#### ISSN-0571-7112

ВЫПУСК 4

# ииѕъцърдрчи астрофизика

НОЯБРЬ, 1996

**TOM 39** 

	-
В.А.АМБАРЦУМЯН	517
ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. VIII. ПОЛОСА +80°≤δ ≤ +90°	
К.С.Гигоян, В.В.Амбарян	<b>52</b> 3
ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. XI. ОБЛАСТЬ +80° ≤ δ ≤ +90 Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян	)° 531
ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ЗВЕЗД ТИПА МИРЫ КИТА	
Н.Д.Меликян	541
ОРИЕНТАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ В ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ	
М.А.Ерицян, Г.А.Погосян	553
МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СРЕДНЕЙ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ	
А.А.Аколян	561
К ВОПРОСУ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СИСТЕМ НИЗКОЙ И ВЫСОКОЙ СКОРОСТЕЙ В ГАЛАКТИКЕ NGC 1275	
Л.П.Метик, И.И.Проник	567
О КОМЕТООБРАЗНОЙ ФОРМЕ КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК	
Р.А.Варданян	585

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

### **EPEBAH**

Խմբագրական կոլնգիա՝ Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան, Վ.Գ.Գորբացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս. Կարդաշն, Վ.Հ.Համբարձումյան, Ա.Գ.Մասնիչ, Լ.Վ.Միրսոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Յու.Տերեբիժ, Ա.Տ.Քալլօղլյան (պատ. քարտուղար):

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Կ.Խարաձև, Ի.Մ.Կոպիլով, Վ.Հ.Համբարձումյան, Լ.Վ.Միրպոյան, Վ.Վ.Սորոլն (նախագահ)։

Редакционная коллегия: В.А.Амбарцумян, Г.С.Бисноватый-Коган, В.Г.Горбацкий (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов, А.Т.Каллоглян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Массвич, Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Саакян, В.Ю.Терсбиж.

Редакционный совет: В.А.Амбарцумян, А.А.Боярчук, И.М.Копылов, Л.В.Мирзоян, В.В.Соболев (председатель), Е.К.Харадзе.

"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.

«ԱՍՏՂԱՖԻՁԻԿԱ»-ս գիտական հանդնս է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապնտության Գիտությունների Ազգային ակաղհմիան։ Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտություն, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով։ Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար։

Издание журнала частично финансируется спонсором СУРЕНОМ ФЕСЧЯНОМ (США).

Յանդեսի հրատարակությունը մասամբ ֆինանսավորում է հովանավոր ՍՈՒՐԵՆ ՖԵՍՉՅԱՆԸ (ԱՄՆ).

© Издательство НАН Республики Армения, Астрофизика, 1996.



# Виктор Амазаспович Амбарцумян

12 августа 1996г. из жизни ушел крупнейший астрофизик современности, почетный президент Национальной академии наук Армении, основатель Бюраканской астрофизической обсерватории и журнала "Астрофизика", национальный герой Республики Армения, академик Виктор Амазаспович Амбарцумян.

В течение пятидесяти лет имя В.А.Амбарцумяна стало синонимом Бюраканской астрофизической обсерватории, которая недавно отметила свое пятидесятилетие, но, к сожалению, без своего основателя. Благодаря оригинальным работам и идеям В.А.Амбарцумяна, обсерватория стала одним из крупнейших научных центров астрономической науки.

В.А.Амбарцумян родился в Тбилиси в 1908г. После окончания школы он поступил в Ленинградский университет, который окончил по специальности "астрономия" в 1928г.

Он был первым армянским астрономом XX века и имел живые связи с Арменией: часто выступал в Ереване с лекциями по астрофизике и теории относительности.

В.А.Амбарцумян работал в Ленинграде почти 19 лет. Сначала в Пулковской обсерватории, потом в Ленинградском университете он выполнял важнейшие работы по астрофизике.

С именем В.А.Амбарцумяна связана целая эпоха в астрономии. Об очень широком круге его научных интересов свидетельствуют его работы:

физика газовых туманностей, динамика и статистическая механика звездных систем, принцип инвариантности и теория рассеяния света, природа межзвездной материи и теория флуктуаций, звездные ассоциации и эволюция звезд, гипотеза о протозвездах, теория сверхплотных тел, физика молодых звезд и источники звездной энергии, физика и эволюция вспыхивающих звезд, галактики и их системы, активность ядер галактик, вопросы теоретической физики и математики.

Первые работы В.А.Амбарцумяна были посвящены проблемам математики и физики. Из них большое значение имело исследование по теории собственных значений дифференциальных уравнений, где впервые была сформулирована и предварительно разработана проблема Штурма-Лиувилля. Только через много лет научный мир осознал глубину и важность этого открытия. В результате было создано целое математическое направление - теория обратных задач.

Весьма примсчательна высказанная до открытия нейтронов идея о том, что атомнос ядро, кроме протонов, должно содержать и какую-то нейтральную частицу.

Еще в начале тридцатых годов, работая в Ленинградском университете, В.А.Амбарцумян заложил основу теоретической астрофизики в СССР и написал первый учебник по этой дисциплине.

В 1942г. В.А.Амбарцумян открыл Принцип инвариантности и создал стройную теорию рассеяния и поглощения света в мутной среде. Этот фундаментальный физический принцип ознаменовал новую эру развития теоретической астрофизики и теории переноса излучения. Принцип инвариантности нашел широкое применение не только в астрофизике, но и во многих других областях науки.

В.А.Амбарцумян работал над узловыми проблемами астрофизики и достиг выдающихся результатов. Больше всего его интересовали исследования, которыс были связаны с большими трудностями или казались неразрешимыми. Ученый всегда интересовался вопросами строения, возникновения и развития звезд и звездных систем.

В своих работах В.А.Амбарцумяну удалось найти веские аргументы, свидстельствующие о том, что наша Галактика находится в космогоническом отношении нестационарном состоянии, и процессы звездообразования играют решающую роль в ес развитии.

Рассмотренис двойных звезд в Галактике привело В.А.Амбарцумяна к выводу о том, что они не могли образоваться в результате случайных встреч звезд и их составляющие имеют совместное происхождение. В дальнейшем этот вывод он распространил на кратные системы звезд.

Он нашел наиболее эффективный мсханизм распада звездных скоплений вследствие установления Максвелловского распределения скоростей. Это ислледование показало, что не всегда можно пренебречь влиянием сил возмущения, возникающих вследствие близких прохождений звезд, которые играют важную роль, например, в кратных звездах и звездных скоплениях.

Применением методов статистической механики звездных систем к двойным звездам и звездным скоплениям, ученый получил результаты первостепенной важности, среди которых следует отметить оценки возрастов звезд.

Основополагающими являются работы В.А.Амбарцумяна в изучении межзвездной поглощающей среды в нашей Галактике. Он выдвинул и обосновал представление о клочковатой структуре поглощающей материи и на этой основе разработал изящную теорию флуктуаций.

Эти и другие исследования помогли развитию наблюдательного подхода к ранним стадиям эволюции звезд.

В 1943г. В.А.Амбарцумян из Ленинграда персехал в Армению и вместе с академиком И.А.Орбели основал Академию наук Армении, президентом которой он был с 1947 по 1993гг. За это время академия наук стала крупным научным центром в Армении, где бурно развивались многие отрасли науки.

В 1946г. В.А.Амбарцумян основал свое любимос детище - Бюраканскую астрофизическую обсерваторию. Официальное открытие обсерватории отмечалось только спустя 10 лет, в 1956г., когда обсерватория уже была широко известна научному миру благодаря открытию звездных ассоциаций.

В 1947г. В.А.Амбарцумяном были открыты звездные системы нового типа - звездные ассоциации. Эти системы имеют плотность ниже плотности звезд общего галактического звездного поля, но высокую парциальную плотность, обусловленную ОВ-звездами и звездами типа Т Тац.

Первые годы после основания Бюраканской обсерватории целиком были посвящены исследованиям звездных ассоциаций. Были использованы все наблюдения этих систем, доказывающие их нестационарность.

Исследования звездных ассоциаций положили начало изучению звезд на основе их наблюдений.

Уже в 1949г. В.А.Амбарцумян предсказал теорстически крайнюю нестационарность звездных ассоциаций и, используя движения звезд и средние размеры ассоциаций, определил верхнюю границу их возраста - 10<sup>7</sup> лет.

Исследования звездных ассоциаций выявили их огромную роль в возникновении и эволюции авезд и звездных систем. Существованис неустойчивых и расширяющихся молодых систем звезд - звездных ассоциаций - привело к неминуемому выводу о том, что звезды рождаются и в наше время. Распад звездных ассоциаций привел В.А.Амбарцумяна к выводу о совместном рождении звезд и диффузной материи из плотных тел неизвестной природы.

Важным результатом исследований звезд типа Т Тав и вспыхивающих звезд явилось установление направления и пути развития звезд - красных карликов.

Принципиально новых результатов В.А.Амбарцумян достиг в исследованиях по эволюции галактик. Без прсувеличения можно сказать, что вся бюраканская деятельность его была посвящена исследованию нестационарных явлений и процессов во Вселенной. Он показал, что в ранних стадиях эволюции звезд нестационарные состояния являются закономерной фазой развития.

Открытие радиогалактик положило начало большому циклу работ о галактиках и их небольших ядрах

Уже в 1958г. на Солвейской конференции В.А.Амбарцумян изложил свои взгляды об эволюции галактик и их систем. Он особо подчеркнул решающую роль невидимых центральных сгущений - ядер галактик в выбросах и явлениях нестационарности, наблюдаемых в галактиках. Этим была создана новая область во внегалактической астрономии - активность ядер галактик.

Открытие в 1963г. квазаров и нестационарности галактик явилось подтверждением исключительной роли галактических ядер в возникновении и эволюции галактик и их систем.

В.А.Амбарцумян считал, что "в центрах галактик, в их ядрах, имсются тела, на много порядков превосходящие по массе обычные звезды и не являющиеся ни диффузными туманностями, ни звездами. Этот вывод о наличии в центре некоторых галактик плотных тел необычно большой массы кажется нам неизбежным следствием наблюдательных данных".

Исследования галактик с UV - избытком излучения начались с начала 1960-х годов в Бюракане. Использование Бюраканской камеры Шмидта с самыми большими объективными призмами привело к важным результатам. Открытие более 2000 галактик с UV - избытком излучения подтверждает выводы В.А.Амбарцумяна об активности галактических ядер.

В дальнейшем эти галактики исследовались на больших телескопах США. Они оказались перспективными и началась работа по получению подробных спектров на Крымской станции Московского университета.

В.А.Амбарцумян был всликим организатором науки. В Ленинградском университете он возглавил Астрономическую обсерваторию, был проректором университета по науке, пересхав в Ереван, создал Бюраканскую обсерваторию и кафедру астрофизики при Ереванском университете.

С 1947г. В.А.Амбарцумян почти 50 лет возглавлял Академию наук Армении. Его заслуги отмечены многими наградами. Он дважды удостоился звания героя Социалистического труда, получил высшую награду академии наук Совстского Союза - золотую медаль Ломоносова.

В.А.Амбарцумян награждался многими золотыми медалями, получил высшие ордена разных стран.

С 1948 по 1955гг. он был вице-президентом, а с 1961 по 1964гг. президентом Международного астрономического союза. В 1968-1972гг. был дважды избран президентом Международного совста научных союзов. В этих организациях он всл активную работу.

В.А.Амбарцумян был почетным и иностранным членом около трех десятков академий наук, в том числе России, США, Королевского общества Англии, Италии, Франции, Голландии, Бельгии, Венгрии и т.д. Он почетный доктор наук многих университетов и научных обществ.

В.А.Амбарцумян создал школу теоретической астрофизики в Ленинграде. Его ученики плодотворно работают во многих обсерваториях и университетах.

Со дня основания (1965) журнала "Астрофизика", свыше 20 лет он был главным редактором и вместе со своими учениками обеспечил ему мировую известность.

В Бюраканской обсерватории неоднократно созывались Всесоюзные и Международные симпозиумы, посвященные областям науки, непосредственно связанным с идеями и открытиями В.А.Амбарцумяна. Это - звездные ассоциации, вспыхивающие звезды, активность ядер галактик, происхождение и развитие галактик и их систем, теория инвариантности и т.д. Первая Всесоюзная конференция состоялась еще в 1951г. в недостроенном здании Бюраканской обсерватории и была посвящена звездным ассоциациям.

В.А.Амбарцумян был безгранично предан науке. Вся его суть была пропитана наукой. Вместе с тем он был отзывчивым человском, примерным семьянином, хорошим отцом, дедом и прадедом, глубоко уважал своих родителей. Он без колсбаний помогал молодым перспективным научным работникам, независимо от того, в какой области науки они работали.

Вссьма знаменательно, что портрет Аристарха Белопольского, его учителя, всегда висел в его кабинсте.

Следует особо подчеркнуть преданность Виктора Амазасповича к родине, к народу. В тяжелые для Армении дни он был со своим народом.

В.А.Амбарцумян верил в безграничные возможности науки. В речи в Карловском университете (Прага) в 1967г., на официальной церемонии вручения ему диплома почетного доктора наук, он сказал: "Мы в настоящее время живсм в эпоху крупнейших астрономических открытий и, причем, таких открытий, при которых раскрываются принципиально новые явления, ... приближается эпоха, когда астрономия снова станет источником новых идей и коренных изменений в физике".

Исследования Амбарцумяна и его научной школы во многом способствовали приближению этой новой эпохи развития астрофизики и астрономии.

В.А.Амбарцумян прочно вошел в историю науки. Будущие поколения еще долго будут изучать его научное наследство, а светлая память сго как крупного ученого и Человека с большой буквы навсегда останется в сердцах его современников.

. White the second state of the second state o

AND A DESCRIPTION OF A

A service second section of a second section of the second s

An and the second second

THE R. P. LEWIS CO., NAMES AND ADDRESS OF THE PARTY OF TH

Редакционная коллегия Редакционный совст

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 39** 

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК: 524.316

# ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. VIII. ПОЛОСА +80°≤δ≤+90°

К.С.ГИГОЯН, В.В.АМБАРЯН Поступила 4 апреля 1996 Принята к печати 12 июля 1996

Приводится восьмой список звезд поздних М и С спектральных классов, выявленных на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба в полосе +80° ≤ δ ≤ +90°. Из отобранных 79 объектов 67 открыты впервые (66 М звезд и одна углеродная звезда), 16 объектов являются неидентифицированными IRAS источниками. Даются экваториальные координаты, спектральные классы и звездные величины.

1. Введение. С 1989т. в Бюраканской обсерватории проводится работа по поиску, отбору и каталогизации новых слабых звезд поздних М и С спсктральных классов на базе низкодисперсионного материала Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS) [1]. Как указывалось в работе [2], большой спектральный диапазон (3400-6900A) обзора FBS позволяет уверенно выделить как R и N звезды, так и М звезды, как ранних, так и поздних подклассов. В семи предыдущих списках этой серии [3-4] содержатся данные о болсе чем 200 красных объектах. Параллельно проводятся спектральное [5-8] и фотометрическое [9] исследования этих объектов. В данной работе продолжается изучение низкодисперсионного спектрального материала обзора FBS и выявление новых слабых М и С звезд с большими склонениями в направлении северного полюса ( $+80^{\circ} \le 8 \le +90^{\circ}$ ). Некоторые данные о FBS обзоре и о критериях выделения звезд спектральных классов М и С на пластинках обзора изложены в работах [2-3].

