть в цилиндрической области с радиусом  $r_0$  вращение имеет твердотельный характер, а вне нее - дифференциальный. Конкретнее, пусть в момент  $t=0$  азимутальная скорость в указанной части струи выражается формулой [18,19]

$$v_\varphi = \begin{cases} \Omega r, & r \leq r_0, \\ \Omega r_0^2 / r, & r > r_0. \end{cases} \quad (8)$$

Нижнее основание этой области в момент  $t=0$  выберем за начало координат:  $z=0$ .

В случае  $v_r = 0$ , уравнения (2) и (3) дают:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{v_\varphi^2}{r}, \quad \frac{\partial v_\varphi}{\partial t} = \nu \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \right). \quad (9)$$

Правая сторона второго уравнения (9) с учетом профиля азимутальной скорости (8) тождественно обращается в нуль. Второе уравнение дает возмущение давления в вихре:

$$P = \begin{cases} P_c + \rho \Omega^2 r^2 / 2, & r \leq r_0, \\ -\rho \Omega^2 r_0^4 / 2r^2, & r > r_0, \end{cases}$$

где  $P_c$  - возмущение давления на оси ствола, а на большом расстоянии от него стремится к нулю.

В результате понижения давления в области ствола вихря возникнет всасывающий эффект, создающий в сопутствующей системе отсчета продольный поток вещества вдоль ствола, скорость которого представим в виде

$$v_z = \begin{cases} v_{z0} + \alpha z, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0. \end{cases} \quad (11)$$

Размер ствола вихря  $r_0$  меньше радиуса  $R$  цилиндрического потока вещества, но предположим, по величине порядка  $R$ :  $r_0 \sim R$ .

Из уравнения непрерывности (5) следует, что возникновение продольного потока (11) вызывает сходящийся к стволу радиальный поток вещества, профиль скорости которого выражается формулой:

$$v_r = \begin{cases} -\frac{\alpha}{2} r, & r \leq r_0, \\ -\frac{\alpha}{2} \frac{r_0^2}{r}, & r > r_0, \end{cases} \quad (12)$$

где постоянная интегрирования для скорости во внешней области вихря была определена из требования непрерывности  $v_r$  на границе  $r = r_0$ .

Радиальный поток (12), перенеся из наружной области угловой момент и энергию, ускоряет вращение ствола вихря и перемещает его основание вниз, в сторону источника (область отрицательных значений  $z$ ).

Параметр  $\alpha$  имеет размерность обратной времени и представляет градиент скорости продольного потока вдоль ствола вихря. Он может быть величиной постоянной, либо меняться со временем.

Независимо от вида функции  $v_r$  из уравнения (3) с учетом (8) следует, что в области ствола ( $r \leq r_0$ ) конвективные и кориолисовы силы слагаются, а во внешней области вихря ( $r > r_0$ ) компенсируют друг друга. Это приводит к следующему уравнению для угловой скорости вращения вихря:

$$\frac{d\Omega}{dt} = \begin{cases} \alpha\Omega, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0, \end{cases} \quad (13)$$

откуда следует, что угловая скорость  $\Omega$  меняется со временем в области ствола вихря, а внешняя область ( $r > r_0$ ) продолжает вращаться с начальной угловой скоростью  $\Omega_0$ . Следовательно, в формулах (8), (10) во внешней области вихря следует положить  $\Omega = \Omega(0) = \Omega_0$ . С учетом этого из (10) условие непрерывности давления на поверхности ствола дает возмущенное давление на оси ствола вихря:

$$-P_c = \rho \left[ \Omega^2(t) + \Omega_0^2 \right] r_0^2 / 2, \quad (14)$$

что указывает на нарастание со временем перепада давления на ось вихря

по закону  $\Omega^2(t)$ .

Скорости (8), (11), (12) тождественно зануляют вязкие члены в уравнениях (2)-(4). В то же время диагональные компоненты вязкого тензора напряжений отличны от нуля, что приводит к следующей мощности диссипации кинетической энергии на единицу длины:

$$\frac{dE_k}{dt} = -4\pi\nu\rho r_0^2 \left\{ \Omega_0^2 + \frac{3}{2} \alpha^2 \right\}. \quad (15)$$

При  $\alpha = \text{const}$  для зависимости угловой скорости ствола из (13) получаем:

$$\Omega(t) = \Omega_0 e^{\alpha t}, \quad (16)$$

т.е. экспоненциальное нарастание со временем.

Принимая  $\alpha = \Omega$ , в уравнении (13) получаем решение типа "взрывной" неустойчивости

$$\Omega(t) = \frac{\Omega_0}{1 - \Omega_0 t}, \quad (16a)$$

- за конечный промежуток времени  $t_0 = 1/\Omega_0$  угловая скорость ствола вихря формально стремится в бесконечность.

Описанные нестационарные процессы относятся лишь к области ствола вихря  $r < r_0$ , тогда как во внешней области  $r > r_0$  угловая скорость остается неизменной. В результате на границе  $r = r_0$  возникает скачок азимутальной скорости, который со временем нарастает, а давление на оси - убывает экспоненциально. Диссипация же кинетической энергии (15) не зависит от времени (в случае показательной неустойчивости) и определяется только значением угловой скорости вращения вихря  $\Omega_0$  в начальный момент его образования. Так что в рассматриваемом вихревом движении диссипация остается малой, несмотря на быстрый рост угловой скорости ствола.

Тангенциальный скачок азимутальной скорости на границе ствола в рассмотренных нами случаях равен:

$$V(t) = [\Omega(t) - \Omega_0] r_0 = \begin{cases} v_0 (e^{\alpha t} - 1), \\ v_0 \Omega_0 t / (1 - \Omega_0 t), \end{cases} \quad (17)$$

где  $v_0 = \Omega_0 r_0$  - скорость вращения поверхности ствола в начальный момент времени.

Скачок же продольной скорости определяется формулой (11).

**4. Неустойчивость тангенциального разрыва скорости на границе ствола.** Как известно [20], поверхности с тангенциальным скачком скорости неустойчивы к поверхностным возмущениям. Рассмотрим двумерное течение несжимаемой среды с разрывами скорости:

$$[v_x] = V, \quad [v_z] = v_{z0} + \alpha z = U \quad \text{или} \quad [v] = w \quad (18)$$

в плоскости  $XZ$  (участок поверхности ствола с осью  $Z$ , параллельной оси струи).

Будем исследовать локальную неустойчивость тангенциального разрыва скоростей (18), т.е. считать размеры участка изучаемой поверхности много меньше соответствующих размеров ствола, а также периоды и инкремент роста возмущений много меньше характерного времени роста угловой скорости. Тогда в линейном приближении легко получить дисперсионное уравнение возмущений

$$\zeta(r, t) = \zeta_0 e^{-k|y|} \exp\{ik_x x + ik_z z - i\omega t\} \quad (19)$$

поверхности разрыва в виде:

$$(\omega - kv)^2 + \omega^2 + i\nu k^2(2\omega - kv) = 0, \quad (20)$$

где  $k^2 = k_x^2 + k_z^2$  - квадрат модуля волнового вектора,  $\omega$  - частота возмущений, ось  $Y$  направлена по нормали к поверхности разрыва в сторону ствола вихря,  $\zeta$  - смещение частиц плоскости разрыва по оси  $Y$ .

Решение дисперсионного уравнения имеет вид:

$$\omega_0(k) = \operatorname{Re} \omega = kv/2, \quad \gamma(k) = \operatorname{Im} \omega = \left[ \sqrt{(k^2 v^2 + \nu^2 k^4) - \nu k^2} \right] / 2. \quad (21)$$

Отдельно рассмотрим эффекты неустойчивости в двух предельных случаях - коротковолновых и длинноволновых возмущений.

*Длинноволновые* - это возмущения с длиной волны порядка продольных размеров ствола:  $k \rightarrow 0$ . Очевидно, они могут возникать лишь в продольных  $z$ -возмущениях, и вызваны скачком скорости потока вещества (11). Инкремент продольных возмущений с частотой  $\omega_0 = k_z U/2$  в области  $k_z \ll U/\nu$  равен

$$\gamma_z \approx Uk_z/2 = (\nu z_0 + \alpha z)k_z/2. \quad (22)$$

Следовательно, неустойчивость длинноволновых возмущений вида

$$\zeta(z, t) = \zeta_0 e^{\gamma_z t} \exp\{ik_z z - i\omega t\}, \quad (23)$$

в произвольной точке, с координатой  $z$  поверхности ствола, приводит к нарастанию амплитуды колебаний частиц со временем по закону

$$\zeta_0 e^{\gamma_z t} = \zeta_0 \exp\left\{ \frac{k_z (\nu z_0 + \alpha z)}{2} t \right\} \quad (24)$$

- для вихрей с показательным законом ускорения ствола ( $a = \text{const}$ ), и по закону

$$\zeta_0(t) \approx \zeta_0 \exp\left\{ k_z z \frac{\Omega_0 t}{2(1 - \Omega_0 t)} \right\} \quad (24a)$$

- для вихрей с "взрывной" неустойчивостью. Это приведет к дроблению ствола вихря на продольные фрагменты на больших расстояниях от источника, где инкремент достигает больших значений.

*Коротковолновые возмущения* характеризуются частотой  $Vk/2$ , имеют длину волны намного меньше радиуса ствола ( $kr_s \gg 1$ ), и возникают в

возмущениях, распространяющихся как по азимуту ( $x$ -возмущения), так и вдоль ствола ( $z$ -возмущения). Из (21) следует, что инкремент коротковолновых возмущений имеет максимум при  $k \rightarrow \infty$ , равный

$$\gamma_{\infty} = w^2/v = (V^2 + U^2)/v. \quad (25)$$

С учетом (17) и (25), для временной зависимости амплитуды поверхностных возмущений (19) в плоскости  $y=0$ , в начальной стадии развития неустойчивости, в течение временного интервала  $t \ll 1/\alpha$ , для вихря как с показательным, так и "взрывным" законами развития неустойчивости получаем:

$$\zeta(t) \approx \zeta_0 e^{\gamma t} \sim \zeta_0 \exp\left\{\frac{v_0^2 \alpha^2}{2v} t^3\right\}. \quad (26)$$

То есть в начальной стадии развития неустойчивости, в обоих случаях, максимальный рост амплитуды со временем происходит по закону  $\zeta(t) \sim \zeta_0 \exp(t^3)$ , который намного превосходит темп роста длинноволновых возмущений. Заметим, что в формуле (26) мы пренебрегли членами, содержащими  $U^2$ , как малые. Действительно, как следует из формулы (11), координата зависит от времени по закону  $z = z_0 e^{\alpha t}$ , которая в течение временного интервала  $t \ll 1/\alpha$  меняется мало:  $z = z_0(1 + \alpha t)$ , т.е. скачок продольной скорости в амплитуде коротковолновых возмущений дает вклад порядка  $\exp(t^2)$ .

В невязкой жидкости ( $\nu = 0$ ) возмущения поверхности с тангенциальным разрывом скорости, в начальной стадии развития, характеризуются значениями инкремента:

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp\left\{\frac{1}{2} v_0 \alpha k t^2\right\} \quad (27)$$

- для вихря с показательным законом ускорения ствола ( $a = \text{const}$ ), и

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp\left\{\frac{1}{2} \Omega_0 v_0 k t^2\right\} \quad (27a)$$

- для вихря с "взрывной" неустойчивостью (при  $\Omega_0 t \ll 1$ ).

Известно, что максимальный инкремент возмущений слоя достигается в области длин волн порядка его толщины  $\ell: k_m \approx 1/\ell$ . В случае поверхностных волн это есть слой толщиной  $\ell \approx 2\zeta(t): k_m \approx 1/2\zeta(t)$ . Учитывая это в (27), получаем

$$\ln \frac{\zeta(t)}{\zeta_0} \approx \frac{a v_0 t^2}{2\zeta(t)}, \quad (28)$$

откуда следует, что  $\zeta(t)$  меняется со временем приблизительно по закону  $t^2/\ln t$ .

Следовательно, на поверхности ствола вихря образуется переходной турбулентный слой толщины  $2\zeta(t)$  с эффективным коэффициентом турбулентной вязкости, который в начальной стадии развития неустойчивости,

в случае  $\alpha = \text{const}$ , можно оценить как

$$v^*(t) \approx \zeta^2(t) \gamma(t) \approx \frac{1}{2} \alpha v_0 |\zeta(t)| t. \quad (29)$$

Коэффициент турбулентной вязкости растет со временем очень быстро ( $\sim t^3$ ), и может достичь больших значений ( $v^* \gg v$ ). Это приводит к интенсивной нелинейной диссипации нарастающих турбулентных возмущений в рассматриваемом слое и к переходу в состояние насыщения.

Насыщение турбулентных возмущений происходит тогда, когда рост кинетической энергии поверхностных волн за единицу времени  $\gamma \rho v^2/2$ , в результате неустойчивости тангенциального разрыва скорости, становится по порядку величины равным мощности диссипации турбулентной энергии в единице объема  $\rho v^3/\ell$  (см. [20]). В приведенных оценочных формулах  $v \sim d|\zeta(t)|/dt$  - есть скорость турбулентных пульсаций,  $\ell \sim |\zeta(t)|$  - их характерный масштаб, и  $\gamma \sim \pi V/|\zeta|$  - максимальный инкремент неустойчивости. Из вышесказанного следует, что скорость турбулентных пульсаций практически совпадает с тангенциальным скачком скорости:  $v(t) \approx V(t)$ .

С другой стороны, угловое ускорение вращения ствола вихря прекратится, когда азимутальная скорость  $v_\varphi(t) = r_0 \Omega(t)$  и скачок тангенциальной скорости  $V(t)$  достигнут значений скоростей, близких к скорости звука  $c_s$ . Характерное время этого процесса, согласно (16), равно

$$t_{max} \approx \frac{1}{\alpha} \ln \left[ \frac{c_s}{v_0} \right]. \quad (30)$$

Таким образом,  $v_{max} \approx c_s$  и  $\gamma_{max} \approx \pi c_s / \zeta_{max}$ , где  $\zeta_{max}$  определяется уравнением (28):

$$\ln \frac{\zeta_{max}}{\zeta_0} \approx \frac{\alpha v_0 t_{max}^2}{2 \zeta_{max}}. \quad (31)$$

В режиме "взрывного" ускорения вращения вихря в выражениях (21)-(31)  $\alpha$  следует заменить на  $\Omega_0$ , а значение  $t_{max}$  при  $v_0 \ll c_s$  брать как  $t_{max} \approx 1/\Omega_0$ .

5. *Структура и эволюция вихря.* Для первых производных возмущения давления по  $r$  и  $z$ , из (2), (4а) с учетом (11), (12), при условии  $\alpha = \text{const}$ , т.е.  $\Omega(t) = \Omega_0 \exp(\alpha t)$ , находим

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \begin{cases} \rho r [\Omega^2(t) - \alpha^2/4], & r \leq r_0 \\ \frac{\rho r_0^4}{r^3} [\Omega_0^2 + \alpha^2/4], & r > r_0 \end{cases} \quad (32)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \begin{cases} -\rho \alpha (u + \alpha z), & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0. \end{cases} \quad (33)$$

Заметим, что уравнения (32) и (33) указывают на существование нарастающих со временем скачков первых производных давления на границе ядра вихря  $r = r_0$ .

Для выяснения структуры вихря, проинтегрируем уравнения (32), (33) и с учетом (6) и (7) для полного возмущенного давления в вихре получим:

$$P(r, z, t) \sim \begin{cases} \frac{\rho r^2}{2} [\Omega^2(t) - \alpha^2/4] - \rho \bar{g} z - \rho \frac{\alpha^2}{2} z^2, & r \leq r_0, \\ -\frac{\rho r_0^4}{2r^2} [\Omega_0^2 + \alpha^2/4] - \rho g z, & r > r_0, \end{cases} \quad (34)$$

где  $\bar{g} = g + \alpha(v_{z0} + u)$ .

Пусть в момент образования вихря  $t=0$ , давление первоначально плоской поверхности, соответствующей основанию вихря  $z=0$ , равнялось  $P_0^0 = P_1(0)$ . В последующие моменты  $t>0$ , давление в этой поверхности из-за ее перемещения вдоль струи на расстояние  $ut$  в отсутствие вихревого движения менялось бы по закону  $P_1(t) = P_0^0 - \rho g u t$ . С учетом этого эволюция давления первоначально плоской поверхности, соответствующей основанию вихря в области ствола  $r \leq r_0$ , опишется уравнением:

$$z^2(r, t) + 2 \frac{\bar{g}}{\alpha^2} z(r, t) + \frac{v_0^2}{\alpha^2} \left[ \frac{\Omega^2(t)}{\Omega_0^2} - 1 \right] \left( 1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right) - 2 \frac{g u}{\alpha^2} t = 0, \quad (35)$$

а во внешней области вихря -

$$z(r, t) = z_0(t) - \frac{r_0^4}{2 g r^2} [\Omega_0^2 + \alpha^2/4] + u t, \quad (36)$$

где  $z_0(t)$  следует получить из условия непрерывности изобары на границе ствола. Из (35) находим координату пересечения изобары с поверхностью ствола вихря:

$$z(r_0, t) = -\frac{\bar{g}}{\alpha^2} \left[ 1 - \left[ 1 + 2\alpha^2 \frac{u g}{\bar{g}^2} t \right]^{1/2} \right]. \quad (37)$$

В результате, в течение временного интервала

$$t \ll \frac{\bar{g}^2}{2 g \alpha^2 u} \quad (38)$$

для  $z_0(t)$  получаем выражение:

$$z_0(t) \approx \frac{g}{\bar{g}} u t,$$

с учетом которого, форма изобары (36) во внешней области вихря выразится формулой

$$z(r, t) = \frac{g}{\bar{g}} u t + \frac{v_0^2 + \alpha^2 r_0^2/4}{2 g} \left( 1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right). \quad (39)$$

Координата точки изобары на оси ствола  $r=0$ , согласно (35), определится формулой

$$z(0, t) = -\frac{\bar{g}}{\alpha^2} \left[ 1 - \left[ 1 - \frac{v_0^2 \alpha^2}{\bar{g}^2} \left( \frac{\Omega^2(t)}{\Omega_0^2} - 1 \right) + 2\alpha^2 \frac{u g}{\bar{g}^2} t \right]^{1/2} \right], \quad (40)$$

которая в течение временного интервала (38), в случае степенной неустойчивости (16), принимает более простую форму для оценок:

$$z(0, t) \approx ut - \frac{u^2 + v_0^2 + v_{z0}^2}{g + \alpha(u + v_{z0})} \alpha t. \quad (41)$$

Второй член в правой части полученной формулы есть результат степенной неустойчивости вихря, в результате чего координата изобары на оси вихря  $z(0, t)$ , оставаясь отрицательной, растет по абсолютной величине. Получается воронка с более понижающимся давлением, которая со временем углубляется со скоростью

$$u_f = \alpha \frac{u^2 + v_0^2 + v_{z0}^2}{g + \alpha(u + v_{z0})}. \quad (42)$$

Вся эта картина переносится струей со скоростью  $u$  в область более низкого давления. В зависимости от того,  $g > g^*$  или нет, где

$$g^* = v_0^2 \alpha / u, \quad (43)$$

дно "изобарной" поверхности будет либо удаляться от источника ( $u_f < u$ ), либо приближаться к нему. В областях далеких от источника, где  $g \approx 0$ , дно воронки приблизится к диску с результирующей скоростью

$$\dot{z}(0, t) \sim v_0^2 / (u + v_{z0}). \quad (44)$$

Скорость же продольного потока вещества, относительно струи в сечении ствола вихря с координатой  $z$ , имеет значение  $v_z = \alpha z$ .

6. *Применение полученных результатов к астрофизическим струям.* Рассмотрим биполярные струи в объекте Хербига-Аро HH30

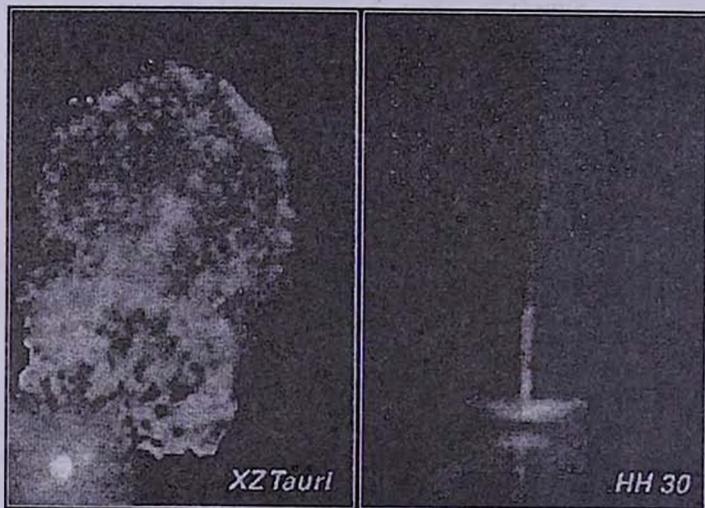


Рис.1. Извержение XZ Таурі и объект Хербига-Аро HH 30.

(рис.1). Центральный объект в этой системе, возможно, является протозвездой в солнечную массу (может и двойная система с легким компаньоном), который окружен расширяющимся аккреционным диском, диаметр которого - примерно 500 а.е. Вдоль оси симметрии объекта, перпендикулярно плоскости диска, наблюдаются тонкие двунаправленные струи, радиусы которых порядка 10 а.е. Скорость потока вещества в струях оценивается в 100 км/с и 300 км/с, соответственно. Джеты состоят в основном из нейтрального водорода с процентом ионизации 1-10%. Электронная концентрация оценивается порядка  $10^4 \text{ см}^{-3}$ , а температура  $\approx 10^4 \text{ К}$ . По этим данным можно оценить плотность частиц H1:  $n_H \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$  и величину скорости звука -  $c_s \approx 10 \text{ км/с}$ .

Пусть начальные значения азимутальной и радиальной скоростей вещества на границе ствола вихря, радиус которого примем  $r_0 \approx 5 \text{ а.е.}$ , примерно одинаковы:  $v_0 \approx \alpha r_0 / 2 \approx 0.1 \text{ км/с}$ , т.е.  $\Omega_0 \approx 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ ,  $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ . Тогда для времени ускорения поверхности ствола до скорости звука с помощью (30) получим оценку  $t_{max} \approx (1 + 2.3) 10^{11} \text{ с} \approx (3 + 7) 10^3 \text{ лет}$  - для "взрывного" и показательного законов ускорения, соответственно. Для оценки масштаба турбулентных пульсаций  $\zeta_{max}$  (толщины переходного слоя) примем величину смещения  $\zeta_0$  от поверхности ствола порядка длины свободного пробега частиц:  $\zeta_0 \approx 1/\pi r_H^2 n_H \approx 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см} = 10^{-2} \text{ а.е.}$  Тогда из формулы (31) получаем:  $\zeta_{max} \approx (0.5 + 0.8) \text{ а.е.}$  Максимальное значение коэффициента турбулентной вязкости в переходном слое при этом равно

$$v_{max}^* \approx \frac{1}{2} \alpha v_0 \zeta_{max} t_{max} \sim 10^{18} \text{ см}^2/\text{с}, \quad (45)$$

тогда как обычная кинематическая вязкость газа в струе намного меньше этого значения:

$$v \approx v_H \ell / 3 = \ell \sqrt{kT/3m_H} \sim 10^{16} \text{ см}^2/\text{с}, \quad (46)$$

где  $v_H$  - тепловая скорость атомов,  $\ell$  - длина их свободного пробега,  $k$  - постоянная Больцмана. Таким образом, на поверхности ствола вихря радиуса  $r_0$ , который вращается почти со скоростью звука  $v_{\phi max} = v_0 \exp[\gamma_{max} t_{max}] \sim c_s$ , из-за турбулентности появляется слой толщиной  $2\zeta_{max} \ll r_0$  с аномально высокой вязкостью  $v_{max} \gg v$ .

Образование переходного слоя на границе ствола вихря с интенсивными пульсациями скорости и давления препятствует росту кинетической энергии вихря, так как нарастающий со временем тангенциальный скачок скорости своей неустойчивостью уменьшает поступление вещества из окружающей среды, искажая непрерывную форму струи на больших расстояниях от источника.

То, что образование переходного турбулентного слоя меняет поле скоростей во внешней области вихря, легко показать, представляя азимутальную скорость вихря вне ствола в виде  $v_{\phi} = \Omega(r, t) r_0^2 / r$ . Тогда из (3), с учетом (12) и (16), получим уравнение относительно  $\Omega(r)$ ,

исчезающее в бесконечности решение которого выражается функцией Макдональда. В результате получаем следующую асимптотическую формулу:

$$v_{\varphi} \sim \left(\frac{r_0}{r}\right)^{r_0^2/4l^2} \frac{e^{-r/l}}{\sqrt{r/l}}, \quad (47)$$

которая описывает более быстрый, чем гиперболический, спад скорости вращения в области  $r \gg r_0$ . В полученной формуле  $l = \sqrt{v_{\max}^2/\alpha} \sim 3 \cdot 10^{14}$  см.

Оценим скорость диффузионного расширения струи, исходя из закона Фика для плотности диффузионного потока:  $n v_D = -(lv_H/3)(dn/dr)$ , где  $n$  - концентрация атомов,  $v_H$  - средняя тепловая скорость,  $v_D$  - скорость диффузии,  $l$  - длина свободного пробега. Считая, что на расстоянии 1 а.е. концентрация атомов уменьшается на три порядка, принимая значение концентрации окружающей среды, для скорости диффузии получим оценку:  $v_D \sim 0.1$  км/с, т.е. порядка скорости сходящегося радиального потока вещества в вихре. Поэтому, сходящийся радиальный поток в вихре играет также коллимирующую роль в динамике струи.

Оценим теперь скорость понижения дна изобарной воронки (42). Принимая скорость струи, после преодоления ею гравитации звезды, равной 20 км/с, а массу системы протозвезда - аккреционный диск порядка двух солнечных масс, получим:

$$g \approx 8.5 \cdot 10^{-6} \text{ см/с}^2, \quad g^* \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ см/с}^2, \quad u_f \approx 1.6 \cdot 10^6 \text{ см/с}.$$

При этих значениях параметров системы дно изобарной воронки уносится струей, удаляясь от источника со скоростью  $\sim 4$  км/с. В свою очередь, за время насыщения вихря  $t_{\max}$  дно воронки перемещается относительно струи на расстояние  $H \approx u_f t_{\max} \approx (1 + 3.7) \cdot 10^{17}$  см, т.е. порядка 0.1 пк. Получается как бы "вихревая волна", которая распространяется против течения струи, охватывая вихревым движением все новые ее участки.

Что касается возмущенной вихрем продольной скорости струи в области ствола, то она выражается формулами (7) и (11), которые на высоте  $H$  от уровня дна вихря дают:

$$U(H) = u + \alpha H. \quad (48)$$

Если скорость струи на уровне дна вихря принять равной 20 км/с, то на расстоянии 0.1 пк от него струя ускоряется вихрем до 80 км/с.

**7. Заключительные замечания.** Предложенный нами вихревой механизм может не только эффективно коллимировать, но, как видим, также ускорять струйные течения. Более того, такой вихрь может образоваться у поверхности источника извержения, и своим всасывающим эффектом способствовать удалению масс от него и сообщать им большие скорости, придавая им форму струи. С точки зрения этого механизма,

наблюдаемые высокие скорости струйных течений могут быть обусловлены именно действием вихрей. В последующих работах будут представлены количественные аргументы в пользу этого, а также будут рассмотрены более реалистические модели струйных течений.

Наличие аккреционного диска для формирования вихря не является обязательным. Его присутствие было учтено для более полного описания систем типа HH30. В иных случаях, особенно для джетов от квазаров и от активных ядер галактик, если даже дисковая компонента иногда и присутствует, но на динамику джетов никак не влияет. В этих случаях более важным, по-видимому, является эффект самогравитации материи джета, учет которого будет проведен нами в последующих работах этой серии.

Ереванский государственный университет,  
Армения, e-mail: mabr@bionet.am

## THE VORTICAL MECHANISM OF COLLIMATION AND ACCELERATION OF JETS

M.G.ABRAHAMYAN

The vortical mechanism of collimation and acceleration of astrophysical jet flows on the basis of exact solutions of the hydrodynamic equations in the homogeneous medium, taking into account viscosity is offered. The velocity profiles which represent structure of a stream with homogeneously rotating bulk sink with the pressure lowering on time, converging radial flow into the region of a bulk sink and longitudinal stream of matter are considered. Because of a radial flow angular velocity of a bulk sink and the pressure on the vortex axes can growth exponentially, or by the law of "explosive" instability. Such vortexes have a small dissipation of energy and can serve as original channels for acceleration and collimation of jet eruptions from young stars and also from nuclear of active galaxies and of quasars.

Key words: *vortex: jets: eruptions: collimation: viscosity: hydrodynamics*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Bally, J.Morse, B.Reipurth*, In.: Science with the Hubble Space Telescope - II. Eds.: P.Benvenuti, F.D.Macchetto, E.J.Schreier. The Birth of Stars: Herbig-Haro Jets, Accretion and Proto-Planetary Disks. 1996.
2. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, in L.Errico, A.A.Vittone, eds, Stellar Jets and Bipolar Outflows. Kluwer, Dordrecht, 1993, p.369.
3. *Г.С.Бисноватый-Коган, Б.В.Комберг, А.М.Фридман*, Астрон. ж., 46, 465, 1969.
4. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, Astrophys., 47, 404, 2004.
5. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 376, 457, 2007.
6. *Ya.N.Istomin, V.I.Pariev*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 281, 1, 1996.
7. *E.C.Ostriker, F.Shu*, Astrophys. J., 447, 813, 1995.
8. *M.A.S.G.Jorgensen, R.Ouyed, M.Christensen*, Astron. Astrophys., 379, 1170, 2001.
9. *R.C.Walker, J.M.Benson, S.C.Unwin et al.*, Astrophys. J., 556:756 È772, 2001.
10. *В.С.Бескин*, Осесимметричные стационарные астрофизические течения. Физматлит, М., 2005.
11. *C.J.Lada*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 23, 267-317, 1985.
12. *J.Cernicharo, B.Reipurth*, Astron. Astrophys., 313, 228, 1996.
13. *L.M.Chernin, C.R.Masson*, Astrophys. J., 443, 181, 1995.
14. *Е.А.Пашицкий*, Прикладная гидродинамика, 4, 50, 2002.
15. *Е.А.Pashitskii, V.N.Malnev, R.A.Naryshkin*, arXiv: physics/0702229v1 26 Feb 2007.
16. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, 2008.
17. *L.Bengsson, J.Lighthill*, (Red.). Intense Atmospheric Vortices. Berlin. 1982.
18. *В.В.Малешко, М.Ю.Константинов*, Динамика вихревых структур. Наукова Думка, Киев, 1993, с.282.
19. *P.K.Kundu*, Fluid Mechanics. Academic Press Inc. 1990.
20. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Гидродинамика., Наука, М., 1986.

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВОПОДОБНОЙ ЗВЕЗДЫ TT ARI. II

Н.Д.МЕЛИКЯН<sup>1</sup>, В.С.ТАМАЗЯН<sup>2</sup>, Х.А.ДОКОБО<sup>2</sup>, А.А.КАРАПЕТЯН<sup>1</sup>,  
Г.Р.КОСТАНДЯН<sup>1</sup>, Р.ИГЛЕСИАС<sup>3</sup>

Поступила 30 января 2008

Принята к печати 10 апреля 2008

В статье приводятся результаты спектрального исследования одной из ярчайших катаклизмических переменных, звезды TT Ari. Они в основном хорошо согласуются с предыдущими наблюдениями, но есть также и некоторые отличия. Блеск звезды, а также эквивалентные ширины эмиссионных линий показывают изменения вероятно периодического характера. У звезды впервые зарегистрирована эмиссия в линиях CIV 5801 Å и 5812 Å. Наблюдаемые изменения симметричности широких абсорбций бальмеровской серии (начиная с H $\beta$ ) могут быть следствием появления P Cug профиля линии. Линия Na показывает P Cug профиль, состоящий из двух компонентов, соответствующих 600 км/с и 1900 км/с. Среднее значение отношения EWH $\alpha$ /EWH $\beta$  свидетельствует о том, что формирование этих линий хотя бы частично можно объяснить в рамках простой фотоионизационно-рекомбинационной модели.

Ключевые слова: *звезды: новоподобные - объект: TT Ari*

1. *Введение.* Катаклизмические переменные звезды (CVs) - это тесные двойные системы, где принадлежащий к Главной последовательности вторичный компаньон спектрального класса K или M теряет массу под воздействием главной звезды системы (белого карлика, WD) путем переполнения полости Роша. Такие системы часто обладают аккреционным диском, где гравитационная энергия обращается в кинетическую, а затем излучается. Они обычно делятся на две группы: магнитные (MCVs) и немагнитные или дисковые (DCVs) [1,2]. Магнитными называются системы, в которых WD обладает достаточно сильным магнитным полем, чтобы воздействовать на динамику аккреционного диска. Сильное магнитное поле в MCVs может разрушать аккреционный диск в магнитосфере, которая определяет размеры внутреннего радиуса аккреционного диска. Следовательно, при наличии достаточно сильных магнитных полей образование аккреционных дисков исключается. MCVs без признаков аккреционного диска называются поларами или звездными системами типа AM Her, где магнитное поле WD достаточно сильно (~10 МГс), чтобы удержать его и компаньона во вращении синхронно с орбитальным.

Интересно отметить, что статистические исследования CVs, выполненные в 1965г., показали, что горячие главные компоненты в этих системах

должны быть или WD, или же горячими субкарликами [3,4]. Этим был подтвержден вывод, сделанный намного раньше Кукаркиным и Паренаго [5] на основе собственных движений только двух звезд SS Cyg и U Gem.

CVs образуют неоднородный класс объектов, которые разделяются на классические новые звезды (CN), карликовые новые (DN), повторные новые (RN), новоподобные (NL) и магнитные CVs [2]. Последние обычно включены в группу NL. Эта классификация также затруднительна, так как некоторые новые являются поларами. Немагнитные CVs являются асинхронно вращающимися системами с хорошо развитым аккреционным диском, простирающимся до поверхности WD.

Катаклизмические переменные звезды показывают циклические вспышки, но в отличие от переменных подтипа UGSU (SU UMa), иногда не возвращаются к первоначальному блеску. Амплитуды изменения блеска во время вспышки могут достигать  $5^m$  в  $V$  лучах [6]. Кроме обычных максимумов, у этих звезд наблюдаются так называемые сверхмаксимумы, во время которых на кривую блеска накладываются квазипериодические колебания с периодом близким к орбитальному и с амплитудами  $0^m.2-0^m.3$ . CVs показывают сильные эмиссионные линии. В оптическом спектре этих объектов наблюдаются сильные водородные линии серии Бальмера, линии HeI, HeII и высокоионизованные линии других элементов.

TT Ari (BD+14341) является одной из ярчайших звезд среди катаклизмических переменных типа VY Scl и классифицирована как новоподобная переменная [7]. Обычно она показывает изменения блеска в пределах  $10^m.2-14^m.5$  в  $V$  лучах [6], но иногда погружается в состояние глубокого минимума (deep low state)  $V=16^m.5$ , где может находиться очень долго [8]. Тесная двойная система TT Ari является не магнитной системой, P&IP (P-polar, IP-intermediate polar) [9], с орбитальным периодом  $0^d.13755$  [10], что отлично согласуется со спектральным периодом  $0^d.13755114$  [11], измеренным почти четверть века назад. Главный фотометрический период изменения блеска звезды TT Ari отличается от спектрального периода, и, по-видимому, со временем увеличивается от  $0^d.1329$  [12] до  $0^d.14926$  [13]. Вторичный компонент системы имеет спектральный класс M3.5 [8,14].

Спектральные наблюдения TT Ari показывают наличие многочисленных эмиссионных линий. В спектрах звезды хорошо видны эмиссионные линии водорода, часто до  $H_{14}$ , ионизованного и нейтрального гелия, а также линии CII, CIII, NIII, характерные для очень горячих звезд. Узкие эмиссионные линии серии бальмера, начиная с  $H\beta$  накладываются на очень широкие поглощения. Предполагается, что поглощение происходит в оптически толстых слоях аккреционного диска, и в дальнейшем линии получают дополнительное расширение в результате эффекта давления [15,16]. Не исключено, что расширение линий частично может быть обусловлено вращением звезды.

Важные результаты получены во время наблюдений дальнего ультрафиолетового спектра этой звезды в январе 2004г. при помощи спутника FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer) [17]. Как оказалось, спектр в этой области показывает комбинацию широких линий лаймановской серии и высокоионизованных линий поглощения такой же ширины. Наблюдено значительное поглощение в  $H_{\gamma}$ , узкая  $Ly\alpha$  в эмиссии и узкие поглощения высших лаймановских линий, а линии O IV имеют слабые P Cygni профили. Сделано предположение, что наблюдаемые изменения спектральных линий могут образоваться из горячего дискового ветра.

Выполненные нами в 2001г. спектральные наблюдения ТТ Агi, позволили зарегистрировать некоторые интересные детали, отличные от ранее полученных результатов [8,15]. В частности, было зарегистрировано отсутствие эмиссионной линии  $H_{\gamma}$ , анти P Cygni профиля линии  $H_{\alpha}$  и быстрые изменения P Cygni профиля в период наблюдений.

Имея в виду вышеперечисленные интересные характеристики ТТ Агi, ее дальнейшие спектральные наблюдения представляют большой интерес. В настоящей работе приводятся результаты спектральных наблюдений, выполненных в 2004г.

**2. Наблюдения.** Наблюдения проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории им. В.А.Амбарцумяна, с помощью камеры SCORPIO (Spectral Camera with Optical Reducer for Photometrical and Interferometrical Observations), установленной в первичном фокусе телескопа и работающей в режиме спектроскопии с длинной щелью [18]. SCORPIO используется с ПЗС-матрицей размерами 2063 x 2058 pix. Использовалась призма с дифракционной решеткой 600 штрих/мм, дающей дисперсию 1.7 Å/pix, с пространственным разрешением 0".42/pix в спектральной области 4000 Å - 7300 Å. Результирующее спектральное разрешение в зависимости от качества изображения находится в пределах 3.0 Å - 4.0 Å.

При обработке спектров был применен программный пакет MIDAS со стандартной процедурой редукции астрономических данных. Программный пакет Origin 6.0 был использован при измерениях эквивалентных ширин ( $EW$ ) эмиссионных линий. Ошибки измерений  $EW$  составляли 0.1 Å - 0.3 Å.

Наблюдения ТТ Агi проводились с 18 по 20 сентября 2004г. В качестве стандарта была использована звезда G191 B2B ( $V=11^m.8$  и  $B-V=-0^m.32$ ). Получены 27 спектров с экспозициями от 120 до 300с, данные о которых приводятся в табл.1. В соответствующих столбцах этой таблицы приводятся: порядковый номер и дата наблюдений (UT), номер спектра по журналу наблюдений, начало каждой экспозиции (JD) и время интегрирования в секундах.

**3. Результаты наблюдений.** Спектры звезды получены в течение 3 ночей. Первая серия из 8 спектров получена в течение 55 мин, вторая

Таблица 1

## ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

	Дата (UT)	Ном. спектра	Нач.эксп. JD2453267+	Время интегр. (с)
1	18.09.2004	SC115018	0 <sup>h</sup> .089	300
2	"	SC115019	0.095	"
3	"	SC115020	0.1	"
4	"	SC115021	0.106	"
5	"	SC115022	0.114	240
6	"	SC115023	0.119	"
7	"	SC115024	0.124	"
8	"	SC115025	0.129	"
9	19.09.2004	SC116006	0.921	180
10	"	SC116007	0.926	"
11	"	SC116008	0.930	"
12	"	SC116009	0.934	"
13	"	SC116010	0.938	"
14	"	SC116011	0.943	"
15	20.09.2004	SC117008	2.006	120
16	"	SC117009	2.01	"
17	"	SC117010	2.013	"
18	"	SC117011	2.017	"
19	"	SC117012	2.021	"
20	"	SC117013	2.024	"
21	"	SC117014	2.028	"
22	"	SC117015	2.032	"
23	"	SC117016	2.036	180
24	"	SC117017	2.040	"
25	"	SC117018	2.043	"
26	"	SC117019	2.046	"
27	"	SC117020	2.051	"

из 6 спектров - за 34 мин, а последняя из 13 спектров приблизительно за 70 мин. Каждая серия наблюдений покрывает лишь часть, но не больше одной трети орбитального периода. Наблюдения 18 и 19 сентября начаты почти в одинаковых фазах орбитального периода.

На рис.1а (настоящие наблюдения) и 1b (взяты из Шафтер и др. [19]) приводятся спектры звезды TT Aг1, где стрелками отмечены наиболее сильные эмиссионные линии. Спектр на рис.1b получен в глубоком минимуме звезды [19]. Как видно из их сравнения, эмиссионные линии NII/CIII и HeII 4686 Å, требующие высокого потенциала ионизации, в стадии глубокого минимума отсутствуют. Очень слабая эмиссионная линия HeI 4471 Å на наших спектрах после суммирования около двух десятков спектров еле заметна и накладывается на широкую абсорбцию, тогда как в глубоком минимуме она достаточно сильна. Широкие линии поглощения бальмеровской серии на наших спектрах глубже, а эмиссии слабее по сравнению с

такowymi в стадии глубокого минимума [19]. Полученные нами спектры больше похожи на спектры ТТ АгI в высоком состоянии (high state) [8,20]. Эмиссионные линии нейтрального гелия HeI 4922 и HeI 5016 по-видимому блендируются с линиями ионизованного железа FeII 4924 и FeII 5018, а эмиссия в линии FeII 5169 более слабая. При наших ранних наблюдениях линия H $\gamma$  не была обнаружена ни в эмиссии, ни в поглощении [16], тогда как настоящие наблюдения позволили зафиксировать быстрые изменения интенсивности узкой эмиссии на фоне широкого поглощения. Линия H $\delta$

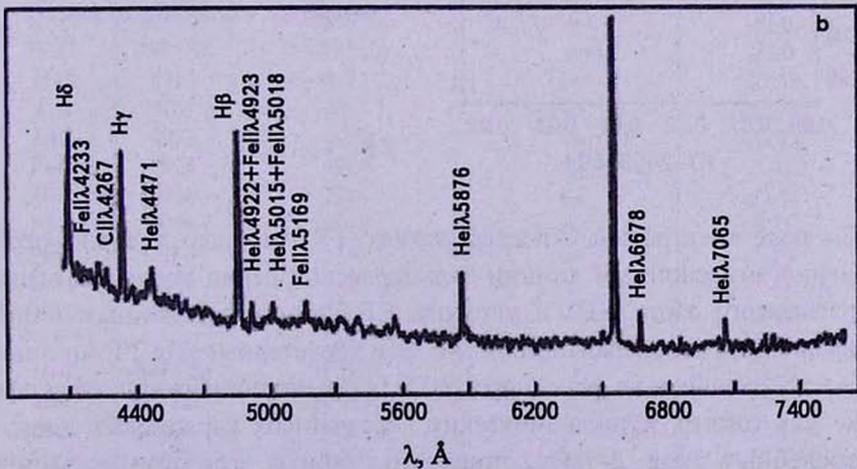
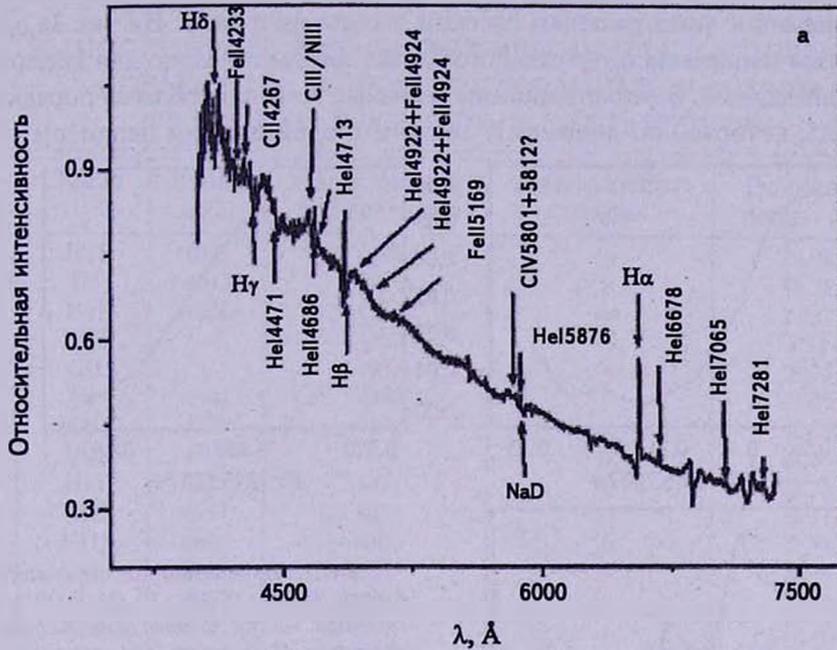


Рис.1. Спектр звезды ТТ АгI: а) По настоящим наблюдениям и б) по наблюдениям в глубоком минимуме звезды [19].

видна лишь на нескольких спектрах и только в двух случаях можно было измерить ее эквивалентную ширину. Она также накладывается на широкую абсорбцию. Интересно, что в отличие от практически постоянной интенсивности линий NIII/SIII, во время наших предыдущих наблюдений [16], при настоящих наблюдениях они показывают сильные изменения.

Настоящие наблюдения позволяют следить за интегральным блеском звезды, как это было сделано в работе [16]. При этом ошибки измерения порядка  $0^m.03-0^m.05$  позволяют уверенно регистрировать изменения яркости, превышающие  $0^m.1$ . Отметим, что суммарный вклад эмиссионных линий по сравнению с интегральным блеском звезды ничтожен. На рис.2a,b,c приводятся изменения интегрального блеска звезды отдельно для каждой серии наблюдений. Зарегистрированы реальные изменения блеска порядка  $0^m.1-0^m.25$ , которые, по-видимому, связаны с орбитальным периодом.

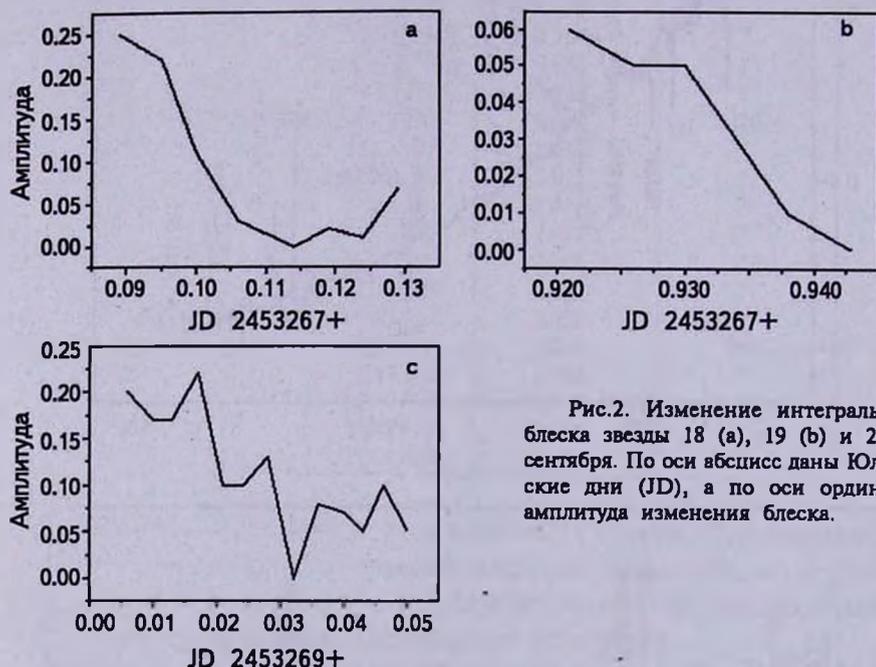


Рис.2. Изменение интегрального блеска звезды 18 (а), 19 (b) и 20 (с) сентября. По оси абсцисс даны Юлианские дни (JD), а по оси ординат - амплитуда изменения блеска.