2. Фотографический материал. Полоса  $+80^{\circ} \le \le \pm90^{\circ}$  (три зоны обзора FBS с  $\delta_{\mu} = +82^{\circ}$  и  $05^{h}45^{m} \le \alpha \le 18^{h}35^{m}$ ,  $\delta_{\mu} = +86^{\circ}$  и  $03^{h}00^{m} \le \alpha \le 19^{h}20^{m}$  и  $\delta_{\mu} = +88.5^{\circ}$  и  $00^{h}00^{m} \le \alpha \le 24^{h}00^{m}$ ) содержит 21 площадку  $4^{\circ} \times 4^{\circ}$  (частично перекрывающиеся друг с другом) и занимает область около 180 квадратных градусов. В этой области авторами работы [1] в 1967-1980гг. заснято 39 фотопластинок Коdak, которые просмотрены нами трижды для обнаружения М и С звезд.

3. Список красных звезд. Список содержит данные о красных звездах, отобранных на пластинках обзора FBS в вышеотмеченной области.

В результате просмотра фотонегативов указанной полосы выявлены 79 красных звезд (4 углеродных, 74 М звезды и одна звезда спектрального класса S - R Cam). 12 объектов из 79 отождествлены с известными объектами существующих каталогов (табл. 1). Для этого была использована база астрономических данных «SIMBAD» [10].

В табл. 1 для всех отобранных объектов последовательно даны: 1 - порядковый номер, 2 - FBS обозначение, 3 и 4 - экваториальные координаты для эпохи 1950.0г., определенные нами на Паломарских (РА) Е-картах (следует отметить, что из-за уменьшения масштаба по прямому восхождению на высоких δ, точность α ниже, чем в предыдущих списках [3-4]), 5 - спектральный класс (приблизительные спектральные подклассы, оцененные нами по характеру распределения энергии в спектрах этих объектов), 6 - звездные величины в красном цветс, определенные согласно соотношению «диаметр - звездная величина» [11], 7 - индекс, характеризующий цвет звезды, основанный на измерениях диаметров изображений звезды на РА, Е и О - картах [11], и обозначаемый "Y" (yellow - желтый), если разница голубой и красной звездной величины меньше 1<sup>m</sup>.5; "R" (red - красный), если эта разница находится в интервале 1<sup>m</sup>.5 - 2<sup>m</sup>.5; и "VR" (very red - очень красный), если эта разница больше 2<sup>m</sup>.5 (аналогично работе [12]), 8 - IRAS [13-15], PSC, FSC и SSC - номера идентифицированных с нашими объектами источников (определяются также угловое расстояние (р) между FBS и IRAS объектами и позиционный утол (в), считываемый в направлении с севера на восток, через запад [4], которые приведсны в примечании табл. 1).

Таблица 1

No	Название	ание Координаты			R	Цвет	IRAS
110	FBS $\alpha_{1950}$ $\delta_{1950}$ Cherry B	всл.	xap.	идентификация			
1	2	3	4	5	6	7	8
1	0122+878	01h 22m 40	87° 53' 17"	M7-8	12.8	R	
2	0212+858	02 12 23	85 51 03	M2-3	12.5	R	15 2 2
3	0225+856	02 25 08	85 39 50	M5-6	12.8	VR	1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
4	0228+858	02 28 24	85 52 29	M6-7	12.8	VR	attant a state
5	0250+883	02 50 00	88 19 59	M1-2	12.3	VR	71
6	0253+837	02 53 26	83 47 40	M2-3	12.2	R	The second second
7	0254+868	02 54 55	86 49 55	M5-6	12.0	VR	PSC 02549+8649*
8	0256+837	02 56 55	83 45 27	M4-5	12.8	VR	PSC 02572+8347*
9	0305+876	03 05 20	87 37 03	M5-6	12.8	VR	

#### СПИСОК КРАСНЫХ ЗВЕЗД

# ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. VIII 525

-					100		1 (110000110001100011000)
1	2	3	4	5	6	7	8
10	0331+879	03 31 33	87 54 18	M5-6	2.3	VR	1 Roll All Color
11	0346+851	03 46 15	85 07 53	M3-4	12.8	R	Consent 15
12	0408+846	04 08 28	84 38 44	M7-8	12.8	VR	PSC 04084+8438*
13	0420+865	04 20 57	86 32 34	M4-5	15.9	VR	and in the
14	0443+844	04 43 57	84 25 12	M3-4	11.8	R	- North Int
15	0514+856	05 14 46	85 30 16	M4-5	13.5	R	300000 10
16	0528+851	05 28 14	85 09 26	M3-4	12.2	R	COMMENT RA
17	0539+800	05 39 33	80 02 15	M7-8	12.2	VR	PSC 05395+8002*
18	0540+877	05 40 45	87 47 08	M2-3	13.5	VR	MANTLE T
19	0553+804	05 53 05	80 29 41	M5-6	12.2	R	PSC 05531+8029*
20	0604+876	06 04 15	87 41 25	M7-8	12.2	VR	PSC 06042+8741*
21	0622+869	06 22 07	86 59 46	M4-5	13.5	VR	Lawrence They
22	0635+872	06 35 32	87 17 22	M1-2	13.0	R	sousaile 1 12
23	0636+814	06 36 17	81 28 53	M1-2	10.8	R	PSC 06363+8128*
24	0640+833	06 40 25	83 19 26	M1-2	12.8	VR	54 1 1531 1 62 ·
25	0700+833	07 00 08	83 23 31	M4-5	12.2	VR	FSC 07000+8323
26	0712+855	07 12 22	85 31 27	M2-3	12.0	VR	ELLENSTEL - Lm
27	0719+809	07 19 41	80 59 26	M6-7	13.8	VR	T. 3.50 58
28	0722+807	07 22 05	80 46 33	M1-2	12.8	R	Sal and the
29	0723+839	07 23 35	83 55 31	M3-4	9.7	VR	PSC 07236+8355*
30	0735+851	07 35 32	85 06 10	M2-3	12.2	R	Service Service
31	0744+835	07 44 46	83 32 00	M1-2	12.8	VR	De Barn State
32	.0803+815	08 03 42	81 31 22	M6-7	13.0	VR	1774-1771 AST
33	0817+869	08 17 56	86 58 26	M1-2	12.8	R	NULLER NO.
34	0823+836	08 23 38	83 39 17	M1-2	13.5	VR	TIME OF LAND
35	0823+822	08 23 56	82 12 06	M1-2	14.2	V	THE FALLER OF
36	0825+837	08 25 28	83 47 41	M1-2	13.0	R	and and a start of the
37	0859+825	08 59 16	82 30 10	M1-2	13.5	VR	PROFILENCE I ST.
38	0903+823	09 03 20	82 21 51	M3-4	13.5	VR	Tous toor
39	0923+817	09 23 49	81 43 12	M3-4	15.1	R	" and it is
40	0944+806	09 44 56	80 40 00	M1-2	15.7	R	The last on the second second
41	1011+848	10 11 12	84 51 36	M2-3	12.2	VR	- DURNICUS
12	1013+862	10 13 45	86 16 48	M4-5	12.0	VR	PSC 10136+8616*
43	1014+833	10 14 06	83 20 43	M1-2	13.8	Y	Balmon And
44	1014+819	10 14 46	81 59 26	M1-2	12.2	R	PSC 10147+8159*
_							

Таблица 1 (продолжение)

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
45	1040+828	10 40 05	82 49 20	M2-3	13.5	VR	TO DES IN
46	1050+822	10 50 02	82 16 15	M5-6	13.5	VR	TO HAVE THE
47	1113+809	11 13 08	80 54 26	M2-3	12.2	VR	FSC 11131+8054
48	1117+830	11 17 08	83 03 35	M2-3	13.5	VR	
49	1143+830	11 43 00	83 03 50	M2-3	12.8	VR	-11-1-1
50	1201+850	12 01 44	85 03 22	M2-3	12.0	R	FSC 12019+8503
51	1211+829	12 11 37	82 53 57	M2-3	12.8	VR	
52	1348+812	13 48 31	81 15 13	M2-3	12.8	Y	and the local
53	1421+840	14 21 17	84 03 56	S	12.0	VR	PSC 14212+8403*
54	1442+822	14 42 24	82 14 00	M3-4	12.2	R	
55	1506+832	15 06 14	83 15 41	С	12.2	R	FSC 15061+8315
56	1522+834	15 22 25	83 24 38	M2-3	12.2	Y	FSC 15225+8324
57	1528+801	15 28 07	80 10 19	С	12.0	Y	FSC 15281+8010
58	1538+829	15 38 07	82 57 32	M3-4	13.5	R	
59	1625+832	16 25 45	83 15 41	M5-6	15.1	R	1.100
60	1643+806	16 43 25	80 39 15	M3-4	12.2	R	
61	1701+831	17 01 24	83 10 40	M2-3	12.2	R	FSC 17015+8310
62	1709+837	17 09 55	83 44 05	M7-8	12.2	VR	PSC 17099+8344*
63	1711+808	17 11 32	80 51 56	M6-7	20.0	-	
64	1714+827	17 14 55	82 47 40	M3-4	13.1	VR	
65	1718+839	17 18 05	83 53 40	M7-8	12.0	VR	PSC 17181+8383*
66	1719+829	17 19 59	82 55 26	M5-6	13.8	VR	
67	1735+815	17 35 11	81 30 31	M2-3	15.0	R	-12 - 1
68	1748+878	17 48 18	87 53 37	M6-7	12.2	VR	PSC 17483+8753*
69	1806+831	18 06 33	83 06 50	M3-4	12.2	VR	FSC 18065+8306
70	1816+847	18 16 20	84 45 53	M3-4	13.0	VR	STRATE B. S.
71	1827+826	18 27 39	82 36 40	M7-8	12.2	VR	PSC 18276+8236*
72	1839+800	18 39 00	80 01 22	M2-3	12.2	R	1 Aug. 10(20)
73	1903+840	19 03 25	84 02 14	M2-3	10.8	R	PSC 19034+8402*
74	1914+839	19 14 24	83 55 00	M5-6	10.5	R	PSC 19144+8355*
75	1919+869	19 19 02	86 58 45	С	12.0	R	FSC 19191+8658
76	1934+852	19 34 46	85 15 41	С	11.9	R	FSC 19343+8515
77	2045+881	20 45 04	88 06 09	M8-9	16.3	VR	PSC 20450+8806*
78	2329+885	23 29 37	88 33 05	M2-3	12.2	R	
79	2334+866	23 34 25	86 41 00	M4-5	14.2	VR	all the second

Примечания к отдельным объектам табл. 1.

\* - знак указывает на то, что эти точечные источники из каталога [13] входят также в каталог [14].

0122+878 - на пластинке FBS оценивается как m<sub>V</sub> ≈ 11<sup>m</sup>. Объект явно переменный.

0254+868 = PSC 02549+8649 ( $\rho = 7$ ".0,  $\theta = 231^{\circ}.6$ ) - на пластинке FBS яркая ( $m_V \approx 11^{m}$ ). Объект вероятно переменный.

 $0256+837 = PSC \ 02572+8347 \ (\rho = 100".0, \ \theta = 66".1) = DO \ 26440 \ [16].$  $0408+846 = PSC \ 04084+8438 \ (\rho = 9".1, \ \theta = 35".9).$ 

0539+800 = PSC 05395+8002 ( $\rho = 4$ ".2,  $\theta = 107^{\circ}$ .7) - на пластинке FBS оценивается как звезда 11<sup>m</sup>, вероятно переменная.

0553+804 = PSC 05531+8029 ( $\rho = 11".6, \theta = 59^{\circ}.6$ ) - на пластинке FBS оценивается  $m_V \approx 11^m$ , вероятно переменная.

 $0604+876 = PSC \ 06042+8741 \ (\rho = 16".0, \theta = 177°.0).$ 

 $0636+814 = PSC \ 06363+8128 \ (\rho = 14".6, \theta = 154^{\circ}.8) = DO \ 30568 \ [16].$ 

 $0700+833 = FSC 07000+8323 (\rho = 12".6, \theta = 307°.6).$ 

 $0723+839 = PSC 07236+8355 (\rho = 9".6, \theta = 12".5) = DO 31422 [16].$ 

 $1013+862 = PSC \ 10136+8616 \ (\rho = 5".7, \theta = 301^{\circ}.8).$ 

 $1014+819 = PSC \ 10147+8159 \ (\rho = 7".9, \theta = 272^{\circ}.2).$ 

 $1113+809 = FSC 11131+8054 \ (\rho = 7".2, \theta = 62^{\circ}.9).$ 

 $1201+850 = FSC \ 12019+8503 \ (\rho = 16".1, \theta = 158°.7).$ 

1421+840 = PSC 14212+8403 ( $\rho = 24".0$ ,  $\theta = 125^{\circ}.7$ ) = R Cam [17]. 1506+832 = FSC 15061+8315 ( $\rho = 27".1$ ,  $\theta = 255^{\circ}.4$ ) = Ste 85-75 [18]. Эта звезда во втором дополнительном каталоге углеродных звезд Стивенсона [18] указана как объект с  $m_V \approx 12^m.1$ , спектральный подкласс не указан. На пластинке обзора FBS оценивается как звезда R0-R1 подкласса.

 $1522+834 = FSC 15225+8324 (\rho = 14".5, \theta = 54^{\circ}.6).$ 

 $1528+801 = FSC 15281+8010 (\rho = 7".4, \theta = 143^{\circ}.3) = CCCS 2262 [19].$  $1701+831 = FSC 17015+8310 (\rho = 22".0, \theta = 49^{\circ}.9).$ 

1709+837 = PSC 17099+8344 ( $\rho$  = 3".8,  $\theta$  = 71°.8) -  $m_V \approx 11^m$ , вероятно переменная.

1711+808 - на пластинке FBS оценивается как объект  $m_V \approx 12^m.0 - 13^m.1$ . На PA Е-карте оценивается как объект 20<sup>m</sup>.0. Изображение этой звезды на PA О-карте отсутствует. Объект явно переменный.

1718+839 = PSC 17181+8353 ( $\rho = 11^{\circ}.0, \theta = 53^{\circ}.8$ ) = Y UMI [20]. В каталоге переменных звезд [25] этот объект обозначен как переменная типа Миры Кита, спектральный класс не указан.

 $1748+878 = PSC 17483+8753 (\rho = 1^{\circ}.0, \theta = 2^{\circ}.9).$  $1806+831 = FSC 18065+8306 (\rho = 5^{\circ}.0, \theta = 181^{\circ}.6).$   $1827+826 = PSC \ 18276+8236 \ (\rho = 15".9, \theta = 333".1) = RAFGL \ 2171 = NSV \ 10931 \ [21].$ 

1903+840 = PSC 19034+8402 ( $\rho$  = 10".6,  $\theta$  = 3°.2) = DO 37007 [16]. 1914+839 = PSC 19144+8355 ( $\rho$  = 2".2,  $\theta$  = 3°.2) = DO 37230 [16]. 1919+869 = FSC 19191+8658 ( $\rho$  = 11".7,  $\theta$  = 120°.6) - на пластинке

FBS оценивается m<sub>V</sub> ≈ 12<sup>m</sup>.0 – 13<sup>m</sup>.1. Низкодисперсионный спектр подобен спектру звезды, имеющей подкласс поздний R - ранний N.

1934+852 = FSC 19343+8515 ( $\rho$  = 30".1,  $\theta$  = 234°.9) = CCCS 2796 [19]. 2045+881 = PSC 20450+8806 ( $\rho$  = 3".0,  $\theta$  = 37°.5) = X UMI [20].

4. Заключение. В полосе +80°≤ δ ≤ +90° обзора FBS выявлено 79 красных звезд, из которых 67 обнаружены впервые, а 12 отождествлены с объектами из других каталогов [16-21]. Среди 67 новых объектов 16 отождествлены с неидентифицированными IRAS источниками (табл. 1). Установлена принадлежность звезды Y UMI к спектральному классу M, а для двух звезд (Ste 85-75 и X UMI) приводятся предварительные спектральные подклассы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

# THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. LATE - TYPE STARS. VIII. ZONE $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$

#### K.S.GIGOYAN, V.V.HAMBARYAN

The eighth list of late-type stars of M and C spectral classes detected on the plates of the First Byurakan Spectral Survey in zone  $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$  is given. Of 79 objects 67 are discovered for the first time (66 M - type stars and one carbon star). 16 objects are unidentified IRAS sources. Equatorial coordinates, spectral classes and stellar magnitudes are given.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, Астрофизика, 17, 619, 1981.
- 2. K.S. Gigoyan, V.V. Hambaryan, H.V. Abrahamian, Astrofizika, 38, 543, 1995.
- 3. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, Астрофизика, 31, 601, 1989; 32, 501, 1990; 33, 317, 1990; 36, 431, 1993; 37, 585, 1994; 38, 211, 1995.

#### ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. VIII 529

- 4. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, Г.М.Шахбазян, Астрофизика, 38, 351, 1995.
- 5. К.С.Гигоян, Поиск и исследование слабых звезд поздних М и С спектральных классов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба: дисс. канд. физ.-мат. наук, Бюракан: БАО, 1994, 112 с.
- 6. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, Астрофизика, 36, 181, 1993.
- 7. Г.В.Абрамян, В.В.Амбарян, К.С.Гигоян, Астрон. ж., 71, 891, 1994.
- 8. Г.В.Абрамян, В.В.Амбарян, К.С.Гигоян, Астрофизика, 37, 73, 1994.
- 9. К.С.Гигоян, К.Ногучи, Г.В.Амбарян, Астрон. ж., 71, 897, 1994.
- 10. H.Andernach, R.J.Hanisch, F.Murtagh, ESO Preprint, No 1033, 1994.
- 11. I.R.King, M.Raff, Publ. Astron. Soc. Pacific, 89, 120, 1977.
- 12. N.Sanduleak, P.Pesch, Astrophys. J. Suppl. Ser., 66, 387, 1988.
- 13. IRAS Point Source Catalog, Supplied by NASA, v. 2, 1989.
- 14. IRAS Fant Source Catalog. |b| > 10° Degrees, Supplied by NASA, v. 2, 1989.
- 15. IRAS Screndipitious Survey Catalog, Supplied by NASA, v. 2, 1989.
- 16. O.J.Lee, G.D.Gore, T.J.Bartlett, Ann. Dearborn Observ., v. 5, Part 1C, 1947.
- 17. C.B.Stephenson, Publ. Warner and Swasey Observ., v. 3, No 1, 1984.
- 18. C.W.Stephenson, Astron. J., 90, 784, 1985.
- 19. C.B.Stephenson, Publ. Warner and Swasey Observ., v. 3, No 2, 1989.
- 20. П.Н.Холопов, Н.Н.Самусь, В.П.Горанский и др., ОКПЗ, т. 111, Наука, М., 1987.
- 21. Б.В.Кукаркин, П.Н.Холопов, Н.М.Артюхина и др., Новый каталог звезд, заподозренных в переменности блеска, Наука, М., 1982.

Steer Street and Street and Street and Street and Street

and the second s

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 39** 

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК: 524.3

# ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. XI. ОБЛАСТЬ +80°≤δ≤+90°

#### Г.В.АБРАМЯН, А.М.МИКАЕЛЯН Поступила 19 мая 1996 Принята к печати 28 июня 1996

Приводится одиннадцатый список голубых звездных объектов второй части Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS). Список содержит 64 объекта области +80°  $\leq \delta \leq +90°$  и 2<sup>h</sup>08<sup>m</sup>  $\leq \alpha \leq 20^{h}15^{m}$  с площадью 200 кв. гр. Объекты имеют звездные величины V в пределах 12.3-17.4 и цвета *B-V* в пределах -0.55 – +0.55. Из 64 объектов 56 открыты впервые. Приводятся экваториальные координаты, звездные величины V, показатели цвета *CI* и предварительные классы объектов по призменным низкодисперсионным спектрам. Для 28 объектов приведены ориентировочные типы, среди которых 1 планетарная туманность, 6 кандидатов в квазары, 15 кандидатов в белые карлики и 6 - в катакикымические переменные. Два из последних, возможно, являются Новыми, вспьюнувшими в эпоху сиятия пластинок Первого Бюраканского обзора в этой области.

1. Введение. Поиск и исследование голубых звездных объектов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS - First Byurakan Survey), проводимый с 1987 г., является второй частью и естественным продолжением обзора FBS, который включает отбор и дальнейшее многостороннее изучение этих объектов. В десяти опубликованных списках [1-3] содержится 1039 объектов, из которых 660 открыты впервые. Данная работа продолжает исследование областей обзора на высоких  $\delta$  в сторону северного полюса. В области +80°  $\leq \delta \leq$  +90° обнаружено еще 64 голубых звездных объекта.

Результаты спектральных и поляриметрических исследований объектов второй части публиковались в работах [4-6]. Эти работы имеют целью классификацию всех объектов и детального исследования наиболее интересных из них.

Подробное описание второй части FBS, методика отбора и принципы предварительной классификации объектов приведены в [1]. В работах [2] проведены сравнения списков с другими аналогичными обзорами и анализ предварительной классификации авторов путем сопоставления с общепринятой спектральной классификацией для известных объектов. В работе [3] приводится некоторый статистический анализ выборки данного обзора, в частности, изучено галактическое распределение объектов второй части FBS. В работе [7] описана методика определения коорлинат и звездных всличин с карт Паломарского обзора неба. 2. Фотографический материал. Основные даные по наблюдательному материалу FBS приведсны в [8]. Привсдем данные по исследуемой области, где нами определен ряд дополнительных характеристик. Область  $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$  включает три полосы FBS (с центральными  $\delta +82^{\circ}$ ,  $+86^{\circ}$  и  $+88^{\circ}30^{\circ}$ ) с 21 обзорным полем по  $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ , заснятым с разными интервалами в соответствии с масштабом. В табл. 1 приводятся данные по пластинкам FBS исследуемой области. В последующих графах приведены центральное склонение полосы, количество полей, количество пластинок, щаг заснятия пластинок, покрытая область по  $\alpha$ , занимаемая площадь. Все данные уточнены в соответствии с точным определением центров пластинок в ходе выполнения обзора голубых звездных объектов.

Таблица 1

Полоса	Кол-во полей	Кол-во пласт.	Шаг по а	Область по а	Площадь (кв. гр.)
+82*	9	15	1 <sup>b</sup> 25 <sup>m</sup>	5 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup> - 18 <sup>h</sup> 51 <sup>m</sup>	111.9
+86*	7	14	2 20	2 08 - 20 15	75.8
+88°30'	5	10	4 40	0 00 - 24 00	12.6

### ДАННЫЕ О НАБЛЮДАТЕЛЬНОМ МАТЕРИАЛЕ ОБЛАСТИ +80°≤ δ ≤ +90°

Общая площадь области - 200 кв. гр. В этой области В.А.Липовецким и Дж.А.Степаняном в 1970-1977 гг. отснято 39 фотопластинок Kodak IIF, IIAF, IIaF, 103aF и IIF (baked), которые дважды просматривались нами в 1996г. с помощью 7<sup>x</sup> и 15<sup>x</sup> луп с целью выявления голубых звездных объектов. Далее, в ходе определения звездных величин и экваториальных координат выделенных объектов, определялись также предельные звездные величины для всех 39 пластинок данной области, так как у этих пластинок нет фотометрической калибровки. Эти величины, как и в предыдущих работах, определялись в результате усреднения звездных величин пяти наиболее слабых звезд вокруг центров пластинок. После определения предельных величин m, и m, соответственно с голубой и красной карт POSS, рассчитывалась величина m<sub>v</sub> с точностью не хуже, чем 0.5<sup>m</sup>. Предельные всличины пластинок колеблются в пределах 16.1<sup>m</sup>-18.1<sup>m</sup>, в среднем составляя 17.0<sup>т</sup>. Это хуже, чем в 5-ти предыдущих полосах, что объясняется приближением к полюсу мира, где наблюдения проволились с дополнительными трудностями. Наилучшие пределы имеют гиперсенсибилизированные эмульсии IIF (в среднем 17.2<sup>m</sup>), с помощью которых Дж.А.Степанян проводил испытания для проведения Второго Бюраканского обзора [9].

Оределялись также результаты и точные координаты центров всех пластинок исследуемой области. Наряду с причинами, указанными в предыдущей работе, большое перекрытие соседних полей в данной области объясняется также высокими δ.

3. Список объектов. В табл. 2 приведсн список 64 голубых звездных объектов FBS. В ес последовательных столбцах представлены: 1 - обозначение объектов FBS согласно рекомендациям MAC; 2 - номер объекта в обзоре; 3, 4 - экваториальные координаты для эпохи 1950.0 года с точностью до  $2^{s}$  ( $\alpha$ ) и 0.1' ( $\delta$ ): 5 - видимая звездная величина V с точностью до  $2^{s}$  ( $\alpha$ ) и 0.1' ( $\delta$ ): 5 - видимая звездная величина V с точностью до  $0.3^{m}$ ; 6 - показатель цвета CI с точностью до  $0.3^{m}$ ; 7 - обзорный тип объектов согласно классификации призменных спектров; 8 - оценка типа объектов также по низкодисперсионным спектрам; 9 - отождествление известных объектов (номер соответствующего источника в списке литературы).

Экваториальные координаты определены с карт Паломарского обзора неба глазомерным методом. Из-за сильного уменьшения масштаба по а вышеуказанная точность в 2° может не обеспечиваться в околополярных областях, хотя для большинства объектов проводились повторные измерсния. Звездные величины и показатели цвета СІ также определены с карт Паломарского обзора с помощью калибровки зависимости "диаметр изображения - звездная величина" согласно [16] и соответствуют стандартной фотомстрической величине V системы Джонсона с точностью до 0.3<sup>m</sup>, обоснованной в работах [7,17]. С помощью эмпирической формулы, приведенной в [3], можно вычислить фотомстрические показатели цвета *B-V* примерно с аналогичной точностью.

В графс "Оценка типа" отмечаются в основном объскты, низкодисперсионные спектры которых показывают выраженные абсорбционные или эмиссионные линиии (соответственно, белые карлики и CV, PNN или QSO), или необычное спектральное распределение (QSO, Sy). Иногда орнентировочный тип определяется также с помощью изображений на Паломарских картах (PN, Sy, двойные и др.).

4. Анализ выборки объектов. В данной работе на площади 200 кв. гр. обнаружено 64 голубых звездных объекта. Средняя поверхностная плотность объектов составляет 0.320 об/кв. гр., что мало отличается от средней плотности всего обзора. Интересно, что в этой области обзор Паломара-Грина [18] не проводился, хотя галактическая широта доходит до +37°. Среди 8 объектов, отождествленных с другими обзорами и каталогами, 1 планетарная туманность и 1 белый карлик, остальные 6 являются объектами из обзора слабых голубых звезд Лейтена без спектральной классификации [10]. Планетарная туманность, имсющая ярко выраженный эмиссионный спектр, была классифицирована уже на основе

SPATURES

# Г.В.АБРАМЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

Таблица 2

# СПИСОК ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS ОБЛАСТИ +80°≤ δ ≤ +90°

FBS	No	a <sub>1950</sub>	δ <sub>1950</sub>	m,	CI	Обзор- ный тип	Оценка типа	Литература
1	2	3	4	. 5	6	7	8	9
0218+854	1040	0218=58	+85*26.8	15.0	-0.2	B2		
0437+861	1041	04 37 19	86 07 .1	15.5	+0.2	B3a	DA	- 2 8.00 %
0520+859	1042	05 20 02	85 51 .8	14.5	-0.3	B1	- 2.3	-
0534+823	1043	05 34 29	82 18 .5	14.6	0.0	B2	18	mar carpe
0546+803	1044	05 46 23	80 09 .9	14.2	0.0	BI		-
0547+824	1045	05 47 17	82 21 .7	15.4	-0.5	<b>B</b> 3		
0553+829	1046	05 53 24	82 51 .1	14.9	-0.4	B3a	DA	ALCON R.
0603+830	1047	06 03 53	83 01 .9	13.8	-0.3	B1	30	and the second
0657+888	1048	06 57 24	88 50 .6	15.0	+0.6	N3c	cv	Salar Salar
0705+865	1049	07 05 43	86 28 .4	14.8	+0.6	B3a:	5. 10 (0	
0706+819	1050	07 06 26	81 57 .8	15.9	-0.2	B2	DA:	[10]
0707+824	1051	07 07 52	82 24 .9	15.5	-0.3	B2	1 PORTAN	
0715+819	1052	07 15 45	81 56 .6	15.2	-0.6	BI		
0730+822	1053	07 30 00	82 11 .8	13.8	+0.1	B2		[10]
0742+833	1054	07 42 31	83 16 .2	13.8	0.0	<b>B</b> 3	_	NIRE ISC.
0744+818	1055	07 44 26	81 49 .4	16.4	-0.3	Ble:	QSO:	[10]
0805+888	1056	08 05 40	88 47 .4	15.7	+0.1	B3a:	DA:	Nº W
0823+819	1057	08 23 43	81 59 .6	16.1	-0.4	B2a	DA	Linds age 1
0841+806	1058	08 41 30	80 37 .2	15.8	-0.3	B3a:	DA:	200 M. (P)
0845+812	1059	08 45 25	81 10 .4	16.7	+0.3	Nle:	QSO:	100 10
0913+819	1060	09 13 48	81 56 .1	12.3	-0.4	B1		
0925+845	1061	09 25 28	84 32 .0	13.7	0.0	B1		
0926+850	1062	09 26 35	85 01 .6	15.5	+0.4	Nie:		
0926+875	1063	09 26 40	87 31 .2	16.1	-0.8	B2e:		Sec.
0926+840	1064	09 26 56	84 02 .1	16.1	0.0	B2a:	DA:	- Company
0956+835	1065	09 56 22	83 28 .6	17.0	-0.6	B1	+ LEWIS	in an
1011+834	1066	10 11 05	83 22 .3	17.3	-0.4	Nle	QSO:	
1013+861	1067	10 13 41	86 05 .4	16.0	+0.3	Nle		7
1049+803	1068	10 49 13	80 17 .0	17.1	+0.5	Nie	QSO:	
1121+833	1069	11 21 17	83 19 .9	15.6	-0.3	B2a	DA	

# ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. ХІ

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
1127+818	1070	11 27 18	81 47 .8	16.1	+0.6	N2a:	178.1	11250298
1129+823	1071	11 29 30	82 19 .5	15.3	+0.8	N1c:	QSO:	T ALT HAT
1211+809	1072	12 11 20	80 59 .2	13.9	+0.3	B3a	DA	2 Charleson
1231+828	1073	12 31 54	82 50 .5	8.5	+0.7	Nle	PNN	[14,15]
1316+875	1074	13 16 28	87 30 .0	16.5	0.0	Nla:	areas -	-
1328+881	1075	13 28 52	88 03 .5	16.2	+0.3	N3e	CV	of the length of
1330+837	1076	13 30 04	83 41 .8	14.9	+0.7	N3e	CV:	
1333+805	1077	13 33 46	80 30 .5	15.7	-0.4	B3a:	-	10000
1340+813	1078	13 40 43	81 18 .1	15.6	+0.3	N2a	DA	100000
1344+846	1079	13 44 34	84 36 .8	15.6	-0.1	N2a	DA	- Eritte
1401+865	1080	14 01 17	86 29 .6	16.2	+0.4	Nic:	QSO:	
1403+855	1081	14 03 47	85 29 .4	15.1	-0.6	B2a	DA	
1411+812	1082	14 11 14	81 09 .3	14.0	-0.4	<b>B</b> 1	And she	
1436+831	1083	14 36 50	83 07 .8	16.3	0.0	<b>B</b> 3	1	
1441+827	1084	14 41 27	82 42 .7	15.6	+0.4	N2e:	CV:	Colling and
1442+816	1085	14 42 09	81 36 .8	14.2	+0.4	N2e:	041 / P.C	10 - 10 C
1459+821	1086	14 59 40	82 08 .6	14.9	0.0	Ble:		[11,12,13]
1509+858	1087	15 09 56	85 49 .0	16.7	0.0	N2a:	DA:	10,00 (FT
1537+875	1088	15 37 58	87 29 .1	17.4	-0.6	Nle:	1920 0	State of the state
1538+810	1089	15 38 09	81 01 .2	16.4	0.0	B3	ALL-MON	
1552+879	1090	15 52 49	87 58 .4	16.8	-0.8	B2a	DA	- 518-1121
1640+852	1091	16 40 45	85 13 .6	15.1	-0.8	B1a:	an 190	
1642+853	1092	16 42 18	85 19 .5	13.1	-0.2	B1	line out	-14911.7
1713+822	1093	17 13 09	82 09 .5	15.4	-0.4	<b>B</b> 1	- IT COMMON	- (JO), = =.
1716+814	1094	17 16 34	81 23 .4	16.8	-0.3	Ble:	A DOLLAR .	[10]
1719+882	1095	17 19 43	88 12 .4	17.0	-0.2	N2	a vero la se	
1719+834	1096	17 19 54	83 21 .9	13.5		Bive	CV	1 1 1 1 1 1
1728+827	1097	17 28 02	82 43 .1	16.2	-0.1	B2		
1735+825	1098	17 35 22	82 28 .8	14	1.81	B3v	CV	Sector Sector
1736+800	1099	17 36 12	80 01 .1	15.3	-0.4	B2	×	[10]
1806+807	1100	18 06 35	80 39 .7	15.2	-0.2	B2a	DA	[10]
1820+809	1101	18 20 54	80 54 .3	15.4	+0.1	B3a:	SIL	a limplation
1846+818	1102	18 46 04	81 49 .3	13.9	+0.1	B3	State of the	in the second
1930+872	1103	19 30 20	87 10 .3	13.5	-0.1	B1		Care and the second

Примечания к отдельным объектам табл. 2.