Во всех спектральных исследованиях TT Aг1 было уделено особое внимание эмиссионным линиям бальмеровской серии водорода, дважды ионизованного азота NIII и углерода CIII и многочисленным линиям ионизованного и нейтрального гелия. Эти характерные для TT Aг1 линии, часто встречающиеся на фоне широкого и глубокого поглощения, характерны также для многих катаклизмических переменных, карликовых новых и новоподобных звезд. В табл.2 приводится список всех отождествленных эмиссионных линий, зарегистрированных у карликовых новых в спектральном

диапазоне 4000-7400 Å [2], линии, зарегистрированные у звезды ТТ Аг1 во время настоящих наблюдений, относительные интенсивности линий (*s*-сильная, *m*-средняя, *w*-слабая, *vw*-очень слабая и *n*-нет линии) и потенциал возбуждения линии. Как видно, почти все типичные для карликовых новые линии зарегистрированы также у звезды ТТ Аг1. По-видимому, у всех этих звезд действует единый механизм образования эмиссионных линий. Как видно из данных таблицы, для образования многих линий требуется очень высокий потенциал ионизации. Интересно, что, по-видимому, впервые у

Таблица 2

ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ, ТИПИЧНЫЕ ДЛЯ КАРЛИКОВЫХ  
НОВЫХ [2] И ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫЕ У ЗВЕЗДЫ  
ТТ АГ1 ПРИ НАСТОЯЩИХ НАБЛЮДЕНИЯХ

Линия	Линия по[2]	Линия по наст. наблюдениям	Интенсивность линии	Потенциал иониз. (эВ)
HeI	4026	4026	<i>vw</i>	24.04
Hδ	4102	4102	<i>w</i>	13.21
HeI	4121	4121	<i>vw</i>	23.97
FeII	-	4233	<i>vw</i>	5.51
CII	-	4267	<i>vw</i>	20.95
Hγ	4340	4340	<i>s</i>	13.05
NIII	4379	4379	<i>vw</i>	42.53
HeI	4388	-	<i>n</i>	24.04
HeI	4471	4471	<i>vw</i>	23.73
NIII	4634	4634	<i>m</i>	33.11
NIII	4640	4640	<i>m</i>	33.11
CIII	4647	4647	<i>m</i>	32.18
CIII	4650	4650	<i>m</i>	32.18
CIII	4651	4651	<i>m</i>	32.18
HeII	4685.38	4685.38	<i>m</i>	51.0
HeII	4685.71	4685.71	<i>m</i>	51.0
HeII	4685.92	4685.92	<i>m</i>	51.0
HeI	4713	4713	<i>vw</i>	23.58
Hβ	4861	4861	<i>s</i>	12.74
HeI	4922	4922	<i>w</i>	23.72
FeII	4924	4924	<i>w</i>	5.41
HeI	5016	5016	<i>vw</i>	23.08
FeII	5018	5018	<i>vw</i>	5.71
FeII	5169	5169	<i>vw</i>	5.29
FeII	5317	-	<i>n</i>	5.48
CIV?	-	5801	<i>vw</i>	37.4
CIV?	-	5812	<i>vw</i>	37.4
HeI	5875.62	5875.62	<i>w</i>	23.07
HeI	5875.97	5875.97	<i>w</i>	23.07
Hα	6561	6561	<i>s</i>	12.09
HeI	6678	6678	<i>m</i>	23.07
HeI	7065	7065	<i>vw</i>	22.71
HeI	7281	7281	<i>vw</i>	22.91

звезды TT Aг1 зарегистрированы эмиссии в линиях CIV 5801 Å и 5812 Å, которые часто наблюдаются в спектрах некоторых звезд Вольф-Райе и газовых туманностей. Они сливаются, образуя одну широкую линию с шириной на половинной интенсивности около 25 Å, на фоне повышенного по непонятной причине участка спектра 5790-5860 Å.

Табл.3 представляет результаты измерений эквивалентных ширин для наиболее интенсивных эмиссионных линий. Как видно из таблицы, все

Таблица 3

### ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

No(Sp)	EW H $\alpha$ 6563	EW H $\beta$ 4861	EW H $\gamma$ 4340	EW H $\delta$ 4102	EW NIII/СIII	EW HeII4686	EW HeI5876	EW HeI6678
1	4.37	1.15	0.08	0.26	0.37	0.74	0.44	1.09
2	4.92	1.31	0.28	-	0.29	0.68	0.74	1.04
3	4.9	1.3	0.12	0.14	0.14	0.31	0.83	0.76
4	5.18	1.47	0.48	-	0.43	0.85	0.73	1.24
5	5.59	1.68	0.46	-	0.22	0.63	0.95	1.13
6	4.69	1.21	0.52	-	0.5	0.79	1.1	1.1
7	4.3	1.32	0.36	-	0.95	0.14	0.66	0.74
8	5.1	1.47	0	-	0.33	0.79	0.94	1.29
9	4.71	1.49	0.4	-	0.83	0.51	0.3	0.55
10	4.4	1.36	0.3	-	1.04	0.51	0.55	0.83
11	4.4	1.36	0.28	-	0.79	0.53	0.56	0.83
12	4.21	1.37	0.09	-	0.83	0.43	-	0.86
13	3.96	0.89	0	-	0.68	0.85	0	0.72
14	3.6	0.94	0	-	1.02	0.52	0	0.53
15	5.57	1.47	0.53	-	0.44	1.45	0.77	0.86
16	5.14	1.56	0.3	-	0.84	1.1	0.58	0.86
17	4.99	1.45	0.36	-	0.78	0.41	0.67	0.75
18	4.78	1.52	0.45	-	1.11	0.91	0.53	1.04
19	4.58	1.64	0	-	1.2	0.81	0	0.69
20	4.66	1.46	0.37	-	1.5	0.62	0.55	1.19
21	4.69	1.58	0.13	-	0.92	0.97	0.49	1.23
22	4.94	1.56	0.32	-	0.69	1.1	0.56	1.05
23	4.87	1.7	1.21	-	0.96	0.69	0.77	1.06
24	5.43	1.83	0.89	-	0.99	0.72	0.75	1.38
25	5.54	1.75	0.26	-	1.23	0.76	0.83	1.17
26	5.72	2.29	0.81	-	1.03	1.29	0.88	1.35
27	5.93	1.86	0.48	-	0.67	1.5	1.0	1.33

они показывают изменения интенсивностей в течение достаточно короткого времени. Все эмиссионные линии узки ( $\sim 350 \pm 50$  км/с), а эмиссии бальмеровской серии водорода, начиная с H $\beta$ , накладываются на широкие абсорбции, часто простирающиеся до 2000 км/с. Предполагается, что широкая абсорбция возникает в оптически толстых слоях аккреционного диска или

в верхних слоях атмосферы  $WD$ , а в дальнейшем дополнительно расширяется или в результате эффекта давления, или же вследствие быстрого вращения звезды. Не исключено, что эти два эффекта действуют одновременно. При наличии достаточно протяженного аккреционного диска в расширении линии может играть роль и эффект дифференциального вращения. С течением времени наблюдаемые абсорбции меняют симметричность. Линия  $H\alpha$  в оптическом диапазоне является самой сильной из наблюдаемых у звезды ТТ Агі эмиссионных линий. Среднее значение ее эквивалентной ширины во время настоящих наблюдений колеблется около  $4.9 \text{ \AA}$ , будучи меньше прежнего ( $5.4 \text{ \AA}$  [16]).

Известно, что как  $H\alpha$ , так и другие эмиссионные линии ТТ Агі - переменные. С коротковолновой стороны линии  $H\alpha$  заметны широкие, не очень глубокие абсорбции. Подобное явление, указывающее на выброс материи, наблюдалось в резонансных линиях в ультрафиолетовой части спектра ТТ Агі и некоторых катаклизмических переменных [21,22]. Анализ отдельных спектров показывает, что эти абсорбционные линии имеют тенденцию появляться преимущественно в фазе 0.4-0.9 орбитального периода[23]. Это явление у ТТ Агі было зарегистрировано и для линии  $H\alpha$  [15]. Р Сугні профиль линии  $H\alpha$  в результате суммирования двух десятков спектров был обнаружен также во время наших наблюдений в 2001г.[ 16]. При настоящих наблюдениях эти компоненты видны на всех спектрах(см. рис. 1а). На рисунке видны 3 абсорбционных компонента. Существование профиля Р Сугні в виде двух близких к эмиссии абсорбционных компонентов со скоростями соответственно  $600 \pm 50 \text{ км/с}$  и  $1900 \pm 50 \text{ км/с}$  свидетельствует о наличии мощных выбросов материи. Мы не уверены, что третья компонента ( $\sim 3500 \text{ км/с}$ ) принадлежит к  $H\alpha$ . Ни на одном спектре звезды не замечается след анти-Р Сугні профиля линии  $H\alpha$ , свидетельствующий о наличии аккреции.

4. **Заключение.** Наши спектральные наблюдения позволили зафиксировать наличие многочисленных эмиссионных линий у звезды ТТ Агі (см. табл.2). У всех измеренных эмиссионных линий зарегистрировано изменение эквивалентных ширин за короткий срок наших наблюдений. Зафиксировано изменение симметричности линий поглощения  $H\beta$  и  $H\gamma$ . Углубление абсорбционной линии с коротковолновой стороны эмиссии может быть следствием появления анти-Р Сугні профиля, накладывающегося с коротковолновой стороны эмиссии на широкую абсорбцию. Для иллюстрации изменения симметрии широкой абсорбции на рис.3 приводится участок линии  $H\beta$  двух спектров звезды, полученных с разницей времени почти 1 час. Широкие абсорбционные линии  $H\beta$ ,  $H\gamma$  и  $H\delta$  принадлежат главной звезде - белому карлику, а узкие эмиссионные линии возникают в атмосфере второй звезды, или же являются результатом излучения

верхних слоев аккреционного диска. Как было сказано выше, второй компонент системы является карликом спектрального класса M3.5 [8,14]. Если узкие эмиссионные линии принадлежат этой звезде, то по характеру эмиссии она является звездой типа T Tau или UV Ceti, а по характеру изменения блеска звезда может быть типа T Tau.

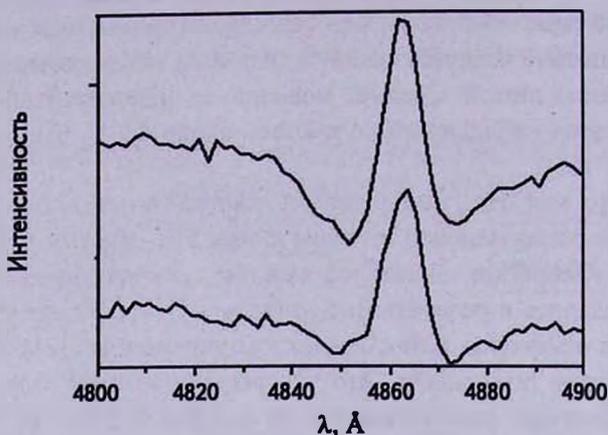


Рис.3. Участок H $\beta$  на двух спектрах, полученных с разницей в один час.

Наши ранние наблюдения позволили зафиксировать определенную корреляцию между величинами  $EW(H\alpha)$  и  $EW(H\beta)$  (см. рис.5 работы [16]). Настоящие наблюдения подтверждают наличие этой корреляции, и показывают, что подобная корреляция существует между всеми эмиссионными линиями, за исключением эмиссии NIII/СIII. По-видимому, линия NIII/СIII не принадлежит к области, где формируются линии водорода и гелия. Последние, по всей вероятности, формируются в находящихся в противоположных сторонах центра тяжести системы асимметричных источниках излучения, обнаруженных у H $\alpha$  и HeI 6678 Å при помощи соответствующих доплеровских томограмм [15].

Наши попытки обнаружить следы карлика класса M3.5 на спектре звезды не привели к успеху. Полосы TiO 6158 Å и 7054 Å, имеющие значительную интенсивность у классов M3-M4, находятся в участке спектра, где влияние горячего белого карлика сравнительно мало. Следов полосы TiO 6158 Å на спектрах не найдено. Вторая полоса TiO 7054 Å более свободна от влияния излучения белого карлика, но как раз на этом месте спектр деформирован диффузными полосами O $_2$  и H $_2$ O. На длине волны 7054 Å обнаружено очень слабое поглощение, частично залитое эмиссией линии HeI 7065 Å. С другой стороны, полосу 7054 Å легко обнаружить в стадии глубокого минимума звезды (deep low state), когда истечение материи доходит до минимума или же вовсе прекращается.

При наших наблюдениях зарегистрированы реальные изменения

интегрального блеска звезды и эквивалентных ширин эмиссионных линий, превышающие ошибки измерений. По-видимому, эти изменения связаны с орбитальным периодом, но наши наблюдения явно недостаточны для уверенного вывода. На рис.4а, б, с показано изменение эквивалентной ширины линии  $H\alpha$  для каждой ночи наблюдений. Такие же изменения показывают и другие эмиссионные линии водорода и гелия.

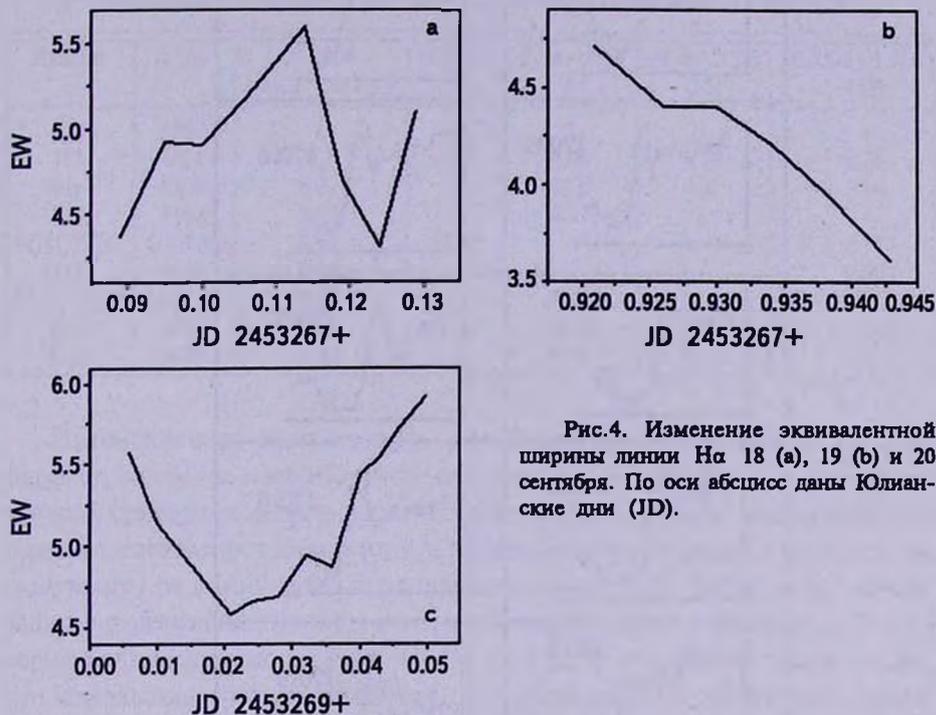


Рис.4. Изменение эквивалентной ширины линии  $H\alpha$  18 (а), 19 (б) и 20 сентября. По оси абсцисс даны Юлианские дни (JD).

Эквивалентные ширины эмиссионных линий показывают сильные изменения как за короткий срок, так и за более продолжительное время наблюдений. На рис.5 показано изменение профиля эмиссионной линии  $HeI$  5876 по настоящим наблюдениям 20 сентября. Как видно из рисунка, профиль линии показывает сильные изменения, иногда до полного исчезновения.

В табл.4 приводятся эквивалентные ширины некоторых эмиссионных линий относительно линии  $H\alpha$  настоящих и ранее полученных спектральных наблюдений [8,15,16]. Как видно из этих данных, результаты в основном близки друг к другу. Отметим только, что эмиссии в линиях  $NIII/CIII$  и  $HeII$  4686  $\text{\AA}$ , требующих высокого потенциала ионизации, в стадии глубокого минимума отсутствуют. Более того, на спектре видны даже признаки абсорбции в линии  $NIII/CIII$  [8]. В процессе наших наблюдений зарегистрированы достаточно сильные и переменные эмиссии в линиях

NIII/CIII и HeII 4686 Å, наличие которых характерно для горячих звезд типов O и B. Очень слабые линии нейтрального гелия свидетельствуют о том, что элемент в основном находится в ионизованном состоянии. Быстрые изменения интенсивностей эмиссионных линий свидетельствуют о наличии

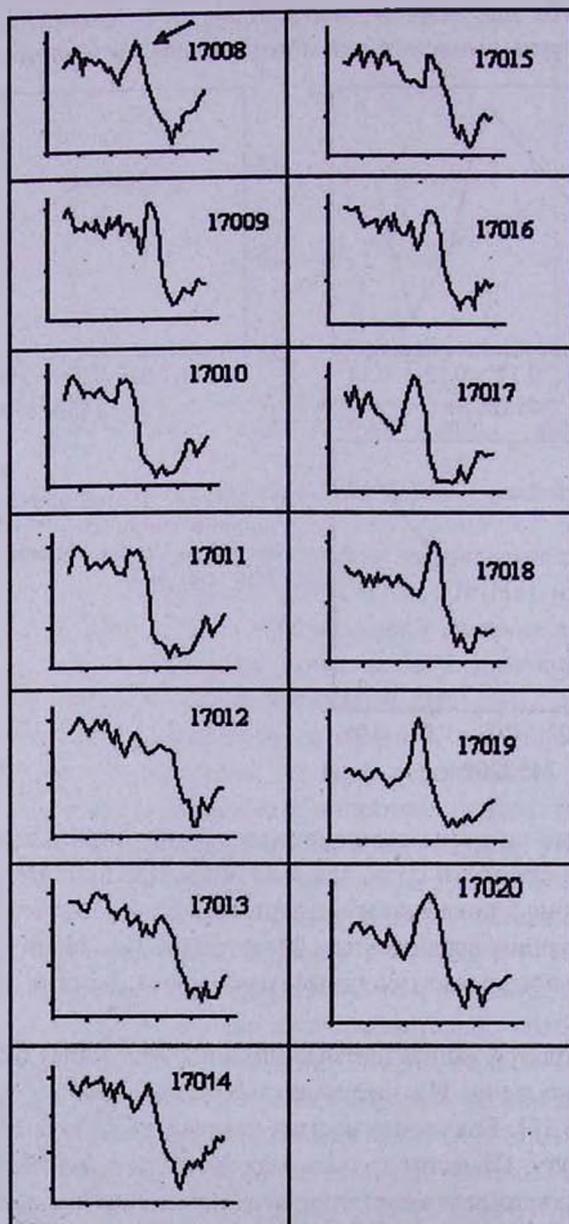


Рис.5. Изменение профиля линии HeI5876. На рисунке даны номера спектров, согласно журналу наблюдений. Стрелкой показана эмиссионная линия HeI5876. Непосредственно справа от линии находится линия поглощения NaD.

быстротечных физических процессов, которые, по-видимому, связаны с периодическими и квазипериодическими изменениями блеска звезды от несколько секунд до несколько лет [24].

Таблица 4

### ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ОТНОСИТЕЛЬНО $H\alpha$ ПО РАЗНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

Линия	$\lambda(\text{Å})$	09.2004 (наст. набл.)	09.2001 [16]	Low-state [8]	08-09.2000 [15]	11.2000-01.2001 [15]
$H\alpha$	6562	1	1	1	1	1
$H\beta$	4861	0.3	0.33	0.46	0.38	0.31
$H\gamma$	4340	0.07	-	0.29	0.28	0.14
$H\delta$	4102	0.03	-	0.17	-	-
$NIII/СIII$	4640,50	0.16	0.19	-	-	0.14
$HeII$	4686	0.16	0.05	-	-	0.09
$HeI, FeII$	5016,18	0.07	-	0.04	-	-
$HeI$	5876	0.12	-	0.19	-	-
$HeI$	6678	0.20	-	0.08	0.13	-

Интенсивности эмиссионных линий зависят от многих физических параметров среды, в частности от ее плотности и температуры, изменения которых приводят к вариациям эмиссионных линий. Линии, формирующиеся в газе вследствие фотоионизации и рекомбинации, по своим особенностям отличаются от линий газа нагретого вследствие удара. Простая фотоионизационно-рекомбинационная модель для первых двух эмиссионных линий серии Бальмера предсказывает  $H\alpha/H\beta \approx 3.5$  [25]. Из данных табл.4 видно, что отношения средних значений этих эмиссионных линий для разных эпох изменяются в пределах 2.5-3.3. Такое значительное отклонение от модели предполагает более сложный процесс формирования линий, чем простая фотоионизация и последующие рекомбинации. Отношения интенсивностей этих двух эмиссионных линий на полученных 27 спектрах (см. табл.3) изменяются в пределах от 2.5 до 4.5, колеблясь вокруг среднего значения 3.34. В 6 случаях из 27, оно принимает значения больше 4.0 и меньше 3.0. Исключая эти 6 случаев, для отношения средних значений эмиссионных линий получаем приблизительно 3.5, что легко объясняется в рамках модели фотоионизации и последующих рекомбинаций.

С точки зрения спектральных изменений звезды ТТ Агі, на наш взгляд, представляет особый интерес наблюдения Ечеварриа и др. [26]. На рис.6 приводится спектр ТТ Агі в диапазоне 3300-5500 Å, взятый из работы [26]. Как видно, ни одна эмиссионная или абсорбционная линия, характерная для ТТ Агі как в минимуме так и в максимуме (см. например рис.1а и б), на рис.6 не видна. Как уже было сказано выше, в этом

диапазоне спектра эмиссионные линии всегда присутствовали. Непонятно, какую фазу изменения блеска охватывают данные наблюдения [26].

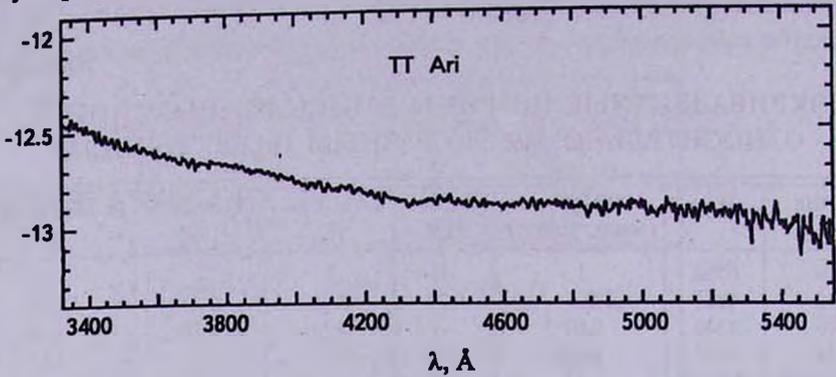


Рис.6. Спектр звезды TT Aql в диапазоне  $\lambda$ 3300 – 5500Å [26].

Можно привести много примеров спектральных изменений звезды TT Aql. Например, в 1961г. эмиссионный спектр звезды состоял только из линий бальмеровской серии [12], тогда как в 1969г. зарегистрирована также достаточно сильная эмиссия NIII/CIII и слабая линия HeII 4686 [7]. Зарегистрировано полное отсутствие эмиссии [26]. В глубоком минимуме блеска звезда показывает только эмиссионный спектр [19], а в состоянии высокой активности - все типичные для CVs эмиссионные линии, с суперпозицией водородных линий, начиная с H $\beta$  на широкую абсорбцию [8,15,16,20]. Из сравнения эмиссионных спектров CVs с нормальным содержанием He, C и N со спектрами ядер планетарных туманностей с известными температурами Занстра предложено T~35000 K для объектов, показывающих NIII/CIII, T~25000 K для объектов с эмиссией HeII 4686 при отсутствии NIII/CIII и T~10000-20000 K для тех, у которых присутствуют эмиссии только водорода и нейтрального гелия [27]. Следовательно, можно заключить, что температура звезды также показывает непрерывное изменение как на короткой, так и на длинной шкале времени.

Несмотря на большой интерес к звезде TT Aql и наличие достаточного количества фотометрических и спектральных наблюдений, природа многих зарегистрированных у звезды явлений остается непонятной. Часто получаются противоречивые результаты. Пока не ясно, в каких фазах орбитального периода появляются и исчезают P Cygni и анти-P Cygni профили линии H $\alpha$ , несомненно связанные с выбросом материи и ее падением на звезду. Непонятно как отсутствие характерных для TT Aql эмиссионных линий [26], так и отсутствие эмиссии в H $\gamma$  при одновременном наличии в спектре сильных H $\alpha$  и H $\beta$  [16]. Будучи классифицированной как новоподобная, TT Aql часто показывает признаки, характерные для карликовых и повторных новых.

Таким образом, полученные до сих пор результаты наблюдений часто не уясняются в рамках предложенных моделей. Очевидно, что для выяснения

их природы требуются одновременные спектральные и фотометрические наблюдения с высоким спектральным и временным разрешением.

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

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

<sup>3</sup> Кафедра астрофизики университета Ла Лагуна, Испания, e-mail: gim@cca.iac.es

## SPECTRAL OBSERVATIONS OF NOVALIKE STAR TT ARI. II

N.D.MELIKIAN<sup>1</sup>, V.S.TAMAZIAN<sup>2</sup>, J.A.DOCOBO<sup>2</sup>, A.A.KARAPETIAN<sup>1</sup>,  
G.R.KOSTANDIAN<sup>1</sup>, R.IGLIAS<sup>3</sup>

Results of spectral study of TT Ari, one of the brightest cataclismic variable stars, are given. In general, they are concordant with earlier data, but some distinctions are registered too. Both the star brightness and equivalent widths of emission lines show variations of probably periodic character. For the first time, emission in the lines CIV 5801 Å and 5812 Å is registered. Observed variations in the symmetry of the wide absorption lines of Balmer series (beginning from H $\beta$ ) might be caused by the appearance of anti-P Cyg profile. The H $\alpha$  line exhibit P Cyg profile, consisting of two components that correspond to velocities of 600 km/s and 1900 km/s. Mean value of EWH $\alpha$ /EWH $\beta$  ratio shows that formation of these lines can be explained, at least partly, within a simple photoionization-recombination model.

Key words: *stars: novalike - individual: TT Ari*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Kafka*, in: Binary Stars as Critical Tools&Tests in Contemporary Astrophysics, Proceedings of IAU Symposium No.240, eds. W.J.Hartkopf, E.F.Guinan, P.Harmanec, Cambridge University Press, Cambridge, p.154, 2007.
2. *B.Warner*, in: "Cataclysmic Variable Stars", Cambridge University Press, 1995.
3. *W.J.Luyten, H.S.Hughes*, Pub. Univ. Minnesota, No.36, 1965.

4. *R.P.Kraft, W.J.Luyten*, *Astrophys. J.*, **142**, 1041, 1965.
5. *B.V.Kukarkin, P.P.Parenago*, *Var. Star Bull.*, **4**, 44, 1934.
6. *П.Н.Холопов, Н.Н.Самусь, В.Н.Горанский и др.*, *Общий каталог переменных звезд*, ред. П.Н.Холопов, Наука, М., 1987.
7. *A.P.Cowley, D.Crampton, J.B.Hutchings, J.M.Marlborough*, *Astrophys. J.*, **195**, 413, 1975.
8. *B.T.Gansicke, E.M.Sion, K.Beuermann et al.*, *Astron. Astrophys.*, **347**, 178, 1999.
9. *G.E.Sarty, K.Wu*, *PASA (Publication of the Astronomical Society of Australia)*, **23**, 106, 2006.
10. *R.A.Downes, R.F.Wedbink, M.M.Shara et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **113**, 764, 2001, <http://icarus.stsci.edu/~downes/cvvat/>
11. *J.R.Thorstensen, J.Smak, F.V.Hessman*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **97**, 437, 1985.
12. *J.Smak, K.Stepien*, in: "Non-periodic Phenomena in Variable Stars", ed. L.Detre, *Academy Press, Budapest*, 1969, p.35.
13. *D.R.Skillman, D.Harvey, J.Patterson et al.*, *Astrophys. J.*, **503**, L67, 1998.
14. *C.Knigge*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **373**, 486, 2006.
15. *V.Stanishev, Z.Kraichewa, V.Genkov*, *Astron. Astrophys.*, **379**, 185, 2001.
16. *Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян*, *Астрофизика*, **47**, 543, 2004.
17. *J.B.Hutchings, A.P.Cowley*, *Astron. J.*, **133**, 1204, 2007.
18. *V.L.Afanasiev, E.B.Gazhur, S.R.Zhelenkov, A.V.Moiseev*, *Bull. Special Astrophys. Obs.*, **58**, 90, 2005.
19. *A.W.Shafter, P.Szkody, J.Liebert et al.*, *Astrophys. J.*, **290**, 707, 1985.
20. *Xiaolan Wu, Zongyum Li, Yuerong Ding*, *Astrophys. J.*, **569**, 418, 2002.
21. *C.W.Mauche, J.C. Raymond*, in: *Cosmic Winds and Heliosphere*, eds. J.R.Jokipii, C.P.Sonett, M.S.Giampapa (Tucson: University of Arizona Press), 111, 1997.
22. *J.Patterson, J.Thorstensen, R.Fried et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **113**, 72, 2001.
23. *J.Thorstensen, J.Smak, F.Hessman*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **97**, 437, 1985.
24. *I.I.Andronov, K.Arai, L.L.Chinarova et al.*, *Astron. J.*, **117**, 574, 1999.
25. *D.E.Osterbrock*, in: *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, Mill Valley California, USA, 1989.
26. *J.Echevarria, F.Diego, A.Martinez et al.*, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **17**, 15, 1989.
27. *B.Warner*, in: *Structure and Evolution of Close Binari Systems*, Proceedings of the IAU Symposium No73, eds. P.Eggleton, S.Mitton J.Whelan, p.85, 1976.

ИНТЕГРАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТУМАННОСТИ  
GM 1-29 И ЗВЕЗДЫ PV Ser

Т.А.МОВСЕСЯН, Т.Ю.МАГАКЯН, Д.М.САРГСЯН, Е.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 25 февраля 2008

Принята к печати 10 апреля 2008

В работе приводятся результаты интегральной спектроскопии туманности GM 1-29 и звезды-источника PV Ser на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Выявлена структура эмиссионного коллимированного истечения, направленного по оси туманности, и исследована его кинематика. Также обнаружены и исследованы изменения лучевой скорости и интенсивности абсорбционного компонента линии  $H\alpha$ , наблюдаемого в спектре туманности, которые интерпретируются как результат анизотропии звездного ветра на расстояниях порядка нескольких радиусов звезды, где и формируется это поглощение.

Ключевые слова: *Туманности:звезды:спектроскопия - объекты:  
GM 1-29:PV Ser*

1. *Введение.* Отражательная туманность GM1-29 (RNO 125), обнаруженная Гюльбудагяном и Магакяном [1], представляет собой яркий пример переменной кометарной туманности [2,3]. Ее освещает PV Ser - молодая звезда, по-видимому, относящаяся к классу звезд Ae/Be Хербига [4], ассоциирующаяся также с ярким инфракрасным источником IRAS 20453+6746. Звезда PV Ser претерпела несколько ярко выраженных повышений блеска [5,6] и принадлежит к так называемым эксорам (звездам типа EX Lupi) [7]. В оптическом спектре PV Ser наблюдаются сильные и переменные эмиссионные линии, характерные для PMS-звезд [6,8], причем в линии  $H\alpha$  присутствует выраженный абсорбционный компонент, создающий профиль типа P Cug [6,9].

Форма туманности GM1-29 претерпевает довольно значительные изменения, в общем связанные с видимым блеском звезды, но, как таковая, ее структура, несомненно, биконическая, причем южный конус намного слабее северного. Вдоль оси кометарной туманности расположены несколько объектов Хербига-Аро [10], представляющие, как выяснили дальнейшие исследования, часть весьма протяженного биполярного эмиссионного потока [11]. PV Ser является движущим источником не только коллимированного эмиссионного истечения, но и молекулярного потока, обнаруженного в радиолиниях CO [12]. Расстояние до объекта было оценено в 500 пк [6].

Весьма интересным обстоятельством является некоторое различие между

спектрами освещающей звезды PV Сер и отражательной туманности [8], которое можно приписать так называемому явлению спектральной асимметрии, хорошо выраженному в одной из самых известных кометарных туманностей NGC 2261 [13,14].

Основной целью данной работы было проведение исследования туманности GM1-29 с достаточно высоким спектральным разрешением и полным двумерным покрытием объекта для детального анализа отраженного спектра туманности. Во время наблюдений объект находился в яркой фазе, что способствовало проведению интегральной спектроскопии отражательной туманности.

2. *Наблюдения.* Наблюдения PV Сер и GM1-29 проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Прямые изображения объекта, приведенные в данной работе, были получены 22 сентября 2004г. с помощью камеры SCORPIO, установленной в первичном фокусе телескопа. При наблюдениях использовался широкополосный фильтр для полосы R ( $\lambda_c = 8500\text{Å}$ ,  $\Delta\lambda = 1200\text{Å}$ ). Поле изображения составляло  $14' \times 14'$  при масштабе  $0.42''/\text{пикс}$ , суммарная экспозиция - 600с. В качестве светоприемного устройства использовался ПЗС Loral с форматом  $2063 \times 2058$  элементов.

Интегральная спектроскопия была выполнена с использованием мультизрачкового спектрографа VAGR [15], также установленного в первичном фокусе. Наблюдения проводились 11 октября 2004г. Суммарная экспозиция составляла - 4800с. Светоприемником служил тот же ПЗС Loral. Поле изображения мультизрачкового спектрографа составляло  $40'' \times 40''$  с масштабом  $1''$  на зрачок. Диспергирующим элементом служила голографическая призма 1800 штрих/мм, которая обеспечивала спектральное разрешение порядка  $2\text{Å}$ . Для того, чтобы избежать перекрытия спектров на приемнике, был использован узкополосный фильтр ( $\lambda_c = 6565\text{Å}$ ,  $\Delta\lambda = 85\text{Å}$ ), пропускающий эмиссионные линии H $\alpha$  и [NII] 6548, 6583 Å.

Для обработки данных интегральной спектроскопии был применен программный пакет ADHOCw, разработанный в Марсельской обсерватории [16]. С его помощью производилось автоматическое извлечение индивидуальных спектров и калибровка по длинам волн. Эти данные были использованы для построения результирующих карт объекта.

### 3. *Результаты и обсуждение.*

3.1. *Морфология кометарной туманности.* На рис.1 приведено изображение изучавшейся области в цвете R. Звезда PV Сер находится в центре компактной глобулы и связана с кометарной туманностью, которая имеет угол раствора больше 60 градусов и размер около  $40''$ . Стенки отражательной туманности практически прямые и простираются на гораздо большее расстояние, чем расположенный между ними туманный

конус. Это служит явным указанием на то, что внутри конуса существует градиент плотности по направлению от оси к стенкам, обусловленный выдуванием материи по оси туманности направленным истечением. С другой стороны, прямые стенки конуса свидетельствуют о том, что форма

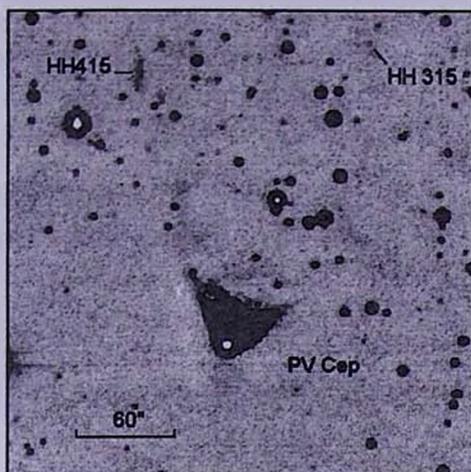


Рис.1. Изображение GM 1-29, полученное в фильтре *R*. Обозначены также HH 315 и HH 415. HH 215 находится внутри конуса туманности и здесь не виден.

туманности обусловлена не физическими границами отражающей материи, а направленным светом источника, ограниченным околос звездным диском. Кроме основного конуса, ориентированного на север, наблюдается также слабо выраженный конус с южной стороны звезды, который, очевидно, ослаблен поглощением в плотном околос звездном диске. В целом данная морфология совершенно типична для туманностей этого класса.

### 3.2. Структура и кинематика эмиссионного истечения.

Мультизрчковая спектроскопия позволяет получить спектр каждого отдельного участка протяженного объекта и, таким образом, построить карты распределения интенсивностей тех или иных спектральных линий и определенных на их основе физических параметров. В спектральном диапазоне, использованном при наших наблюдениях (6500 Å - 6600 Å), была зарегистрирована только широкая эмиссия  $\text{H}\alpha$  и, к северу от источника, слабый след эмиссии  $[\text{NII}] 6583 \text{ \AA}$ .

В спектрах звезды-источника и большей части отражательной туманности у линии  $\text{H}\alpha$  наблюдается типичный профиль типа P Cug с широким синесмещенным поглощением с лучевой скоростью  $-180 \text{ км/с}$ . Однако при смещении в северном направлении от источника поглощение постепенно заливается эмиссией, которая на расстоянии примерно  $15''$  становится видна как второй компонент линии  $\text{H}\alpha$ . Гелиоцентрические лучевые скорости компонентов порядка  $-200$  и  $+40 \text{ км/с}$ . Это хорошо видно на рис.2а, где

приведены профили  $H\alpha$  в звезде и в туманности к северу от нее.

Предположив, что этот высокоскоростной компонент имеет не отражательное происхождение, а принадлежит коллимированному истечению, мы восстановили его пространственную структуру. Для этого мы провели двухкомпонентную подгонку профиля линии  $H\alpha$  гауссианами с дальнейшим оцениванием интенсивности и лучевой скорости компонентов. Используя полученные значения интенсивности синесмещенного компонента в каждом

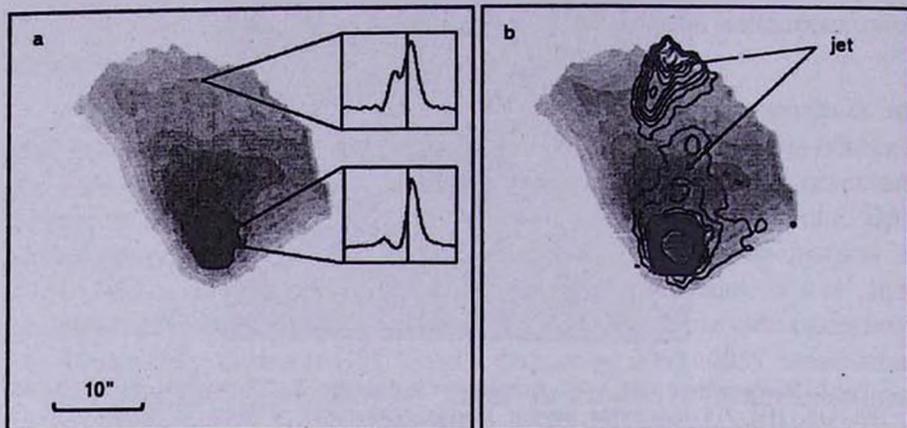


Рис.2. Слева - восстановленное по данным интегральной спектроскопии изображение туманности GM 1-29 в континууме. Показаны также профили линии  $H\alpha$  в звезде PV Сер и в туманности к северу от нее. Справа - это же изображение с наложенными изолиниями интенсивности синесмещенной эмиссии  $H\alpha$ .

спектре, было построено изображение, показывающее распределение высокоскоростной эмиссии (рис.2b). На нем хорошо видна довольно узкая (шириной не более  $3''$ ) структура вблизи источника, направленная на отдельную, расположенную далее к северу и более яркую дугообразную деталь. Таким образом, удалось четко выявить высокоскоростной джет, истекающий из PV Сер вдоль оси отражательной туманности и заканчивающийся дугообразным ударным фронтом (bow-shock). Последний расположен несколько наклонно по отношению к ориентации джета и практически точно совпадает с выявленным ранее НН-столбом, обозначаемым как НН 215 (2) [9,10]. Нужно отметить, что в этой же области были обнаружены следы эмиссии [NII] 6583 Å. К сожалению, из-за низкого отношения сигнал-шум, изображение в этой линии не удалось построить. Лучевая скорость в ударном фронте меняется от  $-260$  км/с до  $-200$  км/с в направлении ЮЗ-СВ. Таким образом, в передней области ударного фронта (СВ) наблюдается падение абсолютной скорости, что согласуется с моделью торможения истечения при столкновении с окружающей средой.

Следует отметить, что данные о морфологии потока, приведенные в настоящей статье, полностью подтверждаются результатами интерферометрии Фабри-Перо, которые будут представлены в следующей работе.

**3.3. Спектральная аномалия в отражательной туманности.**  
В процессе анализа изменения профилей  $H\alpha$  по полю отражательной туманности, помимо расщепления эмиссионной линии, были выявлены также изменения в скорости и интенсивности абсорбционного компонента, несколько сходные с эффектом, наблюдающимся у известной кометарной туманности NGC 2261 [13,14] и имеющие, вероятно, такое же происхождение [17].

Для более детального изучения этого явления мы построили графики зависимости лучевой скорости абсорбционного компонента от расстояния до источника, исключая из рассмотрения участки, где присутствует высокоскоростная эмиссия джета, заливающая поглощение в линии  $H\alpha$ . На рис.3 показаны профили  $H\alpha$  в источнике и в отражательной туманности на разных расстояниях от PV Сер с шагом удаления  $0''.65$ . Видно, что при

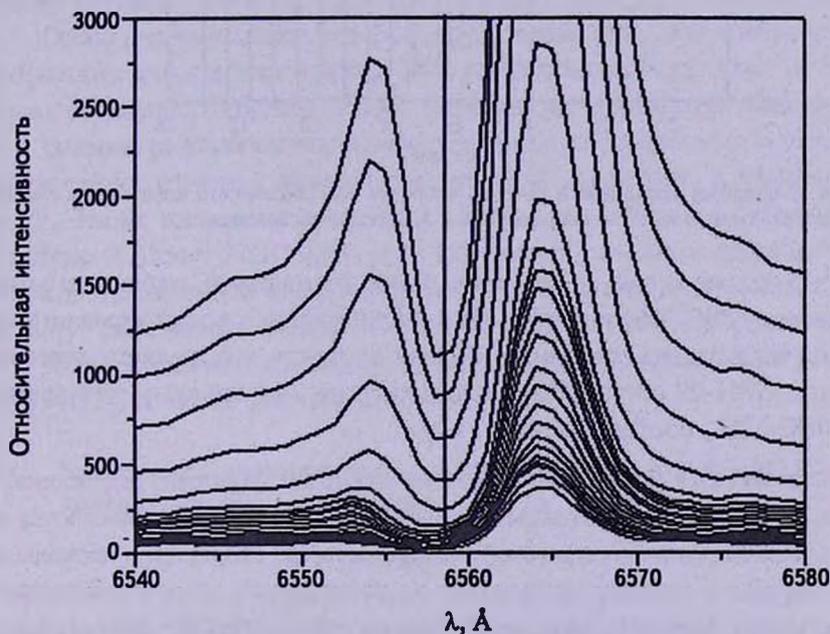


Рис.3. Профили линии  $H\alpha$  в спектре туманности на разных расстояниях от центральной звезды. Профиль с самой высокой интенсивностью соответствует звезде, а последующие - туманности с шагом удаления  $0''.65$ .

удалении от звезды поглощение постепенно смещается в коротковолновую сторону и, кроме этого, абсорбционный компонент становится шире. По результатам гаусс-анализа профилей удалось построить диаграмму зависимости лучевой скорости абсорбционного компонента от расстояния до источника (рис.4). Из диаграммы видно, что абсолютная скорость абсорбционного

компонента в спектре туманности увеличивается с расстоянием от источника почти в полтора раза. Наблюдается также возрастание полуширины данного компонента, которая в звезде равна  $4.5 \text{ \AA}$ , в то время как в туманности на расстоянии около  $6'' - 5.5 \text{ \AA}$ . Несколько увеличивается и его эквивалентная ширина - в звезде  $EW = 2.4 \text{ \AA}$ , а в туманности (на том же расстоянии  $6''$ )  $EW = 2.8 \text{ \AA}$ .

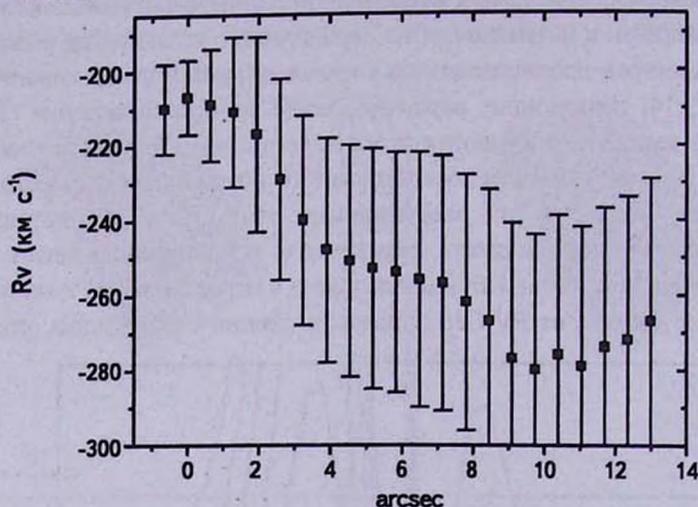


Рис. 4. Диаграмма зависимости лучевой скорости абсорбционного компонента линии  $\text{Na}$  в спектре туманности от расстояния от центральной звезды.

Все это весьма схоже со спектральными аномалиями, наблюдаемыми в туманности NGC 2261 и связанными с присутствием коллимированного истечения вещества из источника. Следует отметить, что градиент лучевой скорости в GM1-29 составляет около  $6 \text{ км/с}$  на секунду дуги, в то время как у NGC 2261, соответственно  $3 \text{ км/с}$ .

4. *Заключение.* Как было показано в работе Мундта [18], абсорбционные компоненты спектральных линий у молодых звезд образуются в расширяющейся оболочке, где ускорение вещества до скоростей в несколько сот километров в секунду происходит на расстояниях всего в несколько радиусов звезды. Следовательно, их лучевая скорость содержит информацию о движении газа на очень малых расстояниях от звезды-источника (в данном случае PV Ser). Общепринятое в настоящее время объяснение спектральных аномалий, наблюдающихся у ряда кометарных туманностей, состоит в том, что разные участки отражательной туманности освещаются светом звезды, проходящим через различные по физическим характеристикам участки расширяющейся оболочки. Анизотропия оболочки, по-видимому, и является главной причиной спектральной асимметрии [17].

В данном конкретном случае, если исходить из того, что параметры

звездного ветра, в частности, скорость истечения, зависят от широты звезды, то смещение абсорбционного компонента в коротковолновую сторону при удалении исследуемой точки туманности от источника однозначно указывает на возрастание скорости истечения к полюсам звезды. Судя по диаграмме, приведенной на рис.4, скорость коллимированного потока у PV Cep составляет 270-280 км/с, что является очень типичным значением для такого рода объектов. Кроме того, как мы видим из увеличения эквивалентной ширины линии, на высоких широтах выше и плотность оболочки, а, следовательно, выше и темп потери массы.

Наконец, уширение линии поглощения при удалении от источника свидетельствует о том, что не только скорость истечения, но и ее градиент у PV Cep несколько меняется с широтой звезды. Этот интересный эффект нуждается в дальнейшем анализе с помощью данных со значительно (на порядок) большим спектральным разрешением, что, возможно, позволит ограничить выбор среди моделей источника, генерирующего звездный ветер [19,20].

Особо нужно отметить тот факт, что анизотропию звездного ветра трудно объяснить физическим влиянием околос звездного диска, даже внутренние размеры которого гораздо больше размеров расширяющейся оболочки.

Важным результатом настоящей работы мы также считаем само выявление и численное изучение эффекта спектральной асимметрии в туманности GM 1-29. Это не только делает данный объект практически во всем подобным системе R Mon + NGC 2261, но и показывает, что аномалии отраженного спектра не являются уникальным явлением, присущим только NGC 2261, и могут быть использованы для анализа строения околос звездных оболочек.