0706+819 LB 490 [10].

0730+822 LB 501 [10].

0744+818 LB 506 [10].

- 0925+845 низкодисперсионный спектр искажен из-за наложения двух других спектров. Однако объект голубой.
- 1013+861 заметна линия Н<sub>а</sub> в эмиссии. Однако слабое наложение в голубой части спектра затрудняет опредсление типа этого объекта.
- 1049+803 некоторое уширение низкодисперсионного спектра указываст или на двойной характер или на протяженность объекта.
- 1231+828 известная планетарная туманность IC 3568 = UGC 07731 = PN G123.6+34.5 = ARO 56 = VV 63 = IRAS 12317+8250 [14,15]. На низкодисперсионном спектре хорошо видны минимум 5-6 эмиссионных линий ( $H_{\alpha}$ ,  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $H_{\beta}$  и скорсе всего линии HeI). Центральная свезда - HD 109540 класса O3.
- 1340+813 низкодисперсионный спектр указывает на белый карлик типа DA поздних классов. Расположена рядом с яркой звездой SAO 2257 класса К2, которая является источником IRAS 13407+8118 [15].
- 1459+821 известный белый карлик типа DB4 G256-018=Gr 393 = LP 008-157 [11,12,13]. m = 15.0 согласно [13].
- 1537+875 вероятные эмиссионные линии приблизительно на λλ 6000, 5000 и 4500 AA. Характер объекта неразличим.
- 1719+834 в середине голубой части низкодисперсионного спектра заметны два эмиссионных узла. Объект отобран на пластинке, снятой 25/26 июня 1976г. На соседней перекрывающейся пластинке, снятой 25/26 мая 1974г., и на картах POSS объект не виден. Амплитуда составляет не менее 7.5<sup>тв</sup>. Вероятнсе всего - Новая.
- 1735+825 на картах POSS не виден. Амплитуда составляет не менее 7<sup>m</sup>. Может также оказаться Новой или новоподобной.
- 1716+814 LB 1016 [10].
- 1736+800 LB 1040 [10].
- 1806+807 LB 1088 [10].

536

низкодисперсионного спектра. Отметим, что в настоящей работе значительно возрос процент ориентировочно-классифицированных объектов, что объясняется разработкой принципов узнавания большинства объектов по низкодисперсионным спектрам. Причем, как отмечалось [3,17], большинство объектов FBS, не имсющих оценки типа, являются горячими субкарликами, т.е. на призменных пластинках это объекты с УФ избытком без каких-либо дополнительных признаков.

Всего в графе "Оценка типа" табл. 2 числится 28 объектов, среди которых 1 планетарная туманность, 6 вероятных или возможных квазаров (соответственно, QSO или QSO:), 15 DA или DA: и 6 катаклизмических переменных (CV или CV:), опознанных по эмиссионному спектру. Кандидаты в субкарлики (большинство остальных объектов) в табл. 2 не отмечаются. Как указывалось в работах [3] и [17], оценка типа объектов оправдывает себя на 75-100% для разных типов. Поэтому следует обратить особое внимание на объекты FBS 0657+888 (CV) и FBS 1328+881 (CV), которые имеют более уверенную оценку типа, наряду с несколькими кандидатами в белые карлики.

Наиболее интересными объектами выборки, конечно, являются объекты FBS 1719+834 и FBS 1735+825- кандидаты в Новые. Первый является реальным кандидатом в Новую, вспыхнувшую в эпоху снятия пластинки FBS №1610 (25/26 июня 1976г., полоса с центром  $\delta =+82^{\circ}$ ), на которой отобран данный объект. На картах POSS (10/11 августа 1953г.) и на соссдней перекрывающейся пластинкс, снятой 25/26 мая 1974г., объект нс видсн. Амплитуда составляет не менее 7.5<sup>m</sup> ! На низкодисперсионном спектре, на длинах волны приблизительно 4400 A и 3900 A хорошо заметны эмиссионные линии. Эти эмиссионные линии (вероятнее всего H<sub>γ</sub> + [OIII]  $\lambda$  4363 и [NIII]  $\lambda\lambda$  3869+3968 или Call H и K, которые сливаются на низкодисперсионном спектре) указывают или на главный спектр Новой или на небулярную стадию. Этот объект отсутствует в каталогах переменных звезд [19] и катаклизмических двойных [20], т.е. не был зарегистрирован как Новая и обнаружен через 20 лст после вспышки!

FBS 1735+825 также является кандидатом в Новую или новоподобную. Он отмечен на той же пластинке и отсутствует на картах POSS, указывает на амплитуду не менее 7<sup>тв</sup>. Также отсутствует в каталогах [19] и [20]. Низкодисперсионный спектр не имеет каких-либо особенностей.

В табл. 3 приводится распределение объектов табл. 2 по обзорным типам. Как отмечалось [3,17], по этим типам можно судить о природе объектов. В частности, подавляющее большинство объектов типа В является звездами HBB, sd и WD, а значительный процент объектов типа N- внегалактическими. Дополнительный признак "*a*" позволяет разделить белые карлики от субкарликов, а с помощью признака "*e*" выделяются

# Г.В.АБРАМЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

квазары, катаклизмические переменные и планетарные туманности. Начиная с V списка определялись также показатели цвета *CI*, которые более точны, чем простое разделение на типы В и N.

Таблица 3

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕКТОВ FBS ОБЛАСТИ +80°≤δ≤+90° ПО ОБЗОРНЫМ ТИПАМ

Обзорный тип	BI	B2	<b>B</b> 3	NI	N2	N3	Абсорби. спектр	Эмиссион. спектр	Var.
Число объсктов	16	14	14	10	7	3	20	19	2

В табл. 4 приводится распредсление объектов табл. 2 по *CI*. Почти все объекты, имеющие положительный показатель цвета (в основном объекты типа N), отобраны ввиду какой-нибудь пскулярности, а длина УФ части спектра позволяет включить их в данный обзор.

Таблица 4

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕКТОВ FBS ОБЛАСТИ +80°≤δ≤+90° ПО ПОКАЗАТЕЛЯМ ЦВЕТА СІ\*

Пределы СІ	-0.90.5	-0.40.0	+0.1+0.5	+0.6+1.0
Число объектов	8	33	15	6

\* для двух объектов цвета не определены

Наконсц, отметим о распределении объектов по  $m_{V}$ . Так как предельная величина пластинок FBS отличается на 2<sup>m</sup>, однородность выборки по *m* по всей области не обеспечивается и полнота обзора может быть достигнута лишь примерно до 15.5<sup>m</sup>. Поэтому объектов с  $m \ge 16$  не так уж много (всего 21), хотя есть несколько слабейших объектов, представляющих особый интерес. Это, в частности, FBS 1011+834 (m =17.3, эмиссионный объект, кандидат в QSO) и FBS 1537+875 (m = 17.4, также имест U-B и B-V цвета, свойственные квазарам).

5. Заключение. В области +80° ≤ δ ≤ +90° обзора FBS обнаружено 64 голубых звездных объекта, из которых 56 обнаружены впервые. Среди новых объектов есть несколько интересных, в частности, кандидатов в квазары, катаклизмические переменные, белые карлики и др. Горячие

538

субкарлики (sdO и sdB), по-видимому, как и прежде, составляют большинство объектов в наших списках. Внегалактических объектов в настоящем списке должно быть относительно меньше ввиду низких b (18°-37°). Наиболее интерссные объекты – вероятные Новые FBS 1719+834 и FBS 1735+825, показавшие амплитуду не менее 7<sup>m</sup>-8<sup>m</sup> в 1976г. Эти объекты следует изучить более подробно, в частности, на нахождение оболочек и звезд раннего типа в минимуме блеска на их позициях.

Анализ выборки объектов показываст [17], что FBS дополняст имеющиеся обзоры голубых звездных объектов не только ранее неисследованными областями, но и большим количеством новых объектов в исследованных областях. В настоящее время (с учетом данной работы) покрыто всего 4015 кв. градусов площади, отобрано 1103 объекта, из которых 716 открыты впервые. Продолжение обзора будет вестись на низких  $\delta$  в Южном полушарии (FBS распространяется до  $\delta = -15^\circ$ ), где проводилось относительно мало обзоров голубых звезд.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

### THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. BLUE STELLAR OBJECTS. XI. THE REGION +80°≤δ≤+90°

#### H.V.ABRAHAMIAN, A.M.MICKAELIAN

The eleventh list of blue stellar objects of the second part of the First Byurakan Spectral sky survey (FBS) is given. 64 objects of the region with  $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$  and  $2^{h}08^{m} \le \alpha \le 20^{h}15^{m}$  with a surface of 200 sq. degrees are being published. The objects have V magnitudes in a range 12.3-17.4 and B-V colours in a range -0.55 - +0.55. 56 of 64 objects are discovered for the first time. Equatorial coordinates, V magnitudes, CI colour indices and preliminary classes of objects based on low-dispersion prism spectra are given. Approximate types are given for 28 objects, among which there is 1 planetary nebula, 6 candidates of quasars, 15 candidates of white dwarfs and 6 - of cataclysmic variables. 2 of the latter are possibly Novae which had burst in the epoch of obtaining of the FBS plates.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г.В.Абрамян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, Астрофизика, 32, 29, 1990.
- 2. Г.В.Абрамян, В.А.Липовецкий, А.М.Микаелян, Дж.А.Степанян, Астрофизика, 33, 213, 1990; 33, 345, 1990; 34, 13, 1991.
- 3. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, Астрофизика, 36, 109, 1993; 36, 517, 1993; 37, 43, 1994; 37, 197, 1994; 37, 411, 1994; 38, 201, 1995.
- 4. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, Астрофизика, 35, 197, 1991.
- 5. А.М.Микаелян, М.А.Ерицян, Г.В.Абрамян, Астрофизика, 34, 351, 1991.
- 6. М.А.Ерицян, А.М.Микаелян, Астрофизика, 36, 203, 1993.
- 7. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 66, в печати.
- 8. B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova, Commun. SAO, 62, 5, 1989.
- 9. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, Астрофизика, 19, 29, 1983.
- 10. W.J.Luyten, A Search for Faint Blue Stars, Obs. Univ. of Minnesota, Minneapolis, Minn., 1955-1969.
- 11. W.J.Luyten, Proper Motion Survey with the Forty-Eight Inch Schmidt Telescope, Univ. of Minnesota, Minneapolis, Minn., 1963-1985.
- 12. H.L.Giclas, R.Burnham, Jr., N.G.Thomas, Lowell Proper Motion Survey, Lowell Obs. Bulletin No.166, Vol. VIII, No. 6, Flagstaff, Arizona, 1980.
- 13. G.P.McCook, E.M.Sion, Astrophys. J. Suppl. Ser., 65, 603, 1987.
- 14. A.Acker, F.Ochsenbein, B.Steholm, R.Tylenda, J.Marcout, C.Schohn, Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae, ESO, 1992.
- Joint IRAS Science Working Group (cd.), Infrared Astronomical Satellite Catalogs and Atlases. Vol. 2. The Point Source Catalog. Declination Range 90°>δ>30°, NASA, Washington, DC: US Government Publication Office.
- 16. I.R.King, M.I.Raff, Publ.Astron.Soc.Pacif., 89, 120, 1977.
- 17. А.М.Микаелян, Выявление и исследование голубых звездных объектов Первого Бюраканского обзора. Канд. дис., Бюракан, 1994.
- 18. R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert, Astrophys. J. Suppl. Ser., 61, 305, 1986.
- 19. ОКПЗ, Н.Н.Самусь (отв.ред.), Том IV, Наука, М., 1990.
- 20. H.Ritter, Astron. Astrophys. Suppl. Scr., 85, 1179, 1990.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 39** 

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК: 524.336

### ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ЗВЕЗД ТИПА МИРЫ КИТА

#### Н.Д.МЕЛИКЯН

Поступила 3 июля 1996 Принята к печати 14 августа 1996

Приволятся результаты поляриметрических наблюдений, полученные за последние 30 лет в Бюраканской обсерватории для долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита. Анализ результатов этих наблюдений показывает, что существует реальная зависимость межлу степенью поляризации света и яркостью этих звезд. Максимальная степень поляризации света у них наблюдается в середине восходящей ветви кривой блеска. Степень поляризации света коррелирует с периодом изменения блеска. Средние значения степени поляризации света у звезд типа Миры Кита растут с увеличением их периода до *P*=380 суток.

1. Введение. Поляримстрические наблюдения долгопериодических переменных звезд очень важны в изучении физической природы их пульсаций. Начиная с шестидесятых годов в Бюраканской обсерватории проводятся поляриметрические наблюдения мирид. Накопилось большое количество поляриметрических измерений звезд типа Миры Кита [1-5]. В этих работах приводятся результаты 261 поляриметрического измерения 85 долгопериодических переменных звезд.

На основе поляриметрических наблюдений мирид Варданян [6] пришел к выводу, что степень поляризации света связана с изменением блеска звезды и что наибольшие значения степени поляризации света встречаются вблизи минимума. Более дстальное рассмотрение этого вопроса, на основе анализа поляриметрических наблюдений 24 мирид, позволили сделать предположение, что поляризация света у них с большей вероятностью встречается в период возгорания блеска [4,5]. Почти всегда поляриметрические наблюдения долгопсриодических переменных звезд указывают на переменный характер степени поляризации света.

Известно, что долгопериодические переменные звезды обладают протяженными оболочками. Принято считать, что поляризация света этих звезд является результатом рассеяния, следовательно, изменение степени поляризации у них в течение времени свидетельствует об изменениях параметров оболочки. С этой точки зрения очень важно определение зависимости изменения степени поляризации света от фазы изменения блеска звезд типа Миры Кита. Оболочки этих звезд богаты молекулярными образованиями. Для них особенно характерно наличие молекул ТіО. Исследования поглощения и цветовых характеристик этих звезд позволили предполагать о наличии крупных частиц в их оболочках [7].

#### н.д.меликян

Интересно рассмотреть также зависимость степени поляризации свста долгопериодических переменных звезд от периода их пульсаций. Уже первое такое рассмотрение привело Варданяна [6] к заключению, что наблюдение высокой степени поляризации свста ожидается у звезд с периодами  $P > 350^d$  и  $P < 200^d$ . Рассмотрение этого вопроса на основе наших первых поляриметрических наблюдений мирид не привело к подобным результатам [4]. Результаты, полученные Варданяном [6], основаны вообще на анализе поляриметрических наблюдений пульсирующих переменных звезд. Следовательно, он не может быть применен конкрстно для звезд типа Миры Кита. В настоящее время рассмотрение вопроса зависимости степени поляризации света от периода мирид на основе накопившихся данных поляриметрических наблюдений [1-5], на наш взгляд, может оказаться более результативным.

В настоящей работе, на основе анализа однородных данных поляриметрических наблюдений, выполненных в Бюраканской обсерватории за последние 30 лет, рассматривается вопрос зависимости степени поляризации света мирид от фазы изменения блеска и от периода.

2. Результаты поляриметрических наблюдений. В течение приблизительно 30 лет в Бюраканской обсерватории накопилось большое количество поляриметрических наблюдений долгопериодических переменных звезд. К сожалению, подавляющее большинство наблюдений выполнено вблизи максимума блеска, так как большая часть этих наблюдений проводилась с целью обнаружения поляризации света у звезд красных гигантов и сверхгигантов. Тем не менее, из накопившихся поляриметрических наблюдений можно выбрать определенное количество поляриметрических измерений, с помощью которых можно проследить за ходом изменения степени поляризации света в период изменения блеска звезды.

Из 85 долгопериодических переменных звезд у 20 в разное время зарегистрирована поляризация света. Для 37 мирид сделаны, по крайней мере, 2 поляримстрических измерения в течение одного цикла изменения блеска. Для остальных звезд поляриметрические наблюдения не позволили обнаружить поляризацию света, превышающую ошибки измерений.

В табл. 1 приводится список долгопериодических переменных звезд, у которых в период наблюдений хотя бы один раз поляризация света была зарегистрирована [1-5]. В табл. 1, в соответствующих столбцах, приводятся: название звезды по ОКПЗ [8], максимальное ( $P_{\rm max}$ ) и минимальное ( $P_{\rm min}$ ) значения степени поляризации света, число измерений, когда зарегистрирована поляризация и полное число поляриметрических измерений. Как видно из данных табл. 1, из 79 поляримстрических измерений в 61 случає зарегистрирована поляризация света. Видно также, что в течение одного цикла изменения блеска звезды степень поляризации света изменяется, и в некоторых случаях может быть недоступной для регистрации.

Таблица 1

Название звезды (ОКПЗ)	P <sub>max%</sub>	P <sub>min%</sub>	Число измерсний	Полное число измерений
R Aql	2.2%	<0.5%	3	5
TU Aql	2.1	1.8	2	2
T' Aqr	1.2	<0.5	2	4
R Aur	0.9	<0.5	1	2
R Cas	0.9	<0.5	2	5
T Ccp	2.2	<0.5	6	7
S Ccp	2.3	<0.5	7	8
U Cyg	0.9	<0.5	3	4
V Cyg	4.3	<0.3	3	4
T Dra	1.3	0.7	2	2
R Gcm	3.7	<0.5	5	6
U Her	1.7	<0.5	1	4
R Lco	2.5	1.4	2	2
R LMi	5.1	1.0	2	2
R Lep	2.0	1.5	2	2
U Ori	3.6	<0.5	6	8
Z Oph	4.0	1.7	6	6
Tu Pcg	2.1	1.4	2	2
RZ Pcg	1.2	0.7	2	2
T Sgr	1.9	1.8	2	2

#### СПИСОК МИРИД, У КОТОРЫХ ЗАРЕГИСТРИРОВАНА ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

3. Зависимость поляризации света от блеска мирид. Имсющиеся данные поляриметрических измерений долгопериодических переменных звезд позволяют проследить за ходом изменения степени поляризации света в зависимости от цикла изменения блеска. Для иллюстрации на рис. 1*a*-1*h* приводится зависимость степени поляризации от блеска для 8 звезд типа Миры Кита. Для построения этой зависимости использованы известные результаты поляриметрических наблюдений мирид [1-5]. Как видно из данных табл. 1, для этих звезд имеются по крайней мере по 4 поляриметрических измерения в течение одного цикла изменения блеска. На рисунках приведена схематическая кривая

#### н.д.меликян

изменения блеска (пунктирная линия). Для этих звезд, используя элементы нзменения блеска приводимых в ОКПЗ [8], были определены фазы изменения блеска, когда выполнены эти поляриметрические измерения. Незавнеимо от формы кривой блеска, время возгорания и время затухания разделены на пять временных частей. С помощью элементов изменения блеска определена фаза изменения блеска соответстнующего поляриметрического измерения. Как видно из рис. 1, максимальная степень поляризации света для отдельных знезд зарегистрирована или в период



Рис. 1. *а* - *h*. Зависимость степени поляризации света от блеска для 8 звезд типа Миры Китя. По оси ординат даны значения относительной яркости звезды (пунктирная линия) и степени поляризации (точки), а по оси абсциес - время. Стрелки означают, что значения изменения степени поляризации находятся в пределах ошибок измерений.

возгорания или в конце затухания блеска, задолго после максимума. Во всех случаях через некоторое время после максимума блеска степень поляризации света принимает минимальное значение. Это не противоречит рансе полученным результатам о максимальном значении степени поляризации света вблизи минимума блеска звезды [6], и о максимальном се значении в период возгорания [4,5]. Видно, что ход изменения степени поляризации света для отдельных звезд очень похож. Видно также, что для отдельной звезды имеющиеся наблюдательные данные не достаточны аля прослеживания значений степени поляризации света в течение полного цикла изменения блеска звезды.

#### ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА ЗВЕЗД ТИПА МИРЫ КИТА 545

При исследовании корреляции степени поляризации от изменения блеска для 24 мирид [4,5], кривые изменения блеска были разделены на две части: период возгорания блеска до максимума, и период затухания блеска до минимума. В результате получилось, что 75% измерений, выполненных в период возгорания, позволяют зарегистрировать поляризацию света, а в период затухания блеска - всего 5%. Этот результат стал основой для предположения, что поляризацию света с большей вероятностью можно зарегистрировать в период возгорания [4,5]. Имеющиеся наблюдательные данные позволяют более дстально рассмотрсть этот вопрос.

Используя известные данные поляримстрических измерений, можно получить корреляцию между средними значениями степени поляризации света от среднего блеска звезды. Для получения такой зависимости использовались результаты поляриметрических наблюдений 37 мирид, для которых были получены 126 поляримстрических измерений. Эти данные позволяют получить усредненную зависимость степени поляризации света от блеска. Для всех 126 поляримстрических измерений определены фазы изменения блеска. Определив в каждом участке одного цикла среднее значение степени поляризации света, можно проследить за средним ходом изменения степени поляризации света в среднем цикле. Разделение кривой блеска на отдельные временные участки и определение фазы изменения блеска с помощью элементов изменения блеска, приводимых в ОКПЗ [8], сделаны так, как в случае отдельных звезд: для каждой из 37 долгопериодических переменных звезд время возгорания и время затухания разбиты на пять частей. Для каждого измерения звезды вычислен участок кривой, когда выполнено поляриметрическое измерение. В итоге получилась одна синтетическая кривая блеска, в отдельных участках которой имеется сравнительно большое количество поляриметрических измерений. В результате, в течение одного цикла средней кривой блеска звезды получаются 10 временных участков: 5 - до максимума, и 5 - после. Полученные данные представляют изменения хода средних значений степени поляризации света в зависимости от средней кривой блеска долгопериодической переменной звезды. Следует отметить, что число поляримстрических измерений по отдельным временным участкам распределено неравномерно: если вблизи максимума блеска в одном участке число измерений достигает до 20, то в участке, охватывающем начальную фазу возгорания блеска, число измерсний равняется 5.

На рис. 2 приведена средняя кривая изменения степени поляризации света и схематическая кривая изменения блеска для синтетической долгопериодической переменной звезды.

Как видно из рис. 2 кривая изменения блеска звезды и кривая изменения степени поляризации света имеют фазовое смещение на

# н.д.меликян

всличнну – 0.25. Максимальное значение степени поляризации ожидается в середине возгорания блеска, и, постепенно уменьшаясь, это значение достигает минимума незадолго до минимума блеска звезды. После чего блеск звезды продолжает падать, а степень поляризации света начинает возрастать. Таким образом, и для отдельной звезды, для которой имеется достаточное количество поляриметрических измерений, и для средней долгопериодической переменной звезды, зависимость степени поляризации от изменения блеска реально существует.



Рис. 2. Средняя кривая изменения степени поляризации света и схематическая кривая изменения блеска для синтетической долгопериодической переменной звезды. Крестиками показаны средние значения степени поляризации для отдельных фаз изменения блеска, а сплошная линия показывает се изменения. Пунктирной линией дана кривая изменения блеска.

Полученную зависимость степени поляризации свста от блеска звезды можно считать статистически правильной. Результаты поляриметрических наблюдений показывают, что для отдельных звезд значения степени поляризации даже в одной и той же фазе изменения блеска несколько отличаются друг от друга. По всей вероятности, степень поляризации изменяется также от цикла к циклу, но в среднем кривая изменения степени поляризации всегда имсет фазовое смещение по отношению к кривой изменения блеска долгопериодических переменных звезд.

4. Зависимость степени поляризации от периода. В табл. 1 приводится список долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита, у которых в течение последних 30 лет поляриметрические наблюдения позволили эпрегистрировать собственную поляризацию света. Для определения зависимости между собственной поляризацией и периодом этих звезд, используем средние значения степени поляризации света для каждой звезды.

На рис. 3 приведена эта зависимость. По оси ординат отложены средние значения степени поляризации света (*P%*), а по оси абсцисс - период изменения блеска (*P*) (периоды звезд из табл. 1 находятся в пределах от 200 до 500 суток).



 Рис. 3. Зависимость степени поляризации света от периода. Пунктирная линия показывает средний ход изменения степени поляризации, а сплошная линия проведена с помощью метода наименьших квадратов для 9 звезд с периодами < 380 суток.</li>

На рис. 3 видно, что значение степени поляризации света увеличивается с увеличением периода до *P*=380 суток, после чего начинает уменьшаться. В этом промежутке зависимость степени поляризации от периода грубо можно представить с помощью следующей формулы

$$P\% = [0.01P-1.1] + 0.2. \tag{1}$$

На основе предположения, что в возникновении поляризации света большую роль играет расссяние света в оболочке звезды, показано, что изменение степени поляризации, как у тесных двойных [9], так и у одиночных звезд [10], связано с потерей их массы. В результате было получено, что с увеличением изменения степени поляризации, пропорционально растут и потери массы от звезды. Оценки размеров потери масс от вышеуказанных звезд [9,10] с удовлетворительной точностью совпадают с другими незвисимыми оценками.

Имсющиеся наблюдательные данные свидетельствуют, что потеря вещества имеет место и у долгопериодических переменных звезд. Следовательно, и изменение степени поляризации света у них в период изменения блеска (рис. 1, 2), и изменение среднего значения степени поляризации в зависимости от периода (см. формулу (1)), по всей вероятности, связано с потерей вещества у мирид.

В настоящее время в эволюции звезд на ассимптотической ветви гигантов (AGB) приняты две основные особенности: 1) термальные пульсации, и 2) потеря массы. Прямым доказательством существования термальных пульсаций принято считать наблюдаемые изменения периодов

547

# н.д.меликян

некоторых звезд типа Миры Кита [11]. Интенсивность термальных пульсаций увеличивается в сторону красных гигантов [12]. При допущении реальности существования термальных пульсаций у мирид, размеры потери массы у них экспоненциально растут с увеличением периода до начала фазы сверхветра (superwind), которая начинается в среднем с периода P=500 суток [13]. В этой фазе эволюции мирид размеры потери массы определяются с помощью следующей формулы [14]

$$\lg M = -11.4 + 0.0123 PM_{\odot}$$
/год. (2)

Используя формулу (2), получим, что размеры потери массы для мирид с периодами от 100 до 500 суток, изменяются в пределах 10-10-10-5 М /год, соответственно. Потеря массы от звезды в таких размерах, при предположении, что собственная поляризация света является результатом рассеяния света на выброшенном от звезды материи, должна имсть большое влияние на изменение наблюдательных параметров оболочки звезды, в частности, на наблюдаемые значения степени поляризации. Сопоставление формул (1) и (2) показывает, что в среднем, значение скорости истечения вещества от звезды и степень поляризации света коррелируют: с увеличением степени поляризации света растут и размеры потери массы от звезды. Такой результат свидетельствует или о сдином механизме порождения поляризации света и истечения вещества от звезды, или о том, что изменение одной из этих величин обусловлено изменением второй. В любом случае такая зависимость очевидна. Полученная зависимость только качественно может характеризовать связь межлу величинами М и Р % для звезд с периодами до 380 суток.

Таким образом, степень поляризации света у долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита коррелирует с периодом их изменения блеска, и зависит от потери массы от них.

5. Зависимость степени поляризации света мирид от других наблюдательных параметров. Зависимость степени поляризации света от блеска звезды, полученную выше (рис. 2), можно считать только статистически правильной. Поляриметрические наблюдения показывают, что для каждой звезды значения степеней поляризации отличаются друг от друга даже от цикла к циклу.

Яркие водородные линии достигают наибольшей интенсивности через 20-30 суток после максимума. Наряду с изменением интенсивности эмиссионных линий, изменяется и их смещение от нормального положения. Больше всего линии водорода смещены в сторону коротких длин волн в период их максимальной интенсивности. Зависимость сдвига ярких линий водорода от фазы изменения блеска для долгопериодической переменной звезды R Девы подробно анализируется в книге Горбацкого и Минина [15]. Анализ изменения лучевых скоростей от фазы изменения

548

блеска у этой звезды проводится на основе спектральных наблюденый, выполненных еще Мерриллом и Джоем [16]. Такая зависимость в среднем существует для всех изученных долгопериодических переменных звезд [15].

Интересны результаты, полученные при многоцветных фотоэлектрических наблюдениях долгопериодических переменных звезд. Из числа т ких наблюдений следует особенно отметить многоцветные наблюдения 67 мирид в спектральном диапазоне от 0.36µm до 10.2µm [17]. В частности, эти наблюдения привели к заключению, что минимальные значения цвета *U-B* встречаются вблизи минимума блеска, часто принимая отрицательные значения. Такой же результат был получен при фотографических и фотоэлектрических многоцветных наблюдениях долгопериодической переменной звезды Y Ori [18, 19]. Минимальное значение показателя цвета *U-B* вблизи минимума блеска является хорошим аргументом в пользу гипотезы, выдвинутой еще Шайном [20], о наличии избыточного коротковолнового излучения у этих звезд. Таким образом, интенсивности эмиссионных линий водорода, значения лучевых скоростей и показателя цвета *U-B*, коррелируют со значениями степени поляризации.

Для возникновения поляризации света у мирид предполагаются следующие механизмы: 1) чистое рассеяние света на околозвездной оболочке, 2) эффект эллипсоидальной формы оболочки. Гипотеза поляризации света мирид, вследствие рассеяния света в их атмосферах, была предложена еще в шестидесятые годы [21-23].