Данная работа была частично поддержана грантами INTAS 00-0287 и 3-51-4838, а также грантом ANSEF 1182.

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

## INTEGRAL-FIELD SPECTROSCOPY OF GM 1-29 NEBULA AND PV CEP STAR

T.A.MOVSESSIAN, T.YU.MAGAKIAN, D.M.SARGSYAN,  
E.H.NIKOGOSSIAN

Results of the integral field spectroscopy of the GM 1-29 nebula and its source star PV Cep on the 2.6m telescope of the Byurakan observatory are presented. The structure and kinematics of the emission collimated outflow,

directed along the nebula axis, are studied. The variations of the radial velocity and the intensity of the absorption component of the  $H\alpha$  line in the spectrum of the nebula are revealed and studied. This effect is interpreted as the result of the stellar wind anisotropy in the distances of the several stellar radii, where this absorption is formed.

Key words: *nebulae:stars:spectroscopy - individual:GM 1-29:PV Cep*

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Л.Гольбудагян, Т.Ю.Магакян, Письма в Астрон. ж., 3, 113, 1977.
2. А.Л.Гольбудагян, Т.Ю.Магакян, А.С.Амирханян, Письма в Астрон. ж., 3, 162, 1977.
3. M.Cohen, L.V.Kuhi, E.A.Harlan, *Astrophys. J.*, 215, L127, 1977.
4. P.S.The, D. de Winter, M.R.Perez, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 104, 315, 1994.
5. Т.Ю.Магакян, Письма в Астрон. ж., 7, 398, 1981.
6. M.Cohen, L.V.Kuhi, E.A.Harlan, H.Spinrad, *Astrophys. J.*, 245, 920, 1981.
7. G.H.Herbig, in "Low mass star formation and pre-main sequence objects" (Proceed. ESO workshop, ed. B.Reipurth), p.233, 1989.
8. Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, *Астрофизика*, 44, 515, 2001.
9. T.Neckel, H.J.Staude, M.Sarcander, K.Birkle, *Astron. Astrophys.*, 175, 231, 1987.
10. M.Gomez, S.J.Kenyon, B.A.Whitney, *Astron. J.*, 114, 265, 1997.
11. B.Reipurth, J.Bally, D.Devine, *Astron. J.*, 114, 2708, 1997.
12. R.M.Levreault, *Astrophys. J.*, 277, 634, 1984.
13. A.Stockton, D.Chesley, S.Chesley, *Astrophys. J.*, 199, 406, 1975.
14. Дж.Л.Гринштейн, М.А.Казарян, Т.Ю.Магакян, Э.Е.Хачикян, *Астрофизика*, 12, 587, 1976.
15. T.Movsessian, J.-L.Gash, J.Boulesteix, F.Zhamkotsian, *Baltic Astronomy*, 9, 518, 2000.
16. J.Boulesteix, <http://www-obs.cnrs-mrs.fr/ADHOC/adhoc.html>
17. B.F.Jones, G.H.Herbig, *Astron. J.*, 87, 1223, 1982.
18. R.Mundt, *Astrophys. J.*, 280, 749, 1984.
19. L.B.F.M.Waters, C.Waelkens, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 36, 233, 1998.
20. B.Reipurth, J.Bally, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 39, 403, 2001.

## STAR-FORMING REGION BBW 36 IN PUPPIS

A.L.GYULBUDAGHIAN<sup>1</sup>, J.MAY<sup>2</sup>

Received 17 March 2008

Accepted 9 April 2008

Recent studies of the star formation region BBW 36 and associated molecular clouds are presented. The  $^{12}\text{CO}$  (1-0) observations, carried out with the 15-m SEST (Swedish-ESO) telescope (Cerro La Silla, Chile) revealed the existence of cloud *a*, connected with BBW 36 and of cloud *b*, having elongation in SE-NW direction. A red-shifted molecular outflow with velocity  $\sim +5$  km/s (with respect to cloud *a*), having a direction parallel to the line of sight, was also observed. VLA observations showed the presence of a source VLA 2 at 3.6 cm with an elongation in N-S direction. It is suggested that the VLA 2 source is coinciding with a dust disc (surrounding the object BBW 36). The star 3, which is one of YSOs in the star-forming region BBW 36 and is connected with a bright comma-like nebula, can be the source of the molecular outflow. The star 3 has very high IR colours and is associated with an IRAS point source IRAS 07280-1829, which has IR colours, typical for an IRAS point source, connected with a water maser. On 2MASS *K* image of BBW 36 we can see existence of a bright nebula, a group of stars is embedded in that nebula, among these stars there are stars with dust discs (or envelopes). On 2MASS *K* image several spiral jets are also present, some of them with a condensation at the end.

**Key words:** *star-forming region:molecular clouds:molecular outflow:spiral jets*

1. *Introduction.* We have continued with the research of some Southern interesting nebular objects, mainly star-forming regions, containing YSOs, HH objects, etc. (see e.g. papers [1,2]). In this paper an interesting star-forming region BBW 36 is studied. For investigation of star-forming regions observations in several ranges of spectrum are necessary: CO observations, VLA, infrared, optical observations. The results of such observations were used in this paper.

2. *Distance to BBW 36.* The object BBW 36 [3] and the HII region Sh 2-305 are associated to the same large molecular cloud. The first CO survey of the area including Sh 2-305 has been made by May et al. [4] with an effective resolution of 30'. Sodrosky [5] made an analysis of the spatial and velocity structure of emission features in the CO survey of May et al. [4] and found peak velocities at 18.9 km/s and 42 km/s with velocity dispersions of 5.4 km/s and 6.9 km/s, respectively. May et al. [6], studying the physical properties of 177 molecular clouds (detected in the deep survey of the third galactic quadrant made by May et al [7]), found that the kinematic distance to the molecular cloud associated with BBW 36 ( $l=240^\circ$ ,  $b=-0^\circ.25$ ,  $v=43.7$  km/s) is  $\sim 4.1$  kpc. Russeil et al. [8] have observed with a Fabry-Perot interferometer in  $\text{H}\alpha$  light 7 fields,  $38' \times 38'$  each,

including also Sh 2-305 region. Their diffuse H $\alpha$  observations show two emission components, one at 16 km/s and another at 43 km/s both being detected simultaneously all over the observed area. These values are rather close to the mentioned above velocity components revealed by Sodrosky from data of May et al. [4]. Spectrophotometry of exciting stars of HII regions enabled Russeil et al. [8] to determine the distance of both complexes quite accurately, averaging several individual HII region distances. The first complex is found at  $\sim 2.1$  kpc whereas the second one is found at  $\sim 4.2$  kpc. Among the second complex there is a huge single molecular complex connected with Sh 2-305. The distance to that complex (and also to Sh 2-305) is  $4.2 \pm 0.5$  kpc [8], so we can assume that the distance to BBW 36 is also about  $4.2 \pm 0.5$  kpc. It is interesting to note that, in this particular case, there is a very good agreement between the kinematic distance obtained from radio observations ( $\sim 4.1$  kpc) and the distance determined from optical data ( $\sim 4.2$  kpc), because quite often these estimates of distance show substantial differences.

3.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  observations. The region in the direction of BBW 36 was observed with the 15-m SEST (Swedish-ESO Submillimetre Telescope) telescope (Cerro La Silla, Chile).

The telescope beam size at 115 GHz is  $45''$  and the beam efficiency is 0.70. The positions toward BBW 36 were observed with a spacing of  $40''$  in frequency-switched mode, with a frequency throw of 10 MHz. The telescope was equipped with a SIS detector and a high-resolution acousto-optical spectrometer with 1000 channels and a velocity resolution of 0.112 km/s.

Fig.1 shows the  $^{12}\text{CO}(1-0)$  spectra observed toward BBW 36, arranged in a map-like distribution.

Analyzing the data presented in Fig.1, we can realize that there are two

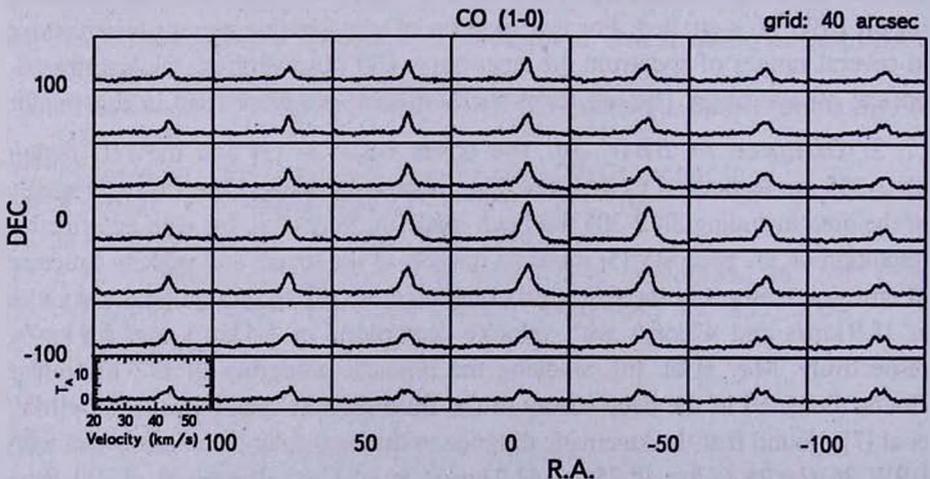


Fig.1.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  spectra toward BBW 36, arranged in a map-like distribution.

clouds and an outflow in the region surrounding BBW 36. That is, a main cloud *a* with a velocity of  $\sim 44.8$  km/s (see Fig.2), a cloud *b* with velocities in the range (40-44) km/s (see Fig.3) and a red-shifted outflow with velocities in the range (48-52) km/s (see Fig.4).

The red-shifted outflow is centered at the position of the object BBW 36, so this outflow is parallel to the line of sight. The velocity of the outflow is  $\sim +5$  km/s with respect to the velocity of cloud *a*.

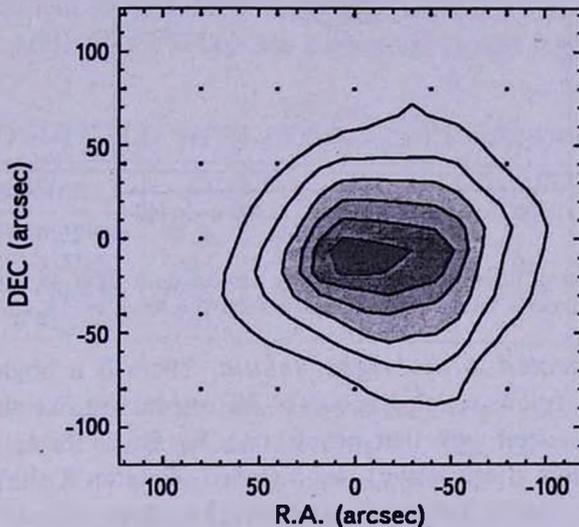


Fig.2. Contour map of the main molecular cloud *a* (connected with BBW 36), integrated from 44 to 48 km/s. Contour levels every 5 K km/s from 15 to 40 K km/s.

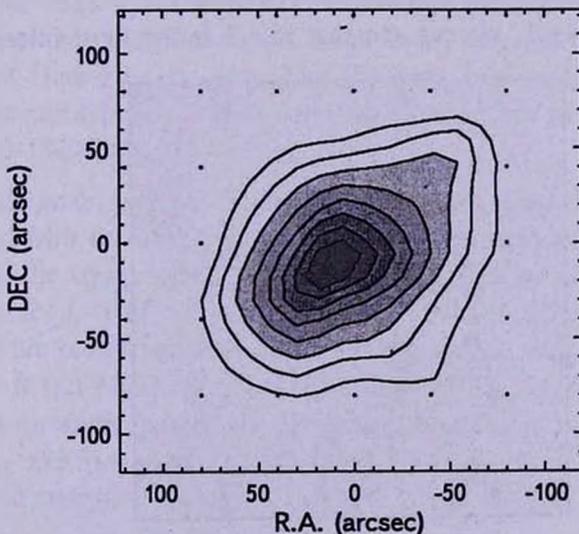


Fig.3. Contour map of the molecular cloud *b* (connected with BBW 36), integrated from 40 km/s to 44 km/s. Contour levels every 2 K km/s from 13 to 27 K km/s.

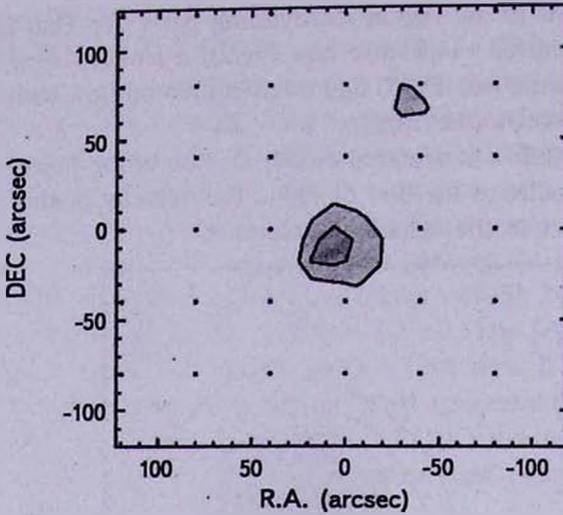


Fig.4. Contour map of the red-shifted molecular outflow from BBW 36, integrated from 48 km/s to 52 km/s. Contour levels every 1 K km/s from 3 K km/s to 4 K km/s.

4. *Stars connected with bright nebula.* There is a bright comma-like nebula in this region, which has a NW-SE orientation like the cloud *a*. Four stars are connected with that nebula (see Fig.5). In Table 1 the data concerning these stars (from Vizier) are included. Column 1 shows just the star number (from Fig.5), column 2 presents the name of each star from NOMAD1 [9], columns 3-5 include the corresponding *B*, *V* and *R* values for each star, respectively, while columns 6-8 - the corresponding near infrared colours (all these values are taken from Vizier).

Looking at Table 1, we can see that star 3 is the most interesting one.

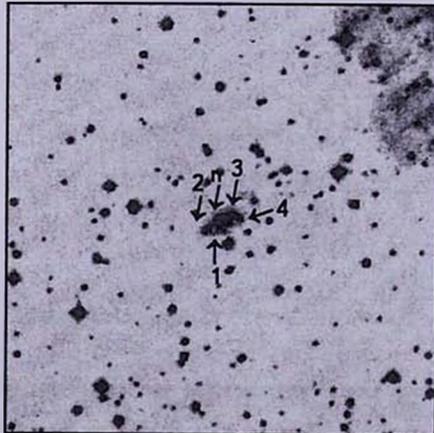


Fig.5. DSS2 R image of BBW 36. N is to the top, E to the left. The sizes of image are  $6' \times 6'$ , *n* - bright comma-like nebula, connected with BBW 36, 1-4 - the stars connected with bright nebula *n*.

Its IR colours are very high; especially the value of  $R-J=6.065$  is unique. In [2] there are data on  $R-J$  for different YSOs, the highest value is at the stars GRV 16 ( $R-J=5.15$ ) and PV Cep (A5e + shell):  $R-J=4.45$ . The other colours for PV Cep are close with the corresponding values for star 3 (see Table 2 in [2]):  $J-H=2.85$ ,  $H-K=2.2$ . Star GRV 16 has also colours similar to star 3 from present paper:  $J-H=1.67$ ,  $H-K=1.3$  (see Table 2 in [2]). Stars PV Cep and GRV 16 are connected with cone-like cometary nebulae. The star PV Cep and its associated cometary nebula are both extremely variable (see e.g. in [10]). Star PV Cep has a spectrum typical for Herbig Ae/Be type

Table 1

## STARS CONNECTED WITH COMMA-LIKE NEBULA "n" IN BBW 36

NN	NOMAD1	B	V	R	R-J	J-H	H-K
1	0713-0137199	17.54	16.99	-	-	0.553	0.684
2	0713-0137192	19.45	17.07	12.21	-1.46	1.005	0.760
3	0714-0136444	18.82	16.59	16.92	6.065	2.829	1.969
4	0714-0136438	19.53	-	10.69	-	-	-

stars (emission lines with variable components). If we assume that the absorption is almost the same toward the stars PV Cep, GRV 16 and star 3, we will have for  $(B-V)_0$  the following values (if  $R_V=3.2$ ): 1) for GRV 16  $(B-V)_0 \approx 1^m.0$  (we used for GRV 16 the value of  $B-V=1^m.67$  from Vizier); 2) for star 3,  $(B-V)_0 \approx 1^m.6$  (we used for star 3 the value  $B-V=2^m.23$  from Vizier). If these two stars are main sequence stars, we will have  $\sim K3$  V for GRV 16 and  $\sim M5$  V for star 3 (we used data from [11]). Certainly these estimates are very rough, but almost definitely we can conclude that these two stars are not Herbig Ae/Be stars (like PV Cep), but rather T Tau type stars with late spectral type. Star 3 has coordinates very close to the coordinates of IRAS 07280-1829 [12] (see below).

5. *IRAS point source IRAS 07280-1829.* This IRAS point source is associated with the object BBW 36. The coordinates of this IRAS source are close to the coordinates of star 3, which has rather high values of near IR colours:  $R-J=6.65$ ,  $J-H=2.829$ ,  $H-K=1.969$ . The colours of IRAS 07280-1829 are consistent with colours of the source associated with a water maser [13]:  $R(1,2)=0.53$ ,  $R(2,3)=0.01$ ,  $R(3,4)=0.08$ . In [13], for the sources associated with water masers, the IR colours must be in the ranges:  $R(1,2) = (0.2 - 0.8)$ ,  $R(2,3) = (0 - 1.3)$ ,  $R(3,4) = (-0.3 - 0.3)$ , and IRAS 07280-1829 satisfies these criteria.

6. *Spiral jets, bright nebula and a group of embedded stars on 2MASS K image of BBW 36.* There are spiral jets on the 2MASS

*K* image of BBW 36 (see jets 1 and 2 in Fig.6, other faint spiral jets can be also seen, including jets with condensations at the ends). Jet 1 has a condensation (or a star) *a* at its end. This condensation has the following IR colours:  $J-H=1.762$ ,  $H-K=1.181$  (see Vizier). If we compare these results with the corresponding values for other condensations connected with already known spiral jets, we can arrive at the following conclusion: several condensations at the ends of spiral jets have IR colours rather close to the above values for condensation *a*. Such condensations are the following:

1. Condensation *d* in the star forming region SNO 41 (see Fig.6 in [14]):  $J-H=1.68$ ,  $H-K=1.0$ .

2. Condensation *a* in the object SNO 35 (see Fig.5b in [15]):  $J-H=1.37$ ,  $H-K=0.75$ .

3. Condensation *e* in SNO 69 (see Fig.5c in [15]):  $J-H=1.29$ ,  $H-K=0.74$ .

If we look at 2MASS *K* image of BBW 36, we can see that there is a very bright nebula in the place of BBW 36 (nebula 3 in Fig.6). There is a group of stars embedded in that nebula (see Vizier). Among these stars there are ones, which have high values of infrared colours, which is in favour of existence of dust discs or envelopes around them. In Table 2 there are data

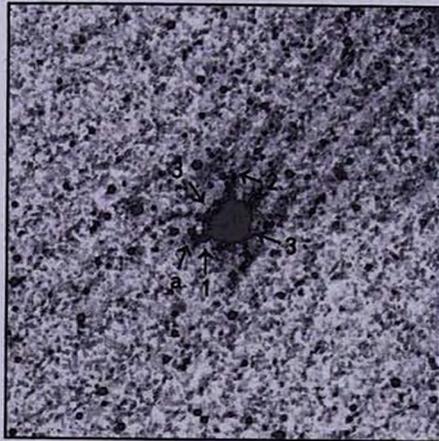


Fig.6. 2MASS *K* image of BBW 36. N is to the top, E to the left. The sizes of image are 6' x 6', 1 and 2 - the spiral jets, *a* - condensation at the end of spiral jet 1, 3 - the bright nebula, in which a group of stars is embedded.

Table 2

### STARS EMBEDDED IN INFRARED BRIGHT NEBULA 3

NN	NOMAD1	<i>J</i>	<i>J-H</i>	<i>H-K</i>
1	0714-0136446	13.077	-0.151	2.827
2	0714-0136447	13.608	1.349	3.0
3	0713-0137182	15.234	1.388	2.466

on these stars taken from Vizier. In first column are the numbers of stars, in column 2 there are the names of the stars from NOMAD1 [9], in columns 3-5 - the near infrared colours of these stars (data are taken from Vizier).

If we look at Table 2 we can see that the value  $J-H$  for the star N1 is negative and differs from values of  $J-H$  for other stars from Tables 1 and 2 of this paper. In Table 2 of [16] several stars have negative values of  $J-H$  and high positive values of  $H-K$  (these stars are embedded in bright nebula in the central part of star-forming region RCW 38). In [16] is supposed that these stars are early-type stars with dust discs, so that we can also suppose that the star N1 from Table 2 of this paper is an early-type star with dust envelope (or disc) and other stars from Tables 1 and 2 of this paper are late-type stars with dust discs (or envelopes).

7. *VLA source associated with BBW 36.* Object BBW 36 is also associated with a VLA source, VLA 2 (see Fig.7). This source is elongated in the N-S direction. It is not excluded that there is a dust disc surrounding the object BBW 36 and coinciding with VLA 2 (also has elongation in N-S direction). The source VLA 2 was obtained as a result of VLA observations at a wavelength of 3.6 cm. The 3.6 cm radio continuum observations were carried out in 2004 March 27, using the VLA in the C configuration, providing

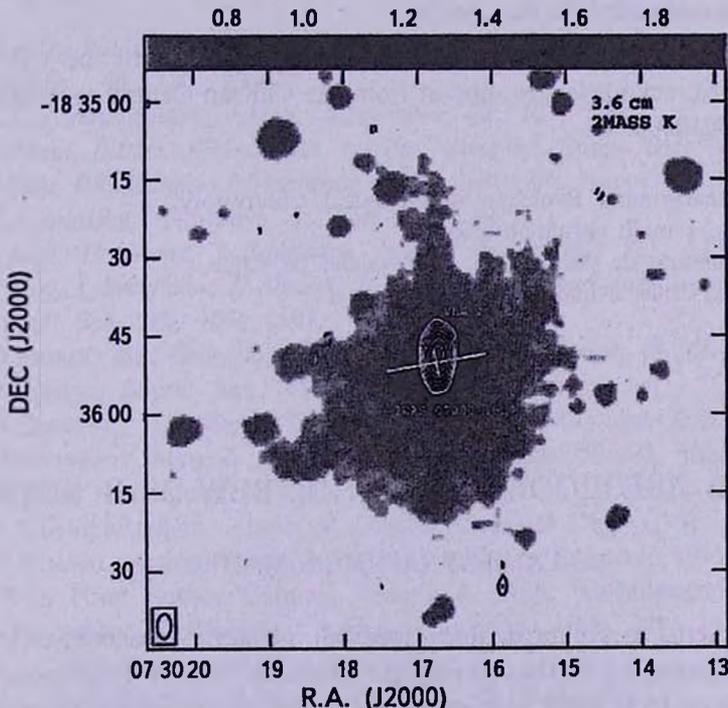


Fig.7. Overlay of the 3.6 cm radio continuum emission from BBW 36, VLA 2 and 2MASS K image. Contour levels are  $-4, -3, 3, 4, 8, 16, 32, 64, 128$  and  $256$  times the rms of the map,  $40 \text{ mJy beam}^{-1}$ . The cross marks the position of IRAS 07280-1829.

an angular resolution of  $\sim 4''$  (see [17]).