Вопрос о возникновении поляризации света долгопериодических переменных звезд, вследствие эллипсоидальной формы их оболочек не рассматривался. Фотографические наблюдения звезды Y Оп позволили зарегистрировать вокруг нее туманность эллипсоидальной формы [18,19]. Образование такой формы свидетельствует или о наличии преимущественных направлений выброса вещества и расширения оболочки, или же о наличии второго компаньона. Расчеты Нагирнера [24] для реальных атмосфер показали, что степень поляризации света звезды на краю диска увеличивается, переходя к поздним спектральным классам, и что при больших сжатиях оболочки се эллипсоидальность в возникновении поляризации света может играть большую роль.

Зависимость степени поляризации от периода мирид имеет очень важное значение, особенно, если принимать во внимание, как было показано выше, что степень поляризации света тесно связана с потерей массы от звезды. Эмпирическая зависимость (см. формулу (2)) [14] имеет разбросы по периоду ~ 100 суток. Отметим, что эмпирическая зависимость, представленная с помощью формулы (2), является приближенной.

Зависимость степени поляризации света от скорости и размеров потери массы позволяет предположить, что, по-видимому, изменение степени

# н.д.меликян

поляризации света в течение одного цикла изменения блеска связано с изменениями размеров потери массы. При правильности такого предположения можно заключить, что максимальные размеры выброса вещества у долгопериодических переменных звезд происходят в середине возгорания блеска, а минимальные - нездолго до минимума (рис. 2).

6. Заключение. Таким образом, анализ поляриметрических наблюдений долгопериолических переменных звезд типа Миры Кита, выполненных за последние 30 лет в Бюраканской обсерватории, приводит к следующим результатам.

а) Из 85 исследованных мирид только у 20 зарсгистрирована поляризация света.

6) Для долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита степень поляризации света интегрального излучения изменяется в течение одного цикла изменения блеска. Причем, изменяется по определенному закону (см. рис. 2)

в) Результаты поляримстрических наблюдений показывают, что степень поляризации света мирид в среднем зависит от периода их изменения блеска (рис. 3) (для звезд с периодами до P = 380-400 суток степень поляризации света с увсличением периода увеличивается, а после начинает уменьшаться). Сравнение этого результата с результатом зависимости периода изменения блеска от скорости потери массы [14] показало, что для звезд с периодами P < 380 суток, с увеличением степени поляризации света, скорости потери массы от звезды растут.

- Автор благодарит Р.А.Варданяна и Г.А.Арутюняна за обсуждение результатов настоящей работы и ценные советы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

### THE LIGHT POLARIZATION OF MIRA CETI TYPE STARS

#### N.D.MELIKIAN

The results of polarimetric observations obtained in Byurakan observatory for last 30 years for Mira Ceti type long - period variables are presented. The analysis of these observations showed a real correlation between the degree of light polarization and the brightness of these stars. The highest degree of light polarization is observing in the middle of increasing branch of light curve. The

550

degree of light polarization was correlated with the period of light variation. The mean degree of light polarization for Mira Ceti type stars is increasing with the increasing of their periods up to P = 380 days.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Р.А.Варданян, М.А.Ерицян, Сообщ. Бюраканской обс., 61, 87, 1989.
- 2. М.А.Ерицян, С.Е.Нерсисян, Астрофизика, 20, 355, 1984.
- 3. Р.А.Варданян, Докт. дис., Ерсван, 1985.
- 4. Н.Д. Меликян, М.А. Ерицян, А.А. Карапетян, Астрофизика, 38, 359, 1995.
- 5. Н.Д.Меликян, М.А.Ерицян, Астрофизика, 39, 385, 1996.
- 6. Р.А. Варданян, Астрофизика, 6, 77, 1970.
- 7. *Р.А.Варданян*, Астрофизика, 36, 535, 1993.
- 8. П.Н.Холопов и др., ОКПЗ, Наука, М., 1985.
- 9. Н.М.Шаховской, Астрон. ж., 41, N6, 1042, 1964.
- 10. Э.А.Витриченко, Н.С.Ефимов, Изв. Крым. астрофиз. обс., 34, 114, 1965.
- 11. P.R. Wood, D.M. Zarro, Astrophys. J., 247, 247, 1981.
- 12. I.Jr. Iben, Astrophys. J., 196, 525, 1975.
- 13. E. Vassiliadis, P.R. Wood, Astrophys. J., 413, 641, 1993.
- P.R. Wood, in "From Miras to Planetary Nebulae", Which Path for Stellar Evolution? eds. M.O.Menntssier, A.Omont (Yvette Cedex: Editions Frontieres), 67, 1990.
- 15. В.Г.Горбацкий, И.Н.Минин, Нестационарные звезды, М., 1963.
- 16. R.Merrill, A.Joy, Astrophys. J., 69, 379, 1929.
- 17. E.Mendoza, Bol. Obs. Tonantzintla, 4, 28, 114, 1967.
- 18. Л.Д.Меликян, Р.Ш.Нацвлишвили, М.Делла Валле, Астрофизика, 28, 329, 1988.
- 19. Н.Д.Меликян, С.Д.Якубов, Астрофизика, 38, 5, 1995.
- 20. Г.А.Шайн, Изв. АН СССР, сер. физ., 9, 161, 1945.
- 21. R.Zappala, Astrophys. J., 148, 741, 1967.
- 22. K.Serkowski et al., Astron. J., 73, 677, 1968.
- 23. В.А.Домбровский, Астрон. цирк., N498, 1969.
- 24. Д.И.Нагирнер, Труды Астрон. обс. ЛГУ, 19, 79, 1962.

551
## АСТРОФИЗИКА

**TOM 39** 

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК: 524.6-337

## ОРИЕНТАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ В ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

#### М.А.ЕРИЦЯН, Г.А.ПОГОСЯН Поступила 25 лекабря 1995 Принята к печати 10 мая 1996

На основе анализа данных позиционных утлов плоскостей поляризации для прибязительно 3000 звезд ( $|b| \le 5^\circ$  и  $P \ge 0.5\%$ ) ноказано, что утол между магнитным полем и экваториальной плоскостью Галактики раден приблизительно 0.5°. Расстояние, до которого возлействие локальные: магчитных полей Галактики на позиционные углы плоскостей поляризации больше, чем воздействие магчитного пеля Галактики, сценивается порядка 500 пк. С расстояния  $r \ge 1000$  пк воздействие галактического магчитного пеля становится доминирующим.

1. Введение. Открытие поляризации света звезд в 1949г. Хилтнером [1,2], Холлом [3] и Домбровским [4] ставило задачу их исследования по характеру поляризации света.

Оказалось, что поляризация света звезд может быть как межансадной [1-4], так и звездной [5-3], определяемой магнитным полем среды.

Якление поляризации света звезд можно использовать для определения природы и ориентации магнитного поля Галактики.

В настоящей работе рассматривается ориентация магнитного поля Галактики относительно галактической плоскости в окрестностях Солнца.

2. Обзор наблюдений. С целью изучения природы и ориентации магнитного поля Галактики используются позиционный угол плоскости поляризации и степень поляризации. Значения направления магнитного поля Галактики по галактической долготе существенно отличаются. Например, согласно Эллису [9], магнитное поле Галактики направлено к галактической долготе  $l \approx 45^\circ$ , в то время как в исследованиях [10-12] приводится значение  $l \approx 90^\circ$ .

Из более поздних работ [13] следует, что магнитное поле Галактики большей частью концентрируется в спиральных рукавах и направлено вдоль осей соответствующих рукавов.

В работе [14] построена модель двухкомпонентного магнитного поля нашей Галактики. Первый компонент (плоский) магнитного поля параллелен спиральным рукавам Галактики, причем в соседних спиральных рукавах поля имеют противоположные направления. Второй компонент магнитного поля простирается на большие расстояния от плоскости Галактики и охватывает спиральные рукава. В упомянутых работах рассматривалась только направленность магнитного поля Галактики в экваториальной плоскости, т.е. по / и не был рассмотрен вопрос об ориснтации магнитного поля Галактики опносительно экваториальной плоскости.

Для решения этого вопроса необходимо рассмотреть распределение звезд по позиционным углам плоскостей поляризации относительно галактического экватора. Такая работа была выполнена Шайном еще в 1957г. [15]. Было показано, что позиционные углы плоскостей поляризации света звезд, и, следовательно, магнитное поле Галактики наклонены к экваториальной плоскости Галактики примерно на 18°. Как отмечено самим автором, эта оценка считается грубой и относится к отдельной области неба.

Из вышесказанного явствует, что нет еще определенного мнения насчет точной ориентации магнитного поля Галактики. Для прояснения этого вопроса мы использовали общирные поляриметрические данные.

3. Распределение звезд по позиционным углам плоскостии поляризации. Материалом для исследования распределения звезд по позиционным углам плоскостей поляризации служили поляриметрические данные каталога поляризации света звезд Матесона и др. [16], приблизительно для 7500 звезд, максимальное расстояние которых около 10 кпк. Для определения ориентации магнитного поля Галактики, сстественно, необходимо брать те звезды, у которых поляризация межзвездная, так как она обусловлена влиянием магнитного поля Галактики и локальными магнитными полями на пылевые частицы в межзвездном пространстве. Такие звезды, в основном, находятся на низких галактических широтах, примерно  $b = \pm 5^{\circ}$ . Это первое условие выборки. Второе условие состоит в том, что у выбранных звезд позиционные углы плоскостей поляризации должны быть определены наиболее точно, что возможно при большей степени поляризации ( $P \ge 0.5\%$ ). Остальные звезды, у которых степень поляризации P < 0.5%, были отброшены.

Таким образом, из каталога были выбраны звезды, которые удовлетворяли следующим условиям: 1. Звезды с галактической широтой |b| ≤ 5°. 2. Звезды со степенью поляризации P ≥ 0.5%.

Общее число звезд, удовлетворяющих этим условиям, оказалось N = 2933. Мы разбили их по позиционным углам плоскостей поляризации на равные интервалы:  $\Delta \theta = 5^{\circ}$ . Здесь  $\theta$  - позиционный угол плоскости поляризации света звезд относительно экваториальной плоскости Галактики.  $\theta = (90 - \theta_G)$ , где  $\theta_G$  - позиционный угол поляризации относительно направления север-юг Галактики. Когда плоскость поляризации лежит в экваториальной плоскости Галактики, то  $\theta = 0.3$  начение  $\theta$  меняется от +90° (в северном полушарии) до -90° (в южном полушарии). Результаты статистики приведены в табл. 1, где даны числа звезд N и интервалы позиционных углов плоскостей поляризации  $\Delta \theta$ .

Таблица 1

Δθ	N	-09	N
0-5	334	1-5	323
5-10	263	5-10	254
10-15	200	10-15	158
15-20	170	15-20	114
20-25	119	20-25	81
25-30	90	25-30	83
30-35	79	30-35	57
35-40	55	35-40	47
40-45	48	40-45	45
45-50	48	45-50	27
50-55	31	50-55	29
55-60	38	55-60	14
60-65	25	60-65	19
65-70	26	65-70	16
70-75	20	70-75	10
75-80	21	75-80	9
80-85	18	80-85	27
85-90	25	85-90	10
	1610		1323

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД ПО ПОЗИЦИОННЫМ УГЛАМ ПЛОСКОСТЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ЗВЕЗД

По данным табл. 1 было построено распределение звезд по позиционным углам плоскостей поляризации (рис. 1). Как видно из этого рисунка, максимум числа звезд находится в интервале  $\theta = \pm 5^{\circ}$ , т.с. примерно у 69% всех звезд с поляризованным светом позиционные углы плоскостей поляризации наклонены к плоскости Галактики меньше, чем  $\theta = 25^{\circ}$ , у 24% всех звезд позиционные углы поляризации находятся в пределах 25°<  $\theta \le 60^{\circ}$  и только у 7% звезд плоскость поляризации света наклонена к плоскости Галактики больше  $\theta \ge 61^{\circ}$ . По данным табл. 1 определены также средние значения позиционных углов и дисперсия, которые, соотвстственно, равны  $\overline{\theta} = 2^{\circ}.7$ ,  $\sigma = 22^{\circ}$ .

Пля выявления ытияния галах тической широты на это рапъеделение, мы рассмотрели тот же вопрос, но уже для других выборок по галактическим широтам: а)  $|b| \le 1^{\circ}$ , б)  $|b| \le 10^{\circ}$ . В обоих случаях значение  $\theta$  для максимумов распределений не отличалось от значения  $\theta$  для максимума распределения в случае  $|b| \le 5^{\circ}$ . Здесь можно лишь отметить, что в случае

### М.А.ЕРИЦЯН, Г.А.ПОГОСЯН

 $|b| \le 1^{\circ}$  число звезд резко уменьшается, а при  $|b| \le 10^{\circ}$  - увеличивается незначительно. Так как вид распределений и значения 0 максимумов в случаях  $|b| \le 1^{\circ}$  и  $|b| \le 10^{\circ}$  были такими же, как и при  $|b| \le 5^{\circ}$ , то эти распределения мы не приводим.



Рис. 1. Гаспределение звезд по позиционным углам плоскостей поляризации.

Распределение звезд по позиционным углам плоскостей поляризации, приведенное на рис. 1, даст общее представление о распределении позиционных углов плоскостей поляризации в окрестностях солнечной системы. Теперь представляет интерес рассмотреть, как изменяется это распределение в зависимости от расстояния звезд от Солнца.

4. Распределения звезд по позиционным углам плоскостей поляризации в зависимости от расстояния от Солица. Из поляриметрических наблюдений звезд известно, что позиционные углы плоскостей поляризации подвергаются большим изменениям: θ = ±90° (относительно галактичесого экватора). Причина этих изменений, в основном, обусловлена как существованием локальных магнитных полей, так и флуктуациями общего магнитного поля Галактики [15].

С этой точки зрения интерсно знать о совместном действии этих двух эффектов (локальных и галактических магнитных полей) на флуктуацию θ. Которая из этих двух эффектов играет большую роль, и с какого расстояния от Солнца они начинают действовать?

Чтобы получить представление о влиянии этих эффектов на θ в замисимости от расстояния от Солнца, мы разбили имскощнеся у нас все данные на 10 групп по расстояниям, с шагом 500 пк.

Поскольку число звезд с поляризацией света с расстояниями больше 4500 пк очень мало (N = 151), звезды с расстоянием от 4500-10000 пк взяты в одну группу.

#### ОРИЕНТАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГАЛАКТИКИ

Для каждой группы звезд построен график распределения по  $\theta$ . Полученные гистограммы для вссх 10 групп, кроме первой, показывают, что по мере удаления от Солнца с шагом 500 пк, распределения звезд по 0 принимают вид нормального гауссовского распределения. Начиная с расстояния больше 500 пк на всех 9 гистограммах в узком интервале  $\theta = \pm 5^{\circ}$  четко выражается максимум. Это означает, что, начиная с расстояния r > 500 пк, направления плоскостей поляризации света звезд обусловлены, в основном, галактическим магнитным полем. Следовательно, можно предполагать, что направление магнитного поля Галактики относительно плоскости Галактики тоже отклонено под углом, находящимся в интервале  $\theta = \pm 5^{\circ}$ .

Что касается первой группы (расстояния  $r \le 500$  пк), то это распределение имеет хаотический вид, обнаруживается слабый максимум, который находится в широком интервале позиционных углов  $\theta = \pm 25^{\circ}$ . Это говорит о том, что в этом объеме вокруг Солнца ( $r \le 500$  пк) позиционные углы поляризации определяются, в основном, локальными магнитными полями, которые имеют разные направления. Отсюда можно предположить, что влияние локальных магнитных полей обнаруживается на расстояниях от Солнца до нескольких сотен парсек.

Проведя более подробное исследование, мы построили график зависимости θ (среднее значение позиционных углов поляризации для каждой группы звезд) от расстояния *r*.



Рис. 2. Зависимость среднего значения позиционных углов плоскостей поляризации ( $\overline{\theta}$ ) от расстояния (r).

Из графика (рис. 2) четко следует, что, начиныя с расстояния 1000 пк, значение 0 почти не меняется и равняется чуть более 2°. Это означает, что на плоскость поляризации, начиная с r = 1000 пк, действует общее магнитное поле Галактики, которое наклонено к плоскости Галактики под углом ~2°.

557

В интервалс расстояния до *r* ≤ 1000 пк значение θ меняется в пределах от -1.5° до +4°, которое можно объяснить влиянием локальных магнитных полей Галактики.

Из рис. 2 определены дисперсия и среднсе значение средних позиционных углов плоскостей поляризации, которые, соответственно, равны  $\alpha = 1^{\circ} 5$ .  $\overline{\theta} = 2.5^{\circ}$ .

5. Заключение. Из результатов распределения звезд по позиционным углам плоскостей поляризации в зависимости от расстояния от Солнца можно сделать следующие выводы:

1. Позиционный угол плоскостей поляризации света звезд, следовательно, и плоскость магнитного поля Галактики наклонены к экваториальной плоскости Галактики и составляют с ней малый угол, находящийся в интервале θ ≈ 0 - 5°.

2. Воздействие локальных магнитных полей на позиционные углы плоскостей поляризации света звезд доминирует примерно до расстояния r = 500 пк.

3. Начиная с расстояния  $r \ge 500$  пк, влияние магнитного поля Галактики на позиционные углы плоскостей поляризации света звезд становится все заметнее и доминирует с расстояния  $r \ge 100$  пк.

Авторы благодарны д. ф.-м. н. Р.А.Варданяну за обсуждения и ценные советы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

## THE ORIENTATION OF THE MAGNETIC FIELD OF THE GALAXY IN THE SOLAR VICINITY

#### M.H.ERITSIAN, H.M.POGOSSIAN

On the base of analysis of position angles data of polarization planes for about 3000 stars ( $|b| \le 5^0$  and  $P \ge 0.5\%$ ) it is shown, that the angle between the magnetic field and the equatorial plane of the Galaxy is about 0-5°. The distance inside of which the influence of local magnetic fields of the Galaxy is higher on the position angle of polarization plane than the influence of magnetic field of the Galaxy, is estimated about 500 pc. For distance  $r \ge 1000$ pc the influence of the Galactic magnetic field becomes dominant.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. W.A. Hiltner, Astrophys. J., 109, 471, 1949.
- 2. W.A.Hiltner, Astrophys. J., 114, 241, 1951.
- 3. J.S. Hall, Science, 109, 166, 1949.
- 4. В.А.Домбровский, ДАН Арм.ССР, 12, 4, 103, 1950.
- 5. К.А.Григорян, Сообщ. БАО, 25, 45, 1958.
- 6. K.A.Serkowski, Astrophys. J., 156, L55, 1969.
- 7. Р.А.Варданян, Сообщ. БАО, 35, 3, 1964.
- 8. К.А.Григорян, М.А.Ерицян, Астрофизика, 7, 303, 1971.
- 9. R.S.Ellis, D.J.Axon, Astrophys. Space Sci., 4, 425, 1978.
- 10. D.J.Axon, R.S.Ellis, Mon. Notice Roy. Astron. Soc., 17, 499, 1976.
- 11. K.A.Serkowski, Adv. Astron. Astrophys., 1, 290, 1962.
- 12. R.N.Manchester, Astrophys. J., 186, 637, 1973.
- 13. Р.Р.Андреасян, А.М.Макаров, Астрофизика, 28, 419, 1988.
- 14. Р.Р.Андреасян, А.М.Макаров, Астрофизика, 31, 257, 1989.
- 15. Г.А.Шайн, Астрон. ж., 34, 3, 1957.
- 16. D.S.Mathewson, V.L.Ford, Y.Krautter, Bul. CDS, 14, 115, 1978.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 39** 

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК: 524.338.6

# МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СРЕДНЕЙ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

#### А.А.АКОПЯН

Поступила 30 апреля 1996 Принята к печати 15 мая 1996

Предложен метод для определения функции распределения средней частоты вспышек сверхновых эвсэд, аналогичный методу Амбарцумяна для определения функции распределения средней частоты вспышек вспыхивающих звезд. Из-за отсутствия необходимых данных, этот метод не применялся.

1. Введение. Определение функции распределения средней частоты вспышек сверхновых для конкретных совокупностей галактик представляет большой интерес с точки зрения теории эволюции звезд и звездообразования.

Прямос определение функции распределения средней частоты вспышек сверхновых звезд в настоящее время представляется невозможным из-за очень малого числа зарегистрированных вспышек. Для прямого определения функции распределения необходимо зарегистрировать хотя бы по 5-6 вспышек сверхновых в каждой галактике, входящих в данную совокупность. Судя по существующим оценкам частоты вспышек сверхновых (≤10<sup>-2</sup> год<sup>-1</sup>, см., например, [1]), прямое определение функции распределения представляется невозможным, по крайней мере, в течение ближайших нескольких сот лет.

С этой точки зрения представляет несомненный интерес возможность использования разработанного Амбарцумяном [2] метода определения функции распределения средней частоты вспышек вспыхивающих звезд, для определения функции распределения средней частоты вспышек сверхновых.

Согласно Амбарцумяну [3], для этого следует в работе [2] галактики рассматривать в качестве вспыхивающих объектов и заменить слово "вспыхивающая звезда" словом "галактика", а понятие "вспышка звезды" понятием "вспышка сверхновой в галактике".

Однако, несмотря на отмеченное сходство, есть определенные отличия, вызванные спецификой наблюдательного материала, которые не позволяют применить этот метод в первозданном виде.

Во-первых, в отличие от общего числа вспыхивающих звезд, общее число галактик в выборке в общем случае известно, поскольку выборка

А.А.АКОПЯН

составляется самим исследователем. Во-вторых, длительность времени наблюдений за отдельными галактиками выборки разная: в случас вспыхивающих звезд она почти одинакова.

Эти отличия, естественно, нашли свое отражение при решении задачи.

В задаче определения функции распределения средней частоты вспышек сверхновых звезд мы сталкиваемся с необходимостью использовать цензурированные наблюдения и соответствующие методы для обработки таких данных.

Под цензурированными наблюдениями имеется в виду, что в выборке объема N известное число наблюдений пропущено с одной или с обеих сторон. Важные примеры цензурирования наиболее часто встречаются в анализе данных типа времени жизни [4]. В данном случае цензурированным является наблюдение за той галактикой, в которой за все время наблюдений не зарегистрировано ни одной вспышки сверхновой звезды.

2. Функция распределения средней частоты вспышек сверхновых. Предположим, следуя Амбарцумяну [5], что последовательность вспышек сверхновых в отдельной галактике представляет собой последовательность Пуассона, т.е. вероятность k вспышек сверхновых, за время наблюдений t, в отдельной галактике равна:

$$p_k = \frac{(vt)^k e^{-vt}}{k!},$$

где v - средняя частота вспышек сверхновых в данной галактике.

Для пуассоновского распределения плотность распределения момента первой вспышки -  $\varphi(t)$  равна (см., например, [6]):

$$\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}e^{-\mathbf{v}t}$$

Для совокупности галактик, с плотностью распределения средней частоты вспышек сверхновых  $\psi(v)$ , плотность распределения моментов первых вспышек будет равна:

$$\varphi_1(t) = \int_0^\infty v e^{-vt} \psi(v) dv.$$

Для функции распределения  $\Phi_1(T) = \int \varphi_1(t) dt$ , соответственно, имеем:

$$\Phi_1(T) = \int_0^T \int_0^\infty v e^{-vt} \psi(v) dv dt.$$

Меняя порядок интегрирования и произведя интегрирование по *t*, получим:

562

#### МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ 563

$$\Phi_1(T) = \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 - e^{-vT}\right) \psi(v) dv,$$

или, учитывая условие нормировки  $\int \psi(v) dv = 1$ , имеем:

$$1 - \Phi_1(T) = \int_0^\infty \psi(v) e^{-vT} dv.$$
 (1)

В анализе данных типа времени жизни функция  $F_1(T) = 1 - \Phi_1(T)$  известна как функция надежности, или функция выживания [4].

Из (1) следует, что искомая функция плотности распределения средней частоты вспышек сверхновых  $\psi(v)$  равна обратному преобразованию Лапласа функции выживания:

$$\Psi(\mathbf{v}) = \mathbf{L}^{-1}[F_1(T)],$$
(2)

где L<sup>-1</sup>- оператор обратного преобразования Лапласа.

3. Функция выживания  $F_1(T)$ . Чтобы минимизировать неизбежные ошибки, присущие обратному преобразованию Лапласа, необходимо как можно точнее представить функцию выживания с помощью наблюдательных данных, среди которых много цензурированных, поскольку в настоящий момент в подавляющем большинстве галактик за все время наблюдений не произошло ни одной вспышки сверхновой звезды.

Поскольку в календарном времени начальные моменты наблюдений за отдельными галактиками данной выборки, вообще говоря, разные, то введем условное время, в котором начала наблюдений (в результате совмещения) совпадают друг с другом и с началом отсчета условного времени t = 0.

Обозначим через *t*, моменты условного времени, в которых зарегистрированы вспышки сверхновых. Для каждой галактики определим величину *T* как момент первой вспышки в данной галактике, если она имела место. Если же вспышка не имела место, то *T*- общее время наблюдений за этой галактикой.

Пусть  $n_i$  - число галактик, для которых  $T \ge t_i$ , а  $m_i$  - число галактик, у которых в момент условного времени  $t_i$  зарегистрированы первые вспышки сверхновых.

В этом случае, оценкой максимального правдоподобия функции выживания F<sub>1</sub>(T) является оценка Каплана-Мейера (см., например, [4]): А.А.АКОПЯН

$$F_1(T) = \prod_{i=1}^{T} \left( 1 - \frac{m_i}{n_i} \right)$$
(3)

где через  $\prod$  обозначено произведение по всем *i*,  $t_i \leq T$ . Дисперсия этой оценки равна [4]:

$$D[F_{1}(T)] = [F_{1}(T)]^{2} \sum_{i=1}^{T} \frac{m_{i}}{n_{i}(n_{i}-m_{i})},$$
(4)

где  $\sum_{i=1}^{T}$  - сумма по всем  $i, t_i \leq T$ .

Таким образом, задача определения функции плотности распределения средней частоты вспышек сверхновых звезд сводится к обратному преобразованию Лапласа функции выживания  $F_1(T)$  (3), с учетом ошибок его определения (4).

К сожалению, в настоящее время полученные результаты не могут найти применсние из-за очень большого количества цензурированных данных. Например, для выборок, приведенных в [1], процент галактик, у которых зарегистрированы вспышки сверхновых звезд, меньше 10. Ясно, что в этом случае ошибка оценки  $F_1(T)$  будет большой, что приведет к еще большим ошибкам определения искомой функции при применении обратного преобразования Лапласа. Таким образом, приведенное решение задачи в настоящий момент представляет лишь методический интерес. Его применение станст возможным, наверное, через несколько десятков лет систематических наблюдений, когда процент галактик, у которых зарегистрированы вспышки сверхновых звезд, составит хотя бы 60-70. Учитывая это обстоятельство, в данной статье детально не рассматриваются практические пути решения задачи, в частности, обратного преобразования Лапласа функции выживания.

4. Заключение. Предложен метод для определения функции распределения средней частоты вспышек сверхновых в галактиках. Аналогичный метод был впервые применен Амбарцумяном [2] для определения функции распределения средней частоты вспышек вспыхивающих звезд. Приведенный в данной работе метод отличается от этого метода тем, что в работе [2] решение получается путем обратного преобразования Лапласа наблюдаемой функции плотности распределения моментов первых вспылиех  $\varphi_1(t)$  (с точностью до постоянного множителя). При этом плотность распределения аппроксимируется аналитической

564

функцией, для которой обратное преобразование Лапласа известно, и неявно экстраполирустся на большие значения /

В данной же работе решение получется путем обратного преобразования Лапласа наблюдаемой функции выживания (2). При этом, функция выживания  $F_1(T)$  оценивается с помощью статистической оценки Каплана-Мейера (3), что, впрочем, не исключает дальнейшей аппроксимации полученной функции  $F_1(T)$ , с целью получения аналитического выражения для искомой функции плотности распределения средней частоты вспышек сверхновых звезд -  $\psi(v)$ .

При практическом решении обратной задачи, к числу которых относится данная задача, очень полезно знание предварительной информации о характере исходной функции, в данном случае -  $F_1(T)$ . В этом отношении функция  $F_1(T)$  обладает несомненным преимуществом: по своему определению она является монотонно убывающей функцией T и изменяется строго в пределах от 1 до 0. С практической точки зрения, представляется очень важной также возможность оценить ошнбку определения  $F_1(T)$  по формуле (4).

Из-за отсутствия необходимых данных, разработанный метод не применялся.

Автор будет благодарен, если кто-нибудь из коллег укажет на возможность применения предложенного метода к конкретной совокупности галактик.

Автор выражает благодарность проф. Л.В.Мирзояну за внимательное прочтение статьи и за замечания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

## ON THE METHOD OF DETERMINATION OF THE MEAN SUPERNOVAE RATE DISTRIBUTION FUNCTION

#### **A.A.AKOPIAN**

A method of determination of the mean supernovae rate distribution function was proposed, like Ambartsumian's method of the flares mean frequency distribution function for the flare stars. Because of the lack of necessary data, the method was not applied.

#### А.А.АКОПЯН

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. E. Cappellaro, M. Turatto, S. Benetti, D. Yu. Tsvetkov, O.S. Bartunov, I.N. Makarova, Astron. Astrophys., 268, 472, 1993.
- 2. В.А.Амбариумян, Астрофизика, 14, 367, 1978.
- 3. *В.А.Амбарцумян*. Научные труды, т. 3, АН Арм. ССР, Ереван, 1988, с. 360.
- 4. Д.Р.Кокс, Д.Оукс, Анализ данных типа времени жизни, Финансы и статистика, М., 1988.
- 5. В.А.Амбарцумян, Звезды, Туманности, Галактики, Бюраканский симпозиум, АН Арм. ССР, Ерсван, 1968, с. 283.

for a third sector of training and here the sector have been

6. Г.Корн, Т.Корн, Справочник по математике, Наука, М., 1984.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 39** 

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК: 524.6-32

## К ВОПРОСУ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СИСТЕМ НИЗКОЙ И ВЫСОКОЙ СКОРОСТЕЙ В ГАЛАКТИКЕ NGC 1275

#### Л.П.МЕТИК, И.И.ПРОНИК Поступила 20 июня 1996 Принята к печати 1 июля 1996

Рассмотрены опубликованные в литературе данные о системах разных скоростей галактики NGG 1275. Одна из систем связана с галактикой NGG 1275 (low velocity system - LV), другая приближается к ней со скоростью 3000 км/с (high velocity system - HV). Многие из собранных результатов, полученные по споктрам и прямым изображениям в ультрафиолетовой, оптической, красной и инфракрасной областях спектра, свидетельствуют о взаимодействии этих систем. Оно проявляется в одинаковой форме и пространственном распложении филаментов газа обеих систем. в вытянутости некоторых из них к ядру галактики и в увеличении яркости HV - газа вблизи некоторых скоплений молодых звезд LV системы. Газ HV системы наблюдается на расстояния 0°.5 (170 пк), а газ промехуточной скорости (IV - 600-1520 км/с относительно скорости NGC 1275 - intermediate velocity) - на расстояниях меньше T' (2.5кпк) от ядра галактики. Мы предполагаем, что редкие случан обнаружения IV-газа связаны с тем, что его ищут в основном по наблюдениям в линии H<sub>a</sub>. При скорости 600-900 км/с H<sub>a</sub> линия IV-газа сливается с линией [NII] 6584Å газа LV.