8. *Conclusions.* In this paper a star forming region BBW 36 is investigated. The star-forming region BBW 36 is situated in a large complex of molecular clouds including also the HII region Sh 2-305.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  observations of the region around BBW 36 revealed the existence of two clouds connected with BBW 36: a main cloud *a* (mean velocity  $\sim 44.8$  km/s), a cloud *b* (velocities in the range 40-44 km/s) with elongation in SE-NW direction, and a red-shifted outflow (the velocity of the outflow is  $\sim +5$  km/s with respect to the mean velocity of cloud *a*) which is parallel to the line of sight. Also a bright nebula appears connected to BBW 36, having elongation in SE-NW direction (the same as molecular cloud *b*). A star with unusual IR colours (star 3, probably a T Tau type star) is connected with that nebula. The star 3 is associated with an IRAS point source, IRAS 07280-1829, which has IR colours typical for IRAS point sources connected with water masers. VLA observations showed the existence of a VLA source at 3.6 cm, VLA 2, having elongation in N-S direction. In a 2MASS *K* image of BBW 36 several spiral jets (some of them with a condensation at the end) are present, on the same image a bright nebula is seen. A group of stars, including stars with high values of near infrared colours (it means that these stars are surrounding with dust discs or envelopes) is embedded in that nebula.

*Acknowledgements.* We thank F.Azagra for helping with the CO data reduction. J. M. acknowledges support from the Chilean Centro de Astrofísica FONDAF 15010003.

<sup>1</sup> V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: agyulb@bao.sci.am

<sup>2</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Santiago, Chile, e-mail: jmay@das.uchile.cl

## ОБЛАСТЬ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ BBW 36 В КОРМЕ

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН<sup>1</sup>, Х.МАЙ<sup>2</sup>

Представлены результаты исследований области звездообразования BBW 36 и связанных с ней молекулярных облаков.  $^{12}\text{CO}(1-0)$  наблюдения, проведенные на 15 м SEST телескопе (Ла Силья, Чили) выявили наличие облака *a*, связанного с BBW 36, и облака *b*, вытянутого вдоль направления ЮВ-СЗ. Обнаружено также красное истечение со скоростью  $\sim +5$  км/с (по

отношению к облаку *a*), имеющее направление, параллельное лучу зрения. VLA наблюдения выявили наличие источника VLA 2 на 3.6 см с вытянутостью в направлении С.-Ю. Предполагается, что источник VLA 2 совпадает с пылевым диском (окружающим объект BBW 36). Звезда 3, которая является одной из МЗО в области звездообразования BBW 36 и связана с яркой дугообразной туманностью, может являться источником молекулярного истечения. Звезда 3 имеет очень высокие значения ИК цветов и ассоциируется с точечным источником IRAS 07280-1829, который имеет ИК цвета, типичные для точечного источника IRAS, связанного с мазером воды. На 2MASS *K* изображении можно увидеть наличие яркой туманности, в которую погружена группа звезд, среди которых есть и звезды с пылевыми дисками (или оболочками). На 2MASS *K* изображении имеется также несколько спиральных выбросов, некоторые из них со сгущением на конце.

Ключевые слова: *область звездообразования: молекулярные облака: молекулярное истечение: спиральные выбросы*

## REFERENCES

1. *A.L. Gyulbudaghian, J. May, L. Gonzalez, R. Mendez*, Rev. Mex. Astron. Astrofis., **40**, 137, 2004.
2. *A.L. Gyulbudaghian, J. May*, Astrofizika, **48**, 101, 2005.
3. *J. Brand, L. Blitz, J. Wouterloot*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **65**, 537, 1986.
4. *J. May, D.C. Murphy, P. Thaddeus*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **73**, 51, 1988.
5. *T.J. Soderosky*, Astrophys. J., **366**, 95, 1991.
6. *J. May, H. Alvarez, L. Bronfman*, Astron. Astrophys., **327**, 325, 1997.
7. *J. May, L. Bronfman, H. Alvarez, D.C. Murphy, P. Thaddeus*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **99**, 105, 1993.
8. *D. Russeil, Y.M. Georgelin, Y.P. Georgelin, E. le Coarer, M. Marcelin*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **114**, 557, 1995.
9. *N. Zacharias, D.G. Monet, S.E. Levine, S.E. Urban, R. Gaume, G.L. Wycoff*, Naval Observatory Merged Astrometric Data Set (NOMAD), San Diego AAS Meeting Proceedings, 2005.
10. *A.L. Gyulbudaghian*, Thesis of Second Doctoral Degree, Yerevan, 2001.
11. *C.W. Allen*, Astrophysical Quantities, Athlone, London, 1973.
12. IRAS Point Source Catalog, Version 2, 1988, Washington, D.C.
13. *J. Wouterloot, C. Walmsley*, Astron. Astrophys., **168**, 237, 1986.
14. *A.L. Gyulbudaghian, J. May*, Astrofizika, **50**, 5, 2007.
15. *A.L. Gyulbudaghian, J. May*, Astrofizika, **49**, 622, 2006.
16. *A.L. Gyulbudaghian, J. May*, Astrofizika, **51**, 29, 2008.
17. *C. Carrasco-Gonzalez, A.L. Gyulbudaghian et al.*, Astron. Astrophys., 2008, in press.

## ТОРМОЖЕНИЕ МИЛЛИСЕКУНДНЫХ ПУЛЬСАРОВ ИЗ-ЗА ИЗЛУЧЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТАН, Л.Р.СЕДРАКЯН

Поступила 11 февраля 2008

Рассмотрено гравитационное излучение миллисекундных пульсаров, обусловленное предполагаемыми скачками угловой скорости. Предполагается, что энергия, переданная из внутренних сверхтекучих частей коре нейтронной звезды, преобразуется в энергию гравитационных волн затухающими осцилляциями вещества звезды. Вычислены интенсивность гравитационного излучения и амплитуды волн для 14 миллисекундных пульсаров. Показано, что гравитационное излучение может объяснить наблюдаемое замедление миллисекундных пульсаров и оценено значение магнитного поля, при котором предложенный механизм даст основной вклад в замедление этих пульсаров.

**Ключевые слова:** (*звезды:*) *пульсары: торможение*

1. *Введение.* Как известно, вращающиеся нейтронные звезды при возбуждении собственных колебаний могут излучать гравитационные волны, мощность которых пропорциональна шестой степени частоты колебаний и квадрату квадрупольного момента [1]. Сам квадрупольный момент пропорционален квадрату угловой скорости пульсаров [2]. Периоды вращения и собственных колебаний нейтронных звезд, моделирующих миллисекундные пульсары, порядка нескольких миллисекунд, следовательно мощность гравитационного излучения настолько велика, что она может конкурировать с магнитно-дипольным излучением электромагнитных волн с полями порядка  $10^9$  Гс. Считается, что наблюдаемые замедления миллисекундных пульсаров ( $\dot{P}/P \sim 10^{-16} + 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ ) обусловлены магнитно-дипольным излучением этих звезд. Как мы покажем ниже, вклад гравитационного излучения в величину замедления может быть того же порядка, что и электромагнитного излучения.

При замедлении нейтронной звезды с уменьшением угловой скорости нормальной компоненты происходит увеличение разности  $\delta\Omega = \Omega_n - \Omega_c$ , где  $\Omega_n$  - угловая скорость сверхтекучих нейтронов, а  $\Omega_c$  - угловая скорость нормальной компоненты. Как показано в работе [3], во внутренней коре нейтронной звезды это увеличение может продолжаться до значения  $\delta\Omega_{max}$ , когда уже кора не может выдержать нагрузки, обусловленные нейтронными вихрями. В результате произойдет звездотрясение с последующим уменьшением  $\delta\Omega$  до нуля, и с уходом части высвобожденной энергии на возбуждение собственных колебаний нейтронной звезды. Если

время релаксации сверхтекучей скорости  $\tau$  порядка времени затухания колебания звезды  $\tau_g$ , то передача вращательной энергии через колебательное движение в энергию гравитационного излучения будет происходить непрерывно. Если предположить, что замедление угловой скорости пульсара происходит только из-за гравитационного излучения, можно оценить  $\dot{P}/P$  и сравнить с наблюдениями.

В разделе 2 приводится оценка критической разности угловой скорости  $\delta\Omega_c$  и времени релаксации  $\tau$  необходимые для достижения этой разницы. Оценивается энергия  $\Delta E_g$ , которая передается колебательному движению. Приводятся значения  $\delta\Omega_c$  и  $\tau$  для разных моделей миллисекундных пульсаров. В разделе 3 вычисляется мощность гравитационного излучения миллисекундных пульсаров и время затухания колебательного движения из-за излучения. В разделе 4, предполагая, что вековое замедление миллисекундных пульсаров обусловлено гравитационным излучением, оцениваются значения величины  $\dot{P}/P$  и сравниваются с наблюдаемыми данными. Оцениваются возможные интенсивности гравитационного излучения. В *Заключении* отмечено, что только излучение гравитационных волн от миллисекундных пульсаров может обеспечить наблюдаемые значения для  $\dot{P}/P$ .

2. *Энергия скачков угловой скорости пульсаров.* Если предположить, что миллисекундные пульсары быстро вращающиеся нейтронные звезды, то их угловые скорости имеют вековые замедления  $\dot{P}/P$ , которые являются наблюдаемыми величинами. Согласно стандартной модели нейтронной звезды, ее жидкое ядро находится под твердой корой, внутренняя часть которой состоит из атомов, электронов и сверхтекучих нейтронов, которые при вращении звезды образуют сеть нейтронных вихрей [4,5]. При замедлении пульсара уменьшение угловой скорости нормальной компоненты звезды  $\Omega_c$  происходит непрерывно, тогда как уменьшение угловой скорости сверхтекучей компоненты (нейтронов)  $\Omega_n$  происходит скачкообразно. Это связано с тем, что уменьшение  $\Omega_n$  связано с изменением плотности нейтронных вихрей, которые в свою очередь, из-за взаимодействия, сцеплены с твердой корой звезды и поэтому их плотность сначала не меняется ( $\Omega_n = \text{const}$ ). Следовательно, сначала уменьшается  $\Omega_c$ , что приводит к увеличению разности угловых скоростей  $\delta\Omega = \Omega_n - \Omega_c$ . Увеличение  $\delta\Omega$  приводит к увеличивающимся значениям локального натяжения твердой коры звезды. Когда значение  $\delta\Omega$  достигает критического значения  $\delta\Omega_c$ , кора не выдерживает результирующего натяжения и происходит "звездотрясение". В результате  $\delta\Omega$  уменьшается, стремясь к нулю, следовательно вращение сверхтекучей компоненты замедляется. При замедлении вращения сверхтекучей компоненты выделяется энергия

$$\Delta E = \frac{I_n \Omega_n^2}{2} - \frac{I_n \Omega_c^2}{2}, \quad (1)$$

которая из-за "звездотрясения" может возбудить собственные колебания ядра нейтронной звезды. Сплюснутое вращением ядро нейтронной звезды при наличии колебаний станет источником гравитационных волн, которые и унесут высвобожденную кинетическую энергию вращения нейтронов. Такой механизм может обеспечить трансформацию вращательной энергии - через колебательное движение ядра, в энергию гравитационных волн и стать одним из причин векового замедления миллисекундных пульсаров.

Так как  $\delta\Omega/\Omega$  мало, то формулу (1) можно записать следующим образом:

$$\frac{\Delta E}{E_{rot}} = 2 \frac{I_n}{I} \frac{\delta\Omega}{\Omega}, \quad (2)$$

где  $I_n$  и  $I$  - момент инерции сверхтекучих нейтронов и звезды соответственно, а  $\Omega = \Omega_c$  - наблюдаемая угловая скорость пульсара. Описанный механизм "звездотрясения" нейтронной звезды предложен нами в работе [6], где для величины  $\delta\Omega_{cr}/\Omega$  получена следующая формула:

$$\frac{\delta\Omega_{cr}}{\Omega} = 3 \cdot 10^{-3} \left( \frac{\theta_m}{10^{-3}} \right) \left( \frac{10^4}{\Omega^2} \right) \frac{\mu_{30}}{R_c^2} \left( \frac{3 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3}{\rho_c} \right), \quad (3)$$

и для типичной модели нейтронной звезды

$$\frac{\delta\Omega_{cr}}{\Omega} = 6 \cdot 10^{-4} \left( \frac{\Omega_{Vela}}{\Omega} \right)^2 \left( \frac{\theta_m}{10^{-4}} \right), \quad (4)$$

где  $\Omega_{Vela} = 70 \text{ с}^{-1}$  - угловая скорость пульсара Vela, а параметр  $\theta_m$  для нейтронных звезд меняется от значения  $10^{-3}$  до  $10^{-5}$  [7]. Так как угловые скорости миллисекундных пульсаров порядка  $6 \cdot 10^2 + 6 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ , то возможные значения  $\delta\Omega_{cr}/\Omega$  лежат в области  $6 \cdot 10^{-8} + 6 \cdot 10^{-6}$ .

Зная  $\delta\Omega_{cr}/\Omega$ , мы можем оценить время накопления такой разности угловых скоростей. Как показано в работе [8], увеличение  $\delta\Omega$  со временем происходит по закону

$$\frac{\delta\Omega}{\Omega} = \frac{\tau}{\tau_0} \left( 1 - e^{-t/\tau} \right), \quad (5)$$

где  $\tau_0$  - время жизни пульсара, а  $\tau$  - локальное релаксационное время, которое зависит от взаимодействия нейтронных вихрей с нормальной компонентой коры нейтронной звезды. Согласно формуле (5), в течение времени  $t \geq \tau$  разность угловых скоростей достигнет своего максимального значения, определяемая как

$$\frac{\delta\Omega_{cr}}{\Omega} = \frac{\tau}{\tau_0}. \quad (6)$$

Формулу (4) можно использовать для оценки релаксационных времен  $\tau$ , что по порядку величины будет совпадать с временем между "звездотрясениями". Оценки показывают, что  $6 \cdot 10^{-8} \tau_0 \leq \tau \leq 6 \cdot 10^{-6} \tau_0$ . Если

считать, что  $\tau_0 \sim 10^7$  лет, то  $\tau$  может быть порядка от 0.6 до 60 лет. В работе [4] оценены релаксационные времена нейтронных вихрей во внутренней коре нейтронной звезды, и они могут лежать в указанном интервале времен.

3. *Гравитационное излучение миллисекундных пульсаров.* Вращающиеся и колеблющиеся нейтронные звезды являются источником гравитационных волн [9,10]. Интенсивность излучения этих волн определяется формулой

$$J_g = \frac{G\eta^2\omega^6}{15c^5} |D_{zz}^0|^2, \quad (7)$$

где  $\eta$  - относительная амплитуда подобных квазирадиальных колебаний,  $\omega$  - их частота, а  $D_{zz}^0$  - квадрупольный момент нейтронной звезды, который пропорционален квадрату угловой скорости пульсара. Заметим, что угловые скорости и частоты колебаний миллисекундных пульсаров порядка нескольких тысяч оборотов или колебаний в секунду, что, естественно, увеличивает коэффициент перед  $\eta$ . Величина  $\eta$  зависит от мощности источника энергии, питающей колебательные движения. Если считать, что освобожденная от замедления сверхтекучих нейтронов энергия вращения уходит на возбуждение колебательного движения ядра нейтронной звезды, то можно оценить порядок амплитуды  $\eta$ . Отметим также, что время, за которое эта энергия уносится гравитационными волнами, не зависит от  $\eta$  и порядка. [9]

$$\tau_g = \frac{15c^5 I}{\omega^4 |D_{zz}^0|^2}, \quad (8)$$

где  $I$  - момент инерции нейтронной звезды.

Для определенной модели нейтронной звезды можно оценить время затухания колебательного движения. Если выбрать, что  $I \sim 10^{45}$  г см<sup>2</sup>,  $\omega \sim 3 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> и учесть, что  $\Omega$  лежит в интервале  $0.6 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>  $\leq \Omega \leq 6 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> [11], то для времени затухания получим  $1.3 \cdot 10^3$  с  $\leq \tau_g \leq 1.3 \cdot 10^7$  с. Как мы видим, время гравитационного затухания гораздо меньше времени между "звездотрясениями". Ниже мы оценим  $\dot{P}/P$  и сравним с наблюдениями.

Так как время гравитационного затухания меньше, чем время между "звездотрясениями", то средняя интенсивность гравитационного излучения определяется делением  $\Delta E$  на время  $\tau/2$ :

$$\delta \dot{E}_g = 2 E_{rot} \left( \frac{I_n}{I} \right) \left( \frac{\delta \Omega_\sigma}{\delta \Omega} \right) \frac{1}{\tau/2}. \quad (9)$$

При вековом замедлении пульсара темп уменьшения энергии вращения звезды связан с  $\dot{P}/P$  формулой

$$\delta \dot{E}_{rot} = 2 E_{rot} \left( \frac{\dot{P}}{P} \right). \quad (10)$$

Если считать, что уменьшение периода миллисекундного пульсара происходит только из-за гравитационного излучения, то можно записать:

$$\delta \dot{E}_g = \delta \dot{E}_{\text{rot}}. \quad (11)$$

Учитывая (9) и (10), из условия (11) получим следующую формулу для определения  $\dot{P}/P$ :

$$\frac{\dot{P}}{P} = 2 \left( \frac{I_n}{I} \right) \left( \frac{\delta \Omega_{\text{gr}}}{\Omega} \right) \frac{1}{\tau}. \quad (12)$$

В частности, если подставить  $I_n/I \sim 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\delta \Omega_{\text{gr}}/\Omega \sim 3 \cdot 10^{-8}$  и  $\tau$  выбрать 3 года, то для  $\dot{P}/P$  получим значение порядка  $10^{-18}$ .

В табл.1 приведены значения периода  $P$  и временной производной периода  $\dot{P}$ , а также значения величины  $\dot{P}/P$  как из наблюдений, так и расчетные для 14 миллисекундных пульсаров. Для всех пульсаров расчетные значения  $\dot{P}/P$  малы по сравнению с наблюдательными значениями,

Таблица 1

**ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩЕНИЯ ОДИНОЧНЫХ  
МИЛЛИСЕКУНДНЫХ ПУЛЬСАРОВ И ТЕМПЫ ИХ ЗАМЕДЛЕНИЯ,  
СЛЕДУЮЩИХ ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ (3-6 СТОЛБЦЫ) И  
ВЫЧИСЛЕНИЙ (7 СТОЛБЕЦ)**

	PSR	$P$ , мс	$\dot{P}$	$\Omega$ , с <sup>-1</sup>	$(\dot{P}/P)_{\text{obs}}$	$(\dot{P}/P)_{\text{comp}}$
1	J 1823-3021A	5.4	3.38E-18	1154	6.3E-16	6.6E-19
2*	J 1824-2452	3.1	1.62E-18	2056	5.2E-16	2.0E-18
3	J 0024-7204F	2.6	6.45E-20	2393	2.5E-17	2.8E-18
4	J 1518+0205A	5.6	4.12E-20	1130	7.4E-18	0.6E-18
5	J 1843-1113	1.8	9.59E-21	3402	5.3E-18	5.6E-18
6	J 1730-2304	8.1	2.02E-20	772	2.5E-18	2.8E-19
7	J 1744-1134	4.1	8.94E-21	1541	2.2E-18	1.2E-18
8	J 0030-0451	4.9	1.00E-20	1290	2.0E-18	0.8E-18
9	J 2322+2057	4.8	9.70E-21	1306	2.0E-18	0.8E-18
10	J 1629-6902	6.0	1.00E-20	1046	1.7E-18	0.6E-18
11	J 1721-2457	3.5	5.90E-21	1796	1.7E-18	1.6E-18
12	J 1801-1417	3.6	5.28E-21	1733	1.5E-18	1.4E-18
13	J 1905-0400	3.8	4.68E-21	1659	1.3E-18	1.4E-18
14	J 1910-5959C	5.3	2.20E-20	1190	4.2E-19	3.4E-19

следовательно их замедление нельзя объяснить только гравитационным излучением. Чтобы расчетные значения  $\dot{P}/P$  совпадали с наблюдениями, необходимо их умножить для пяти пульсаров (1-4 и 6) на коэффициент 10 и более, для четырех (7-10) - на 2.5. Замедление пяти пульсаров (5, 11-14) можно объяснить только гравитационным излучением.

В табл.2 для тех же пульсаров приведены их расстояния  $R_0$ , времена гравитационного затухания  $\tau_g$ , интенсивности гравитационного излучения

$J_g$  и ожидаемые амплитуды гравитационных волн для земного наблюдателя  $h_0$ . Как видно из таблицы, время затухания гравитационного излучения лежит между  $10^4 \text{ с} \leq \tau_g \leq 4 \cdot 10^6 \text{ с}$ , интенсивность излучения порядка  $10^{34} \text{ эрг/с} \leq J_g \leq 10^{37} \text{ эрг/с}$ , а  $h_0$  порядка  $10^{-26} \leq h_0 \leq 10^{-28}$ . Максимальное гравитационное излучение можно ожидать из пульсара J1843-1113, для которого  $\tau_g = 1.2 \cdot 10^4 \text{ с}$ ,  $J_g = 4.8 \cdot 10^{37} \text{ эрг/с}$  и  $h_0 = 3.8 \cdot 10^{-26}$ . В конце отметим, что у пульсара J1824-2452 наблюдался скачок угловой скорости  $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-12}$ , что говорит о правильности наличия "звездотрясения" у миллисекундных пульсаров. Порядок величины скачка также согласуется с нашими расчетами.

Таблица 2

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДИНОЧНЫХ  
МИЛЛИСЕКУНДНЫХ ПУЛЬСАРОВ (3 И 4 СТОЛБЦЫ) И  
ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИХ ГРАВИТАЦИОННОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ (5-7 СТОЛБЦЫ)

	PSR	$\Omega, \text{ с}^{-1}$	$R_0, \text{ кмк}$	$\tau_g, \text{ с}$	$J_g, \text{ эрг/с}$	$h_0$
1	J 1823-3021A	1154	7.9	8.0E+5	8.3E+34	3.9E-28
2*	J-1824-2452	2056	4.9	9.0E+4	2.3E+36	3.3E-27
3	J 0024-7204F	2393	4.8	5.0E+4	5.7E+36	5.3E-27
4	J 1518+0205A	1130	7.8	1.1E+6	5.8E+34	3.3E-27
5	J 1843-1113	3402	1.97	1.2E+4	4.8E+37	3.8E-26
6	J 1730-2304	772	0.51	4.2E+6	7.1E+33	1.8E-27
7	J 1744-1134	1541	0.36	3.0E+5	4.0E+35	1.9E-26
8	J 0030-0451	1290	0.23	5.6E+5	1.5E+35	1.8E-26
9	J 2322+2057	1306	0.78	5.6E+5	1.5E+35	5.4E-27
10	J 1629-6902	1046	1.36	1.4E+6	3.9E+34	1.5E-27
11	J 1721-2457	1796	1.56	1.5E+5	1.0E+36	7.0E-27
12	J 1801-1417	1733	1.8	2.0E+5	7.5E+35	5.1E-27
13	J 1905-0400	1659	1.34	2.1E+5	6.6E+36	6.5E-27
14	J 1910-5959C	1190	2.15	8.3E+5	8.5E+34	1.5E-27

4. *Заключение.* В работе рассматривалась возможность существенного вклада гравитационного излучения в вековое замедление миллисекундных пульсаров. Было показано, что он существенен, когда  $\dot{P}/P \sim 10^{-19}$ . Можно оценить минимальное значение перпендикулярной к оси вращения компоненты магнитного момента, когда еще замедление объясняется только магнитодипольным излучением. Потребуем, чтобы

$$J_m \leq 2 E_{\text{rot}} \left( \frac{I_n}{I} \right) \left( \frac{\delta\Omega_m}{\Omega} \right) \frac{1}{\tau}, \quad (13)$$

где  $J_m$  - интенсивность магнитодипольного излучения. Из (13) можно оценить минимальное значение магнитного момента, если учесть, что

$$J_m = \frac{2}{3c^3} 2|\ddot{M}|^2 = \frac{\Omega^4 M_{\perp}^2}{3c^3}, \quad (14)$$

где  $M_{\perp}$  - перпендикулярная к оси вращения компонента магнитного момента. Подставляя (14) в (13), окончательно получим:

$$M_m \leq \left[ \frac{6c^3}{\Omega^4} \frac{E_{rot}}{\tau_0} \frac{I_n}{I} \right]^{1/2}. \quad (15)$$

Для типичных нейтронных звезд оценка  $M_m$  по формуле (15) даст значение порядка  $10^{26}$  Гс см<sup>3</sup>. Это значит, что при магнитных полях  $B_{\perp} \leq 10^8$  Гс в замедление миллисекундных пульсаров основной вклад даст гравитационное излучение.

Авторы (Д.М.С и М.В.А) выражают благодарность гранту ANSEF PS-astroth-1389 за финансовую поддержку при выполнении этой работы.

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

## THE MILLISECOND PULSARS' SPIN-DOWN DUE TO GRAVITATIONAL RADIATION

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN, L.R.SEDRAKIAN

We consider gravitational radiation of the millisecond pulsars due to glitches of the angular velocity. It is supposed that the energy transferred from internal superfluid parts to a core of a neutron star will be transformed to energy of gravitational waves by means of damping oscillations of the neutron star matter. Intensity of gravitational radiation and amplitude of waves for 14 millisecond pulsars are calculated. The value of a magnetic field at which the offered mechanism will give the main contribution to spin-down rate of these pulsars is estimated.

Key words: (stars:)pulsars:spin-down

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, Теория поля., Наука, М., 1972.
2. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 48, 496, 1971.
3. В.Сarter, D.Langlois, D.Sedrakian, Astron. Astrophys., 361, 795, 2000.
4. М.А.Алpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham, Astrophys. J., 276, 325, 1984
5. P.V.Jones, Mon. Notice. Roy. Astron. Soc., 243, 257, 1990.
6. Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Л.Р.Седракян, Астрофизика, 50, 183, 2007.
7. М.Rudertan, Astrophys. J., 366, 261, 1991.
8. А.Д.Седракян, Д.М.Седракян, Ж. эксперим. и теор. физ., 102, 721, 1992.
9. Ю.Л.Вартамян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., 54, 1047, 1977.
10. Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 46, 545, 2003.
11. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 49, 1216, 1972.

## О НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ДИСКА. I. БАРОПОДОБНАЯ И КОЛЬЦЕОБРАЗНАЯ МОДЫ ВОЗМУЩЕНИЙ

С.Н.НУРИТДИНОВ<sup>1,2</sup>, К.Т.МИРТАДЖИЕВА<sup>2,1</sup>, МАРИАМ СУЛТАНА<sup>3</sup>

Поступила 28 февраля 2008

Принята к печати 9 апреля 2008

Исследованы неустойчивости бароподобной и кольцевой мод возмущений на фоне нелинейно колеблющейся в своей плоскости дисковой модели, которая является нестационарным обобщением известной модели Бисноватого-Когана-Зельдовича. Найдены соответствующие нестационарные аналоги дисперсионного уравнения для указанных двух мод колебаний. Результаты расчетов приводятся в виде критических зависимостей начального вириального отношения от степени вращения. Выполнен также сравнительный анализ инкрементов гравитационной неустойчивости этих мод колебаний. Неустойчивость бар моды имеет место, если начальная полная кинетическая энергия диска составляет не более, чем 10.4% от начальной потенциальной энергии. Ее механизм связан с неустойчивостью радиальных движений, которая носит аperiодический характер при малых значениях параметра вращения  $\Omega < 0.1$ , а при других значениях - колебательный характер. Расчеты показывают, что кольцевая структура может формироваться в результате неустойчивости радиальных движений, если начальная полная энергия модели составляет не более, чем 5.2% от начальной потенциальной энергии, независимо от значения  $\Omega$ .

**Ключевые слова:** *модели:самогравитирующие диски*

1. **Введение.** Известно, что одним из основных физических механизмов происхождения крупномасштабных структур в галактиках и ряде других самогравитирующих системах является гравитационная неустойчивость. Многие виды гравитационных неустойчивостей обнаружены, в основном, благодаря построению аналитически точных равновесных моделей различных гравитирующих систем (см., например, [1-4] и ссылки там). Сегодня можно утверждать, что теория устойчивости точных моделей равновесных бесстолкновительных самогравитирующих систем (БСС) в основном завершена. На повестке дня теперь стоит весьма сложная, но более интересная проблема - исследование устойчивости неравновесных, нелинейно нестационарных моделей БСС.

Цель данной работы состоит в изучении роли исходной нелинейной нестационарности в развитии неустойчивости конкретных мод возмущений, которые развиваются на фоне заданной начальной неравновесности. Ранее в [5-7] такая задача решалась для нелинейно пульсирующих сферических моделей Эйнштейна и Камма, построенных одним из авторов этой статьи

(С.Н.Н.). Здесь же мы исследуем аналогичную задачу для нестационарного обобщения известной равновесной дискообразной модели Бисноватого-Когана-Зельдовича [1]. Данное нестационарное обобщение приведено, в частности, в [8]. Ниже, на фоне радиально колеблющегося самогравитирующего диска мы изучаем две самые интересные моды колебаний: бароподобную и кольцеобразную моды возмущений. В обсуждении укажем их сравнение и возможные приложения полученных нами результатов.

**2. Исходная нестационарная модель.** Как известно, нестационарное уравнение Больцмана для БСС непосредственно не поддается аналитическому решению из-за наличия там нелинейного члена. С другой стороны, не всякое решение этого уравнения допускает теоретический анализ его устойчивости. Вот почему имеет смысл обобщать известные равновесные решения для конкретных БСС с учетом того или иного характерного типа глобальной нестационарности. А одним из главных видов последней являются прежде всего глобальные радиальные движения системы в целом. Именно такое обобщение модели Бисноватого-Когана-Зельдовича выполнено автором работы [8], где дана фазовая плотность этой нестационарной модели в виде

$$\Psi(r, v_r, v_\perp, t) = \frac{\sigma_0}{2\pi\Pi\sqrt{1-\Omega^2}} \left[ \frac{1-\Omega^2}{\Pi^2} \left( 1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_\perp - v_b)^2 \right]^{-1/2} \cdot \chi(R-r), \quad (1)$$

а соответствующая поверхностная плотность диска равна

$$\sigma(\vec{r}; t) = \frac{\sigma_0}{\Pi^2} \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}}, \quad R(t) = R_0 \Pi(t). \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_0 = \sigma(0; 0)$ , функция  $\Pi(t)$  имеет смысл коэффициента растяжения системы и

$$\Pi(t) = \frac{1 + \lambda \cos \psi}{1 - \lambda^2}, \quad t = \frac{\psi + \lambda \sin \psi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}, \quad (3)$$

$\psi$  - вспомогательная переменная, величина  $\Omega$  - безразмерный параметр [1], характеризующий степень твердотельного вращения диска  $0 \leq \Omega \leq 1$ , а параметр  $\lambda = 1 - (2T/U)_0$  точно выражается через значения вириального отношения в момент времени  $t=0$ , т.е. при  $\lambda = 0$  мы имеем равновесный диск авторов работы [1]. В нестационарной модели (1)  $0 \leq \lambda \leq 1$ ,  $v_r$  и  $v_\perp$  - радиальная и тангенциальная компоненты скорости "частицы" с координатой  $\vec{r}(x, y)$ , модуль которой просто выражается с соответствующей равновесной координатой  $r_0$  в виде  $r = \Pi(t) \cdot r_0$ . Наконец, в (1)

$$v_a = -\lambda \sqrt{1 - \lambda^2} \frac{r \sin \psi}{\Pi^2}, \quad v_b = \frac{\Omega r}{\Pi^2}, \quad (4)$$

причем принята известная нормировка  $\pi^2 G \sigma_0 = 2 R_0$ , где радиус равновесного диска  $R_0$  везде принимаем равным 1. Отметим также, что

нелинейно нестационарная модель (1) совершает строгие радиальные колебания с периодом

$$P(\lambda) = \frac{2\pi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}. \quad (5)$$

Из (1) также видно, что диаграммы скоростей равновесной и неравновесной моделей являются изотропными. Дисперсии скоростей в радиальном и трансверсальном направлениях одинаковы и равны  $(1 - \Omega^2)(\Pi^2 - r^2)/3\Pi^4$ . Согласно теории [4] гравитирующего диска с массой  $M$  и радиусом  $R$ , его потенциальная энергия  $U$  и кинетическая энергия вращения  $W$ , соответственно, равны

$$U = -\frac{3\pi GM^2}{10R}, \quad W = \frac{\omega^2 R^2 M}{5}. \quad (6)$$

Здесь  $\omega$  - угловая скорость вращения диска. Согласно (1),  $\omega = \Omega/\Pi^2(t)$ . С учетом этого из (6) находим выражение для параметра Острикера-Пиблса

$$\frac{W}{|U|} = \frac{\Omega^2(1 - \lambda^2)}{2(1 + \lambda \cos\psi)}. \quad (7)$$

Из (7) нетрудно установить, что критерий устойчивости Острикера-Пиблса в данном случае не выполняется.

Нелинейная нестационарность модели (1) существенно затрудняет анализ ее устойчивости, чем соответствующего равновесного диска, так как сильно усложняет вывод нестационарного аналога дисперсионного уравнения (НАДУ) в общем случае (напомним, что устойчивость соответствующей равновесной модели изучена параллельно рядом авторов [3,9,10] из-за сложности даже случая  $\lambda = 0$ ). Вот почему наиболее интересные моды возмущения целесообразно исследовать отдельно.

### 3. Вывод НАДУ секториальных мод: анализ бар-моды.

Поскольку бар-мода относится к классу секториальных возмущений, попытаемся сначала вывести НАДУ для них в общем случае.

Налагая малое возмущение на нелинейно нестационарную модель (1), из бесстолкновительного уравнения Больцмана можно получить следующее характеристическое уравнение, которое с учетом малого возмущения имеет вид

$$\frac{d^2 \bar{r}}{dt^2} = -\frac{\bar{r}}{\Pi^3(t)} + \text{grad}(\delta\Phi), \quad (8)$$

где учтена нормировка  $\pi^2 G \sigma_0 = 2$ ,  $\delta\Phi$  - возмущение потенциала, являющееся функцией от возмущенных компонент вектора  $\bar{r} + \delta\bar{r}$ . Следовательно, в (8) возмущение  $\delta\Phi$  пока представляет собой нелинейную функцию от  $\delta\bar{r}$ . Линеаризуем (8) и перейдем от времени  $t$  к вспомогательному аргументу  $\psi$  (см. (3)). Тогда (8) примет вид

$$\Lambda \delta \bar{r} = \left[ (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{d}{d\psi} + 1 \right] \delta \bar{r} = \Pi^3(\psi) \frac{\partial(\delta \Phi)}{\partial \bar{r}}, \quad (9)$$

причем теперь  $\delta \Phi$  берется в невозмущенной точке  $\bar{r}(x, y, z)$ . Поскольку отклонение частицы в возмущенном состоянии в текущий момент времени зависит от состояния поля в предыдущие моменты  $\psi_1 \in [-\infty, \psi]$  и наша цель состоит в поиске неустойчивости, можно считать, что при  $\psi_1 = -\infty$ ,  $\delta x = \delta y = 0$ . В текущий момент  $\psi$  в каждой точке находятся частицы с различными скоростями, поэтому для расчета возмущения плотности или деформации границы возмущенной системы следует перейти к смещению центра (centroid)  $(\overline{\delta x}, \overline{\delta y})$ , усредняя (9) по пространству скоростей. Следовательно, из (9) мы находим

$$\overline{\delta \bar{r}} = \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) \left[ \frac{\partial(\delta \Phi)}{\partial \bar{r}} \right] d\psi_1, \quad (10)$$

где  $S(\psi, \psi_1)$  - аналог функции Грина, которая составляется стандартным образом из решения однородного уравнения в (9) и равна

$$S(\psi, \psi_1) = [\sin \psi (\cos \psi_1 + \lambda) - \sin \psi_1 (\cos \psi + \lambda)] (1 + \lambda \cos \psi_1)^{-2}. \quad (11)$$

Отметим, что пределы интеграла в (10) можно взять также и от 0 до  $\psi$ , полагая включение малого возмущения лишь на мгновения  $t=0$ . Но тогда надо добавить к нему решение однородного уравнения. Поэтому удобно пользоваться записью в виде (10).

Секториальные моды относятся к классу возмущений, которые развиваются только в плоскости диска  $(x, y)$  и не зависят от  $z$ . Учитывая природу исследуемой модели, по аналогии с теорией устойчивости стационарных моделей [3,10], секториальные возмущения будем описывать в виде

$$\delta \Phi = A(\psi) (x + iy)^m, \quad (12)$$

где  $A(\psi)$  - искомая функция времени,  $m$  - азимутальное волновое число. Из (10), с учетом (12), имеем

$$\overline{\delta x} = -i \overline{\delta y} = m \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A(\psi_1) \overline{(x + iy)^{m-1}} d\psi_1. \quad (13)$$

По определению [5,6]

$$x_1 + iy_1 = (x + iy) H_\alpha + (u + i\vartheta) H_\beta, \quad (14)$$

причем

$$H_\alpha = \frac{\cos \psi (\lambda + \cos \psi_1) + \sin \psi \sin \psi_1}{1 + \lambda \cos \psi}, \quad (15)$$

$$H_\beta = (1 - \lambda^2)^{-3/2} [\sin \psi_1 (\lambda + \cos \psi) - \sin \psi (\lambda + \cos \psi_1)],$$

$$u + i\vartheta = (v_r + i v_\perp) \frac{x + iy}{r}. \quad (16)$$

Следовательно, согласно биному Ньютона,

$$\overline{(x_1 + iy_1)^{m-1}} = (x + iy)^{m-1} \sum_{k=0}^{m-1} \frac{(m-1)! H_\alpha^{m-1-k}}{k!(m-1-k)!} \left(\frac{1}{r} H_\beta\right)^k \overline{(v_r + i v_\perp)^k}, \quad (17)$$

здесь

$$\overline{(v_r + i v_\perp)^k} = \frac{1}{\sigma(r, t)} \iint (v_r + i v_\perp)^k \Psi d v_r d v_\perp = (v_a + i v_b)^k, \quad (18)$$

что получено путем перехода к интегрированию по пекулярным скоростям  $v'_r = v_r - v_a$  и  $v'_\perp = v_\perp - v_b$ .

Вычислим отклик плотности

$$\delta\sigma = -\frac{\partial(\overline{\delta x})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{\delta y})}{\partial y}. \quad (19)$$

Подставляя сюда (13) и (17) и опуская члены низшей степени по координатам, с учетом (18), находим

$$\delta\sigma = \frac{m\sigma_0}{\Pi^4(\psi)} \xi^{-1} (x + iy)^m \int_{-\infty}^{\infty} C_{m-1}(\psi, \psi_1) \cdot \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A(\psi_1) d\psi_1, \quad (20)$$

где  $\xi = (1 - r^2/R^2)^{1/2}$ , а через  $C_{m-1}(\psi, \psi_1)$  обозначена сумма в (17).

Из теории потенциала диска известно, что возмущению плотности

$$\delta\sigma = \sigma_0 R(\xi)^{-1} \cdot P_N^m(\xi) e^{im\varphi} \quad (21)$$

соответствует возмущение потенциала [3,10]

$$\delta\Phi = 2R^2 \cdot \frac{(N+m-1)!!(N-m-1)!!}{(N+m)!!(N-m)!!} \cdot P_N^m(\xi) \cdot e^{im\varphi}. \quad (22)$$

Сопоставляя (21) при  $m=N$  с вычисленным результатом (20) и учитывая выражения для  $\delta\Phi$ , получим НАДУ секториальных мод в виде

$$\Pi^3(\psi) A(\psi) = \frac{(2m-1)!!}{(2m-2)!!} \int_{-\infty}^{\infty} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A(\psi_1) C(\psi, \psi_1) d\psi_1. \quad (23)$$

Частный случай  $\lambda = 0$  соответствует задаче об устойчивости равновесной модели, построенной в [1]. Полагая при этом  $A(\psi) \sim \exp(i\omega\psi)$  и обозначая  $\psi - \psi_1 = \zeta$ , из (23) получим соответствующее дисперсионное уравнение задачи об устойчивости равновесной модели относительно секториальных мод колебаний

$$\int_0^{\infty} \sin\zeta (\cos\zeta - i\Omega\sin\zeta)^{m-1} e^{-i\omega\zeta} d\zeta = \frac{(2m-2)!!}{(2m-1)!!}. \quad (24)$$

Отсюда легко вытекает известное дисперсионное соотношение, полученное рядом авторов [3,9,10] независимо друг от друга.

Анализ устойчивости при произвольном  $\lambda$  удобно выполнить, переходя от (23) к дифференциальной форме записи НАДУ. С этой целью выносим знак суммы в  $C_{m-1}(\psi, \psi_1)$  за знак интеграла в (23) и после некоторых

упрощений введем обозначение

$$L_{\tau}(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) A(\psi_1) S(\psi, \psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{m-1-\tau} (\sin \psi_1)^{\tau} d\psi_1. \quad (25)$$

Тогда, используя способ перехода от (9) к (10) в обратном порядке, имеем НАДУ в форме системы дифференциальных уравнений:

$$\Delta L_{\tau}(\psi) = \frac{2(2m-1)!!}{(2m)!!} (\lambda + \cos \psi)^{m-1-\tau} (\sin \psi)^{\tau} B(\psi), \quad (26)$$

где

$$B(\psi) = \sum_{\tau=0}^{m-1} \frac{m! \left( \cos \psi + \lambda - i \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \sin \psi \right)^{m-1-\tau}}{\tau! (m-1-\tau)! (1 + \lambda \cos \psi)^{2m-2}} Q^{\tau} \cdot L_{\tau}(\psi), \quad (27)$$

причем  $Q = (1 - \lambda^2) \sin \psi + i \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} (\cos \psi + \lambda)$ .

В случае бар-моды  $m=2$  НАДУ (26) примет вид

$$\Delta L_{\tau}(\psi) = \frac{3(\lambda + \cos \psi)^{1-\tau} (\sin \psi)^{\tau}}{2(1 + \lambda \cos \psi)^2} B(\psi), \quad \tau = 0; 1, \quad (28)$$

где  $B(\psi) = \left( \cos \psi + \lambda - i \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \sin \psi \right) L_0(\psi) + Q \cdot L_1(\psi)$ .

Если разделить функции  $L_{\tau}$  на вещественные и мнимые части из-за наличия членов с  $i \Omega$ , то получим систему дифференциальных уравнений восьмого порядка.

Для невращающейся модели, когда  $\Omega = 0$ , система уравнений (28) может быть сведена к одному уравнению

$$\frac{d}{d\psi} \left\{ \frac{\frac{dB(\psi)}{d\psi} + 2[\sin \psi \cdot L_0(\psi) - (1 - \lambda^2) \cos \psi \cdot L_1(\psi)]}{1 + \lambda \cos \psi} \right\} = \frac{3B(\psi)}{2(1 + \lambda \cos \psi)^2}, \quad (29)$$

причем можно показать, что

$$\sin \psi \frac{dL_0}{d\psi} - (\lambda + \cos \psi) \frac{dL_1}{d\psi} = \sin \psi \cdot L_1 + \cos \psi \cdot L_0. \quad (30)$$

Используя (30), уравнение (29) приводим к виду

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 B}{d\psi^2} + 3\lambda \sin \psi \frac{dB}{d\psi} + \left( \frac{5}{2} - 2\lambda \cos \psi \right) B = 0. \quad (31)$$

Применяя к (31) метод определения критического состояния, приведенного нами в [5, 7], находим искомые критические значения  $\lambda$  и начального вириального отношения

$$\lambda^* = \sqrt{\frac{5}{8}} \cong 0.7906, \quad \left( \frac{2T}{|U|} \right)_0 = 1 - \sqrt{\frac{5}{8}} \cong 0.2094. \quad (32)$$

При произвольном  $\Omega \neq 0$  мы решаем (28) численно методом устойчивости периодических решений [11] и находим зависимость критического значения начального вириального отношения от степени вращения модели  $\Omega$  (рис.1). Как видно из рисунка, в области  $0.209 < (2T/U)_0 < 0.430$ ,  $0 \leq \Omega < 0.12$  имеется остров устойчивости. Вращение модели играет всегда

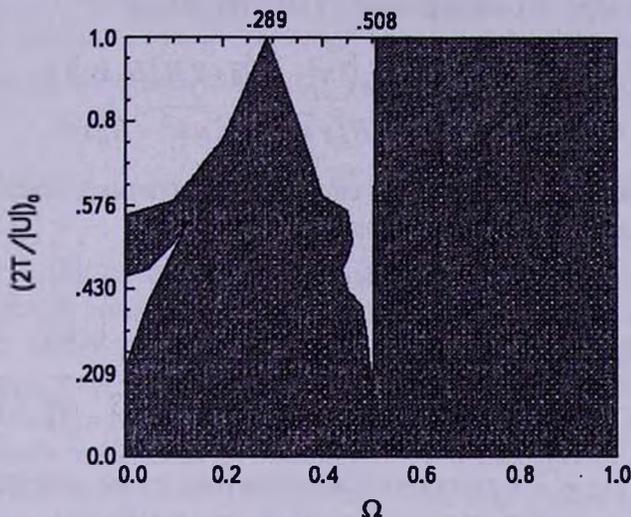


Рис.1. Критическая зависимость начального вириального отношения от степени вращения модели для случая бароподобной моды колебаний. Область неустойчивости заштрихована.

дестабилизирующую роль, кроме интервала  $0.289 < \Omega < 0.49$ . Маргинальная кривая доходит до значения  $(2T/U)_0 = 1$  при двух значениях  $\Omega$ , а именно  $\Omega_1 = 0.289$  и  $\Omega_2 = 0.507$ . Точка  $\Omega = \Omega_1$ ,  $\lambda = 0$  является устойчивой в рамках линейного приближения и на оси абсцисс образует подобие точки ветвления.

Здесь имеет место нелинейный эффект, связанный со сложным резонансом между частотами коллективных движений линейной теории и нелинейных колебаний модели (1). Точка же  $\Omega_2 = 0.507$  хорошо известна в линейной теории. При  $\Omega > \Omega_2$  линейные и нелинейные колебания полностью неустойчивы.

4. Вывод и анализ НАДУ для моды (4;0). Вывод НАДУ для общего случая, когда  $N \neq m$ ,  $\lambda \neq 0$ , а

$$\delta\Phi = A_{Nm}(\psi)r^{N-m}(x+iy)^m \quad (33)$$

требует иного математического аппарата и связан с весьма сложными расчетами, и поэтому будет дан нами в следующей нашей статье. Здесь полезно рассмотреть отдельно конкретную моду колебания с  $N=4$ ;  $m=0$ , неустойчивость которой может привести к формированию чисто кольцевой структуры на фоне нестационарной модели (1).

Итак, пусть  $\delta\Phi = A_{40}(\psi)(x^2 + y^2)^2$ , тогда смещение центра в возмущенной системе, согласно (10), определяется в виде

$$\overline{\delta\vec{r}} = 4 \int_{-\infty}^{\infty} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{40}(\psi_1) \overline{r_1(x_1^2 + y_1^2)} d\psi_1. \quad (34)$$

Здесь, в частности, в соответствии с (14)-(16) имеем

$$\begin{aligned} \overline{x_1(x_1^2 + y_1^2)} &= H_\alpha^3 x^3 + H_\alpha^2 H_\beta (3x^2 + y^2) \overline{u} + 2H_\alpha^2 H_\beta x y \overline{\vartheta} + \\ &+ H_\alpha H_\beta^2 x (3u^2 + \vartheta^2) + 2H_\alpha H_\beta^2 y \overline{u\vartheta} + H_\beta^3 \overline{u\vartheta^2} + H_\alpha^3 x y^2. \end{aligned} \quad (35)$$

Усреднение по пространству скоростей различных сочетаний их компонентов дает следующие результаты:

$$\begin{aligned} \overline{u} &= -(cx + \Omega y) / \Pi^2, \quad \overline{\vartheta} = -(cy - \Omega x) / \Pi^2, \quad \overline{u\vartheta} = (\overline{u})(\overline{\vartheta}), \\ \overline{u^2} &= \frac{(1 - \Omega^2)}{3\Pi^2} \left( 1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) + (\overline{u})^2, \quad \overline{\vartheta^2} = \frac{(1 - \Omega^2)}{3\Pi^2} \left( 1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) + (\overline{\vartheta})^2, \\ \overline{u\vartheta^2} &= (\overline{u})(\overline{\vartheta^2}), \quad \overline{\vartheta u^2} = (\overline{\vartheta})(\overline{u^2}), \quad \overline{u^3} = (\overline{u})(\overline{u^2}), \quad \overline{\vartheta^3} = (\overline{\vartheta})(\overline{\vartheta^2}), \end{aligned}$$

где  $c = \lambda \sin \psi / \sqrt{1 - \lambda^2}$ . Подставляя эти результаты в (35), нетрудно найти возмущение поверхностной плотности по формуле (19). Так, мы получим

$$\delta\sigma = \frac{20r^4 \sigma_0}{\Pi^2(\psi)} \int_{-\infty}^{\infty} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{40}(\psi_1) H(\psi, \psi_1) d\psi_1, \quad (36)$$

причем

$$H(\psi, \psi_1) = H_\alpha^3 - \frac{3c}{\Pi^2(\psi)} H_\alpha^2 H_\beta - \frac{(4 - 9c^2 - 7\Omega^2)}{3\Pi^4(\psi)} H_\alpha H_\beta^2 - \frac{3c^3 - 4c + 7c\Omega^2}{3\Pi^6(\psi)} H_\beta^3.$$

Сопоставляя полученный результат (36) с теоретическим (21), с учетом (22) находим НАДУ кольцевой моды в интегральной форме

$$A_{40}(\psi) = \frac{45}{8\Pi^3(\psi)} \int_{-\infty}^{\infty} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{40}(\psi_1) H(\psi, \psi_1) d\psi_1. \quad (37)$$

Вводя же обозначение

$$K_\tau(\psi) = \int_{-\infty}^{\infty} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) A_{40}(\psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{3-\tau} (\sin \psi_1)^\tau d\psi_1, \quad \tau = 0-3 \quad (38)$$

с учетом выражений для  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  можно также, как в разделе 2, перейти к дифференциальной форме НАДУ

$$\Delta K_\tau(\psi) = \frac{45}{8} A^*(\psi) (\lambda + \cos \psi)^{3-\tau} \sin^\tau \psi, \quad (39)$$

где

$$\begin{aligned}
 A^*(\psi) = & (h_1^3 \cos^3 \psi + h_2 \cos^2 \psi \sin \psi - h_3 \cos \psi \sin^2 \psi + h_4 \sin^3 \psi) K_0(\psi) + \\
 & + \{3 h_1^3 \cos^2 \psi \sin \psi - h_2 [\cos^2 \psi (\lambda + \cos \psi) - 2 \cos \psi \sin^2 \psi] - h_3 [\sin^3 \psi - \\
 & - \sin 2 \psi (\lambda + \cos \psi)] - 3 h_4 \sin^2 \psi (\lambda + \cos \psi)\} K_1(\psi) + \{3 h_1^3 \cos \psi \sin^2 \psi - \\
 & - h_2 [\sin 2 \psi (\lambda + \cos \psi) - \sin^3 \psi] - h_3 [\cos \psi (\lambda + \cos \psi)^2 - \\
 & - 2 \sin^2 \psi (\lambda + \cos \psi)] + 3 h_4 \sin \psi (\lambda + \cos \psi)^2\} K_2(\psi) + [h_1^3 \sin^3 \psi - \\
 & - h_2 \sin^2 \psi (\lambda + \cos \psi) - h_3 \sin \psi (\lambda + \cos \psi)^2 - h_4 (\lambda + \cos \psi)^3] K_3(\psi),
 \end{aligned} \quad (40)$$

причем

$$\begin{aligned}
 h_1 = & (1 + \lambda \cos \psi)^{-1}, \quad h_2 = 3c \sqrt{1 - \lambda^2} h_1^4, \quad h_3 = \frac{1}{3} (4 - 9c^2 - 7\Omega^2) (1 - \lambda^2) h_1^5, \\
 h_4 = & \left( c^3 - \frac{4}{3} c + \frac{7}{3} c \Omega^2 \right) (1 - \lambda^2)^{3/2} h_1^6.
 \end{aligned}$$

НАДУ (39) представляет собой систему дифференциальных уравнений восьмого порядка и не поддается аналитическому рассмотрению. Она исследована нами также методом устойчивости периодических решений [11] численно. Так, нами построена критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения (рис.2). Как видно из рисунка, в области  $\Omega \leq 0.117$  кольцевая мода возмущения неустойчива для произвольного значения вириального отношения. Затем вращение в области  $0.117 < \Omega < 0.3$  играет стабилизирующую роль. В окрестности  $\Omega \approx 0.3$ ,  $(2T/|U|)_0 > 0.25$  имеется вытянутый остров неустойчивости с дополнительным узким ответвлением. При  $\Omega > 0.5$  области устойчивости и неустойчивости

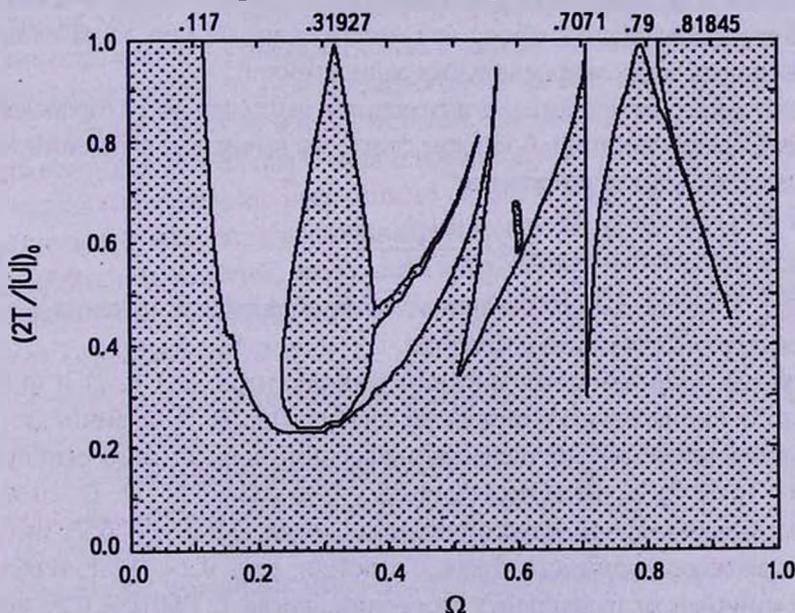


Рис.2. Критическая зависимость начального вириального отношения от степени вращения модели для кольцевой моды колебаний.

чередуются, если  $(2T/U|_0) > 0.3$ . Наконец, в области  $\Omega > 0.818$  модель (1) неустойчива относительно кольцевых возмущений при произвольном значении начального вириального отношения. В состоянии  $(2T/U|_0) = 1$  критические значения  $\Omega = 0.117$  и  $0.818$  хорошо известны из линейной теории устойчивости (см., например, [9]), а в точках  $\Omega = 0.31927$ ,  $0.7071$  и  $0.79$  неустойчивость имеется только в рамках нелинейной модели (1).

5. *Обсуждение результатов.* Прежде всего интересно сравнить маргинальные зависимости на рис.1 и 2 для рассмотренных нами выше двух мод колебаний. Как видно, если исходная нелинейная нестационарность модели (1) до наложения возмущения такова, что

$$(2T/U|_0) < 0.2 \quad (41)$$

то обе моды колебаний неустойчивы независимо от значения параметра вращения  $\Omega$ , причем для обеих мод данная неустойчивость носит, в основном, аperiодический характер. Выше области (41) имеет место колебательная неустойчивость, на что указывают комплексно-сопряженные корни характеристического уравнения, составленного из решения НАДУ в точке  $\psi = 2\pi$  методом устойчивости периодических движений.

Обе моды колебаний также неустойчивы при произвольном значении начального вириального отношения, если  $\Omega > 0.82$ . Вблизи  $(2T/U|_0) \approx 1$  имеется интервал значений параметра вращения

$$0.176 < \Omega < 0.507, \quad (42)$$

где обе моды колебаний являются устойчивыми одновременно. В остальных случаях трудно выделить общее для рассмотренных мод из-за сложной картины полученных маргинальных зависимостей.

Весьма важно также сравнение инкрементов неустойчивостей бароподобных и кольцевых мод колебаний. В каждом случае мы вычисляли соответствующие значения инкрементов по формуле

$$\text{Inc} = \frac{\ln(\|k_{\max}\|)}{P(\lambda)}, \quad (43)$$

где  $\|k_{\max}\|$  - натуральный логарифм от наибольшего значения модуля корня характеристического уравнения.

На рис.3 приведены зависимости инкрементов мод (2;2) и (4;0) от начального вириального отношения для различных значений  $\Omega$ . Как видно, для произвольного значения начального вириального отношения  $\text{Inc}(4;0) > \text{Inc}(2;2)$  в областях  $\Omega < 0.15$ ,  $0.45 < \Omega < 0.55$  и  $\Omega > 0.96$ . В областях колебательной неустойчивости, когда  $(2T/U|_0) > 0.2$ , имеется противоположное неравенство  $\text{Inc}(2;2) > \text{Inc}(4;0)$ , если  $0.2 < \Omega < 1$ . В области же неустойчивости радиальных движений, когда  $(2T/U|_0) < 0.2$ , всегда  $\text{Inc}(4;0) > \text{Inc}(2;2)$  независимо от значения  $\Omega$ .

Инкремент аperiодической неустойчивости явно выше, чем колебательной

неустойчивости. Для бар-моды (41) является критерием аperiodической неустойчивости. Однако для аperiodической неустойчивости кольцевой

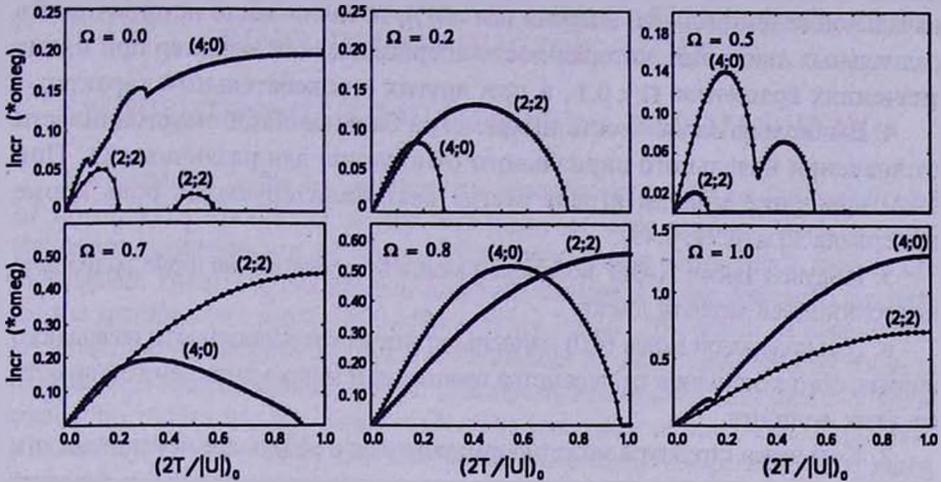


Рис.3. Сравнение инкрементов неустойчивости бароподобной и кольцевой мод для различных значений параметра вращения модели.

моды требуется более сильное условие

$$(2T/|U|)_0 < 0.10, \tag{44}$$

так как в интервале  $0.11 < (2T/|U|)_0 < 0.20$ , неустойчивость данной моды носит колебательный характер.

Хотя исходная нестационарная модель (1) является достаточно простой, но тем не менее полученные нами результаты можно рассматривать как предварительный "зонд" применительно к ранним стадиям эволюции отдельных бесстолкновительных систем, каковыми являются не только звездные системы, но и состояние чисто из темной материи. Вероятно, наши результаты могут иметь некоторое отношение к теории происхождения SB и кольцевых галактик, так как их многообразие невозможно объяснить в рамках одного или двух механизмов. В частности, согласно статистическому анализу [12,13] каталогов кольцеобразных галактик, чаще всего наблюдаются случаи перемишек (SB), с концов которых проходят кольцевые образования, а за ними уже могут лежать спиральные рукава.

**6. Заключение.** Перечислим полученные нами основные результаты в данной работе.

1. Получен НАДУ секториальных мод возмущений, наложенных на нестационарную модель самогравитирующего диска (1).

2. Найдена критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения для бар-моды, эволюционирующей на фоне модели (1).

3. Результаты расчета моды (2;2) показывают, что если начальная полная кинетическая энергия диска (1) составляет не более, чем 10.4% от начальной потенциальной энергии (см. (41)), то имеет место неустойчивость радиальных движений, которая носит апериодический характер при малых значениях вращения  $\Omega < 0.1$ , а при других - колебательный характер.

4. Вычислена зависимость инкремента бароподобной неустойчивости от значения начального вириального отношения для различных  $\Omega$ . При этом вращение модели играет всегда дестабилизирующую роль кроме интервала  $\Omega \in (0.29; 0.49)$ .

5. Получен также НАДУ кольцевой моды возмущения на фоне радиально колеблющейся модели диска.

6. Для кольцевой моды (4;0) найдены критические зависимости начального вириального отношения от параметра вращения и инкремента неустойчивости от этих величин.

7. Кольцевая структура может формироваться в результате неустойчивости радиальных движений, если начальная полная энергия модели (1) составляет не более, чем 5.2% от начальной потенциальной энергии (см. (44)). Данная кольцевая неустойчивость имеет апериодический характер независимо от степени вращения.

8. В большинстве случаев инкремент кольцевой неустойчивости больше, чем бароподобной. В частности, для произвольного значения  $(2T/U)_0$  инкремент кольцевой моды всегда больше в областях  $\Omega < 0.05$ ,  $0.45 < \Omega < 0.55$  и  $\Omega > 0.96$ . Когда  $(2T/U)_0 > 0.2$  инкремент бар-моды больше, чем кольцевой, если  $0.2 < \Omega < 1$ .

Наконец, заметим, что нелинейно нестационарная модель (1) так же, как равновесный диск авторов [1], имеет изотропную диаграмму скоростей. В связи с этим мы планируем также изучить выше рассмотренные моды колебаний в другой, анизотропной модели нестационарного диска.

Работа выполнена в рамках гранта ФА-Ф2-Ф058 ККРНТ РУз и гранта Комиссии по высшему образованию Пакистана.

<sup>1</sup> Астрономический институт Академии Наук Республики Узбекистан,  
e-mail: nur200848@mail.ru

<sup>2</sup> Кафедра Астрономии Национального университета Узбекистана,  
e-mail: mkaomat@rambler.ru

<sup>3</sup> Федеральный университет, Карачи, Пакистан

# ON INSTABILITIES OF A NON-STATIONARY MODEL OF SELF-GRAVITATING DISK. I. BAR AND RING PERTURBATION MODES

S.N.NURITDINOV<sup>1,2</sup>, K.T.MIRTADJEVA<sup>2,1</sup>, MARIAM SULTANA<sup>3</sup>

The instability of the bar and the ring perturbation modes on the background of non-linearly oscillating in the self-plane of disk model, which is non-stationary generalization of known Bisnovatij-Kogan-Zeldovich's model, are investigated. The corresponding non-stationary analogues of the dispersion equation for the specified two modes of oscillations are found. The results of calculations are presented in the form of critical dependences of initial virial ratio on rotation degree. The comparative analysis of gravitational instability increments of these oscillation modes has also been made. The instability of bar mode takes place if initial full kinetic energy of a disk is not more than 10.4 percent from initial potential energy. Its mechanism is connected with instability of radial motions which has non-periodic character at small values of rotation parameter  $\Omega < 0.1$ , and at other values these motions have an oscillatory character. Calculations show that a ring structure can be formed as a result of instability of radial motions if the initial full energy of model is not more than 5.2 percent from the initial potential energy, independently of the value of  $\Omega$ .

Key words: *models: self-gravitating disk*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С.Бисноватый-Коган, Я.Б.Зельдович, *Астрофизика*, 6, 387, 1970.
2. М.Г.Абрамян, "Динамика вложенных гравитирующих систем", Автореферат, Ереван, 1986.
3. В.А.Антонов, *Учен. записки ЛГУ*, 32, 79, 1976.
4. J.Binney, S.Tremaine, "Galactic dynamics", Princeton University Press, 1987, p.733.
5. В.А.Антонов, С.Н.Нуритдинов, *Астрон. ж.*, 58, 1158, 1981.
6. С.Н.Нуритдинов, *Астрон. ж.*, 62, 506, 1985.
7. С.Н.Нуритдинов, *Астрон. ж.*, 68, 763, 1991.
8. С.Н.Нуритдинов, "Динамика гравитирующих систем и методы аналитической небесной механики", Наука, Алма-Ата, 1987, с.65.
9. A.J.Kalnajs, *Astrophys. J.*, 175, 63, 1972.
10. A.M.Fridman, V.L.Polyachenko, "Physics of gravitating systems", Springer-Verlag, New-York, 1984.
11. И.Г.Малкин, "Теория устойчивости движения", Наука, М., 1967.
12. С.Н.Нуритдинов, М.Усарова, "Проблемы физики и динамика звездных систем", Ташкент, Ташкентский государственный университет, 1989, с.49.
13. R.Buta, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 96, 39, 1995.

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СИСТЕМА ВМ Ori. V. УЛУЧШЕНИЕ  
ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

1. Определение фотометрических элементов затменных звезды ВМ Ori связано с двумя трудностями. Первая из них - нестабильность кривой блеска. Звезда ВМ Ori показывает спорадические вспышки с характерной продолжительностью ~2ч [1]. Вторая причина - слишком большая продолжительность минимумов, что затрудняет определение момента минимума в течение одной ночи.

Целью настоящей работы является: собрать из литературы все имеющиеся наблюдения индивидуальных (или сезонных) моментов минимумов и определить по ним уточненные фотометрические элементы.

2. Звезду ВМ Ori изучали многие исследователи. Некоторые из них определяли моменты минимумов, но в подавляющем большинстве случаев не для отдельного минимума (это практически невозможно сделать из-за его большой продолжительности), а по средней кривой блеска, построенной из нескольких циклов.

Из анализа литературы нам удалось найти 7 надежных измерений момента минимума. Сведения об этих измерениях приведены в табл.1. Часть наблюдений была отброшена по критерию  $3\sigma$  как промахи. Методом наименьших квадратов вычислены коэффициенты прямой линии, уравнение которой имеет вид

$$O-C = -0.007(5) - 0.000042(3) \cdot E. \quad (1)$$

Ошибка одного уравнения равна 0.014 сут. Исправленные фотометрические элементы

$$\text{Min I} = \text{JD}2440265.331(5) + 6.470524(3) \cdot E. \quad (2)$$

На рис.1 показана зависимость величин O-C, вычисленная с предварительными элементами

$$\text{Min I} = \text{JD}2440265.338(1) + 6.470566(4) \cdot E, \quad (3)$$

взятыми из книги Витриченко [2], от номера цикла E. Из сравнения элементов (2) и (3) видно, что эпоха осталась практически без изменений, но период изменился на весьма значительную величину. Не обнаружено

систематическое изменение величины периода.

Во втором столбце таблицы приведены величины O-C, вычисленные с исправленными элементами.

Таблица 1

## МОМЕНТЫ МИНИМУМОВ БЛЕСКА ДЛц ЗВЕЗДЫ BM Ori

JD 24...	O-C, сут	Ссылка
22717.28	+0.12	[3]
23830.18	+0.08	[3]
30792.50	+0.07	[3]
31148.35	+0.04	[3]
40265.339	+0.001	[2]
42381.200	-0.013	[4]
49673.463	-0.080	[5]

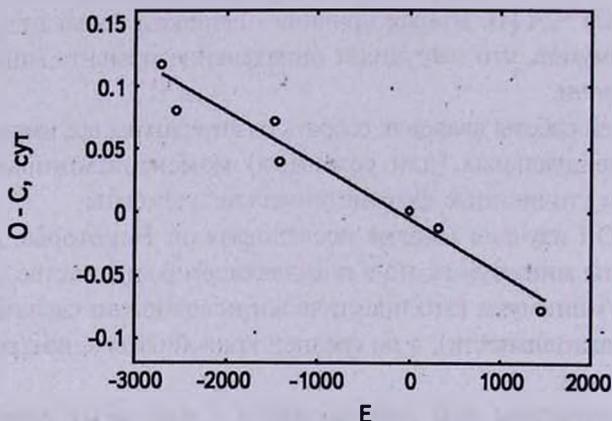


Рис.1 Зависимость величины O - C от номера оборота E для звезды BM Ori. Прямая проведена методом наименьших квадратов.

*The BM Ori system. V. Improvement of photometric elements.*

On observation of the moments of the individual minima taken from the literature, dependences of values O-C on number of a revolution for eclipsing star BM Ori are constructed. This dependence is solved by a method of the least squares and the following photometric elements are determined:  
 $\text{Min I} = \text{JD}2440265.331(5) + 6.470524(3) \cdot E$ .

Key words: *stars:eclipsing binary:Orion Trapezium:BM Ori*

25 марта 2008

Институт космических исследований РАН,  
 Россия, e-mail: vitrich@nserv.iki.rssi.ru

Э.А.Витриченко  
 E.A.Vitrichenko

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Н.И.Бондарь, Э.А.Витриченко*, Письма в Астрон. ж., **22**, 257, 1996.
2. *Э.А.Витриченко*, Трапеция Ориона, Наука, М., 2004.
3. *П.П.Паренаго*, Переменные звезды, **6**, 217, 1947.
4. *М.М.Закиров, В.С.Шевченко*, Переменные звезды, **21**, 629, 1982.
5. *P.Molik*, Open European Journal on Variable Stars, 2007.

# CONTENTS

V.A.Ambartsumian - a life in science	343
Diagnostics of planetary nebulae plasma	<i>A.F.Kholtygin</i> 363
An attempt to test the Ambartsumian's idea of galaxy origin I.	
Galaxy clusters' shape	<i>Monika Biernacka, Piotr Flin, H.A.Harutyunyan</i> 385
Large scale structure correlation analysis of SDSS DR5 LRG catalog data	<i>N.L.Vasilyev</i> 393
Multiparametric infrared Tully-Fisher relation as a tool for cosmic flows mapping	<i>O.G.Kashibadze</i> 409
On the relation of second Byurakan survey galaxies with Zwicky clusters. I. Data	<i>M.V.Gyulzadian, A.R.Petrosian</i> 423
The vortical mechanism of collimation and acceleration of jets	<i>M.G.Abrahamyan</i> 431
Spectral observations of Novalike star TT Ari. II	<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, J.A.Docobo, A.A.Karapetian, G.R.Kostandian, R.Iglesias</i> 445
Integral-field spectroscopy of GM 1-29 Nebula and PV Cep star	<i>T.A.Movsessian, T.Yu.Magakian, D.M.Sargsyan, E.H.Nikogossian</i> 461
Star-forming region BBW 36 in Puppis	<i>A.L.Gyulbudaghian, J.May</i> 469
The millisecond pulsars' spin-down due to gravitational radiation	<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, L.R.Sedrakian</i> 479
On instabilities of a non-stationary model of self-gravitating disk. I.	
Bar and ring perturbation modes	<i>S.N.Nuritdinov, K.T.Mirtadjieva, Mariam Sultana</i> 487
NOTES	
The BM Ori system. V. Improvement of photometric elements.	<i>E.A.Vitrichenko</i> 501

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВОПОДОБНОЙ ЗВЕЗДЫ TT ARI. II	<i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян, Г.Р.Костандян, Р.Иглесиас</i>	445
ИНТЕГРАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТУМАННОСТИ GM 1-29 И ЗВЕЗДЫ PV Cep	<i>Т.А.Мовсисян, Т.Ю.Магакян, Д.М.Саргсян, Е.Г.Никогосян</i>	461
ОБЛАСТЬ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ VVW 36 В КОРМЕ	<i>А.Л.Гольбудагян, Х.Май</i>	469
ТОРМОЖЕНИЕ МИЛЛИСЕКУНДНЫХ ПУЛЬСАРОВ ИЗ-ЗА ИЗЛУЧЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН	<i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Л.Р.Седракян</i>	479
О НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ДИСКА. I. БАРОПОДОБНАЯ И КОЛЬЦЕОБРАЗНАЯ МОДЫ ВОЗМУЩЕНИЙ	<i>С.Н.Нуритдинов, К.Т.Миртаджиева, Мариам Султана</i>	487
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ СИСТЕМА VM ORI. V. УЛУЧШЕНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ	<i>Э.А.Витриченко</i>	501