1. Введение. Две системы газа доминантной галактики скопления NGC 1275, были обнаружены Минковским [1]. Размеры их сравнимы с размером самой гигантской, эллиптической галактики NGC 1275 [2]. Лучевая скорость одной из систем газа (LV) равна лучевой скорости галактики NGC 1275 (5200 км/с), а второй (HV) - на 3000 км/с больше.

Интерсс к феномену двух систем газа в NGC 1275 и их природе не ослабевает со временем. Обнаружение и исследование рентеновского излучения в центральной области скопления Персся привели к гипотезе, что LV - газ представляет собой филаменты охлаждающегося потока из скопления галактик [3]. Вопрос о природе HV - газа остается открытым.

Юнг и др. [4] наблюдали систему HV - газа в линии поглощения 21 см нейтрального водорода в непрерывном радиоспектре галактики NGC 1275. Их результат свидетельствует о том, что система HV - газа находится ближе к наблюдателю, чем галактика NGC 1275.

Бааде и Минковский [5] считали, что HV - газ принадлежит галактике позднего типа, которая сталкивается с галактикой NGC 1275. Большой поток наблюдательной информации позволил выдвинуть и другие гипотезы. Бербиджи [6], Линдс [2], Мебурн и др. [7] предполагали, что система HV - газа выброшена из ядра галактики NGC 1275. Юнг и др. [4], Оорт [8], ван ден Берг [9], Рубин и др. [10], Кент и Саржент [11] и другие не обнаружили следов взаимодействия систем газа HV и LV и пришли к выволу, что имеет место случайное наложение двух галактик. При этом предположении возникает трудность: вероятность встречи двух галактик на луче зрения равна 0.04, а двух галактик с эмиссией еще меньше [12].

В связи с проблемой природы системы HV - газа в галактике NGC 1275 продолжается поиск признаков взаимодействия этого газа с системой LV - газа. Исходя из общих соображений, можно ожидать такого взаимодействия. Известно, что примерно 45% доминантных галактик скоплений имеют один или более спутников [13], и в половине из этих случаев наблюдаются следы морфологического взаимодействия. При этом дисперсия лучевых скоростей взаимодействующих галактик порядка 800 км/с, но иногда достигает 2000 км/с [14,15]. Галактика NGC 1275 может быть одной из версий такого феномена. Необычно большая скоростей галактик скопления десь не противоречит большой дисперсии скоростей галактик скопления Персея, где ее радиальная составляющая равна 1420 км/с [16].

Мы собрали из литературы данные, свидетельствующие о взаимодействии двух систем газа галактики NGC 1275. Ниже представлены результаты обсуждения этого материала. Расстояние до галактики NGC 1275 принято 72 Мпк (1"= 350 пк) [6]. За нуль пункт лучевых скоростей принята лучевая скорость галактики NGC 1275 - 5200 км/с.

2. Признаки взаимодействия двух систем газа галактики NGC 1275 по данным разных авторов. В литературе приводятся различные признаки существования взаимодействия LV и HV систем галактики NGC 1275.

1. Бааде и Минковский [5] считали, что системы газа HV и LV взаимодействуют в процессе столкновсния, и при этом создаются условия для обеспечения энергией радиоисточника галактики NGC 1275.

2. Бербиджи [6] обнаружили филаменты LV - газа, расположенные в 15" от ядра с позиционным углом (ПУ) = 20°, имеющие систематические отрицательные по отношению к галактике, скорости, максимальные из которых достигают 540 км/с. Они считали, что в этом ПУ часть газа LV - системы летит в сторону HV - системы. В.Проник [17] обратил внимание на то, что в этом месте галактики одна из спиралей LV - газа образует петлю, через которую, видимо, и происходит перекачка газа из одной системы в другую.

3. Были обнаружены звездные группировки, связанные с LV - газом, около которых наблюдаются пики яркости HV - газа. Метик, Проник и Афанасьев [18,19] - исследователи системы HV и LV - газа по спектрам, полученным на 6м телескопе с дисперсисй 93 А/мм. На рис. 1 приведена копия фотографии центральной области галактики NGC 1275, полученной

#### ГАЛАКТИКА NGC 1275

Бааде в ультрафиолстовых лучах [20]. На ней обозначена ориентация щели спекрографа при наблюдениях на 6м телескопе. Щель проходила через детали "b", "c", "d", "e". Анализ спектров показал, что именно в области расположения деталей "b" и "c" можно ожидать взаимодействия систем газа HV и LV. Деталь "c" была обнаружена Бербилжами [6], как голубой сгусток, расположенный в 3" к северу от ядра. Спектр ее [18] показал, что это гигантская сверхассоциация ранних звезд и LV - газа размером 1" × 3".5 (350 пк × 1 кпк) абсолютной величины  $M_0 \sim -15^{m}.8$ , расположенная на расстоянии всего 1 кпк от ядра NGC 1275.



Рис. 1. Копия фотографии центральной области галактики NGC 1275, полученная Бааде на 200° телескопе в лучах λ ≤ 4000 Å [20], а - ядро галактики, b, c, d, e - детали в структуре галактики, которые обсуждаются в тексте. Прямыми линиями показано направление щели спектрографа при наблюдениях на бы телескопе [18,19].

Было получено распределение яркости газа LV и HV систем в эмиссионных линиях [OII] 3727 Å, H<sub>β</sub>, [OIII] 5007 Å, H<sub>α</sub> и [NII] 6584 Å вдоль направления щели спектрографа. Оно показано на рис. 2b, из которого видно, что пики яркости приходятся на места расположения деталей "b", "c" и "d", излучающих также и в непрерывном спектре. Наибольшую яркость во всех эмиссионых линиях LV - газ имеет в области детали "c", а HV - газ в области деталей "b" и "d". Было сделано предположение, что LV - газ связан с группировкой звезд "c", а HV - газ - с областями деталей "b" и "d". Деталь "c" как бы погружена в облако LV - газа, имеющее повышенную, по сравнению с соседними областями, яркость в спектральных линиях [OII] H<sub>8</sub>, [OIII] H<sub>α</sub> и [NII]. Размер этого облака в лучах линии H<sub>а</sub> порядка 15<sup>°</sup> или 5кпк. На рис. 2*b* можно видеть небольшой пик яркости также и HV системы газа в области дотали "с" - факт, который дает основание для предположения, что эта деталь связана не только с LV, но и с HV - газом.

Наблюдения Коле и др. [21] подтвердили, что положение объекта "b" в оптической области спектра совпадает с пиком яркости одного из ярких облаков HV - газа. Карта изофот системы HV - газа, полученная



Рис. 2. Распределение яркости газа в эмиссионных линиях [OII] 3727 Å, H<sub>3</sub>, [OIII] 4959+5007 Å, H<sub>a</sub> и [NII] 6584 Å вдоль направления щели спектрографа (см. рис. 1) согласно [19]. "b", "c", "d", "e" соответствуют деталям на рис. 1. *а* - для газа низкой скорости, *b* - для газа высокой скорости.

#### ГАЛАКТИКА NGC 1275

Колс и др., с узким фильтром, обеспечивающим разрешение по скорости в линии H<sub>a</sub> в 330 км/с, представлена на рис. 3. Видно, что распредсление яркости этого газа крайне неравномерно. При этом наиболее яркие его области располагаются к северу от ядра галактики. Самые близкие к



Рис. 3. Поверхностная яркость системы газа HV в лучах H<sub>a</sub> согласно Кале и др. [21]. Положение ядра обозначено крестиком. Прямоутольниками выделены отдельные объекты области HV - газа. Прямые линии - то же, что на рис. 1.

ядру - области № 5, 6 и 7. Их расстояния от ядра в проекции на небесную сферу соответственно равны 7", 4".5 и 11" (2.5 кпк, 1.5 кпк и 4 кпк). Представляло интерес сравнить распределения яркости газа LV и HV, полученные нами [18] по наблюдениям на 6м телескопе вдоль направления "с-d" (вдоль прямой, показанной на рис. 2b), с распределением, представленным на рис. 3. Как было отмечено раньше, щель спектрографа при наблюдениях на 6м телескопе проходила через деталь "b". Сравнение карт, полученных Коле и др. [21] в лучах непрерывного спектра и в личии H<sub>a</sub> газа HV, показало, что положение детали "b" на изображении в оптике совпадает с пиком яркости HV - облака, расположенного в области № 5, пик яркости области № 6 располагается в 1".5 севернее детали "с", а деталь "d" (рис. 2b) занимает положение на юговосточной границе облака области № 7. Пространственное распределеине яркости HV - газа на картах рис. 2b и рис. 3 полное. Абсолютные яркости облаков на сбоих очсунках совпадают с точностью до 30%. Из рис.3 видно, что облако области № 8 HV - газа, на краю которого расположена деталь "с", является одним из самых ярких среди облаков газа высокой скорости. Изофоты облака № 6 вытянуты в сторону детали "с" и далсе - в сторону ядра галактики NGC 1275. Эти данные свидстельствуют в пользу нашего предположения о том, что деталь "с" расположена в одной из главных областей взаимодействия систем газа LV и HV.

Было измерсно поле скоростей системы газа LV вдоль направления "b-c". Отмечено плавное возрастание этой скорости в направлении от "c" к "b", вблизи последней - на 600 км/с. Создастся впечатление, что в области детали "b" имсется агент, который способствуст увеличению скорости LV - газа.

Указанные выше данные привели авторов к предположению, что именно область деталей "b" и "c" является одним из возможных районов взаимодействия двух систем газа между собой и через деталь "c" - с ядром галактики.

4. Получены свидетельства того, что формы наиболее ярких филаментов обсих систем газа, их размеры и направления вытянутости одинаковы. Ху и др. [22] получили изображение двух систем газа галактики NGC 1275 с эталоном Фабри-Перо с полосой пропускания ЗА и ССD камерой. Они обнаружили, что наиболее яркие части обсих систем газа вытянуты в одном и том же направлении. Формы и размеры их филаментов похожи, наиболее яркие области систем HV и LV расположены довольно близко друг к другу. Эти наблюдения позволили авторам сделать предположение, что две системы газа находятся в ударном взаимодействии.

Мебурн и др. [7] исследовали структуру галактики NGC 1275 по узкополосным наблюдениям в непрерывном спектре на длине волны 5200 Å и в линии [OIII] 5007 Å газа HV - системы. Был обнаружен яркий филамент длиной 20" (6800 пк), светящийся в непрерывном спектре и содержащий сгустки газа HV системы, ориентированный точно на ядро галактики в ПУ = 295°. В непосредственной близости от ядра галактики в этом ПУ был обнаружен LV - газ со скоростью 800 км/с, и было сделано предположение, что именно в этой области происходит взаимодействие HV и LV - газа. Болес того, авторы не исключают, что их данные говорят в пользу гипотезы, что система HV - газа может быть результатом потока из ядра NGC 1275.

Близкое расположение в пространстве наиболее ярких структур газа LV в линин H<sub>a</sub> и HV - газа в линии 5007 Å была отмечена Унгером и др. [12] по картам изофот, полученным с интерферомстром Фабри-Перо. Был сделан вывод, что наблюдается прохождение двух галактик друг сквозь друга. 5. По ряду наблюдений была выявлена высокая степень турбулентности LV - газа. Как показали Кент и Саржент [11], существуют значительные различия в ширинах эмиссионных линий в спектрах излучения LV и HV - газа: FWHM для эмиссионных линий LV - газа составляет 350 км/с, а линий HV - газа - от 57 до 100 км/с. Позже это подтвердили и другие авторы. Так, Ферруит и Пеконтал [23] нашли области вблизи ядра галактики, где FWHM линий LV - газа равно 500-680 км/с. Болыпая ширина эмиссионных линий LV - газа обычно интерпретируется в рамках гипотезы повышенной турбулентности этого газа, обусловленной его природой, как охлаждающегося потока из скопления галактик Персея. В этой модели в филаментах LV - газа должна быть повышенная степень турбулентности. Но не исключена и другая интерпретация: большая ширина эмиссионных линий LV - газа - это результат влияния приливных сил взаимодействующей HV - системы. Вероятнее всего работают оба фактора.

Яффе [24] исследовал систему LV - газа по линии поглощения 21 см нейтрального водорода в непрерывном радиоспектре излучения NGC 1275. В спектре NGC 1275 ширина этой линии оказалась необычно большой - FWHM = 580 км/с, тогда как в спектрах других галактик ее ширина не больше 150 км/с. Свой результат Яффе объясняет высокой степенью турбуленции облаков нейтрального водорода в системе LV газа галактики NGC 1275, которая поддерживается либо течением охлаждающегося потока из скопления галактик Персея, либо возмущением соседней взаимодействующей галактики.

3. Дискуссия. Наиболее распространенные возражения против гипотезы взаимодействия систем газа низкой и высокой скорости в галактике NGC 1275 основаны на фактах отсутствия HV - газа около ядра галактики в исключительно редких случаях наблюдения следов газа промежуточной скорости, а также признаков взаимодействия в системе LV газа. При анализе материала, собранного из литературы, мы обнаружили данные, которые могут восполнить эти пробелы.

3.1. Газ высокой скорости. Облака HV - газа наблюдаются в непосредственной близости от ядра галактики NGC 1275. Из рис. 3 видно, что наиболее яркие облака этого газа действительно располагаются севернее ядра галактики. Но южнее ядра также наблюдаются филаменты HV - газа, хотя и существенно более слабые по яркости, чем северные облака. Некоторые южные сгустки HV - газа находятся на расстоянии всего 1".5 (500 пк) от ядра. Таким образом, наблюдения Коле и др. [21] показали, что ядро NGC 1275 окружено облаками HV - газа - на севере значительно более яркими, чем на юге.

3.2. Газ промежуточной скорости. Отсутствие газа промежуточной скорости отмечалось многими авторами - Бербиджами [6], Линдсом [2],

#### л.п.метик, И.И.ПРОНИК

Коле и др. [21] и другими. И действительно, газ промежуточной скорости наблюдается крайне редко. Метик и Проник [18] обнаружили облака газа скорости 600 км/с в районе объекта "b", Мсбурн и др. [7] - облака газа скорости 800 км/с вблизи ядра гаклактики в ПУ = 295°.



Рис. 4. Карта изофот околоядерной области галактика NGC 1275, полученная Ферруитом и Пеконталом [23]. Буквами обозначены области разных физических и кинематических условий. Прерывистая линия - для системы LV - газа, сплощная - для системы HV - газа.

Интересный результат был получен Ферруитом и Пеконталом [23] по наблюдениям методом двухмерного спектрографирования на телескопе Хабла. На рис. 4 представлена карта изофот из их работы - сплошной и прерывистой линиями для HV и LV - газа, соответственно. Области, отличающиеся характеристиками эмиссионных линий, они обозначили разными буквами. В частности, область "А" содержит газ, профили линии Н\_ которого указывают на существование 3-х систем газа - HV, LV, а также IV - газа, имеющего скорость +1520 км/с. Координаты области "А" относительно ядра галактики Δα = +2".2, Δδ = +2".1. Ферруит и Пеконтал [23] отмстили три пика яркости HV - газа вблизи ядра, самый близкий из которых имеет координаты относительно ядра:  $\Delta \alpha = +0^{\circ}.5$ ,  $\Delta \delta = +1^{\circ}.9$ . Из рис. 4 следуст, что область "А", в которой обнаружен IV - газ, имеющий скорость +1520 км/с, расположена между пиками яркости системы газа НУ. Все эти результаты могут рассматриваться, как свидстельство в пользу предположения, что область "А" является одним из районов взаимодействия систем HV и LV. Интересно, что она расположена между ядром галактики и деталью "b", где по нашему мнению [18] находится один из районов взаимодействия двух систем газа галактики NGC 1275.

Таким образом, наблюдаемая величина скорости IV - газа в галактике NGC 1275 составляет примерно 600-800 км/с, и в одном исключительном

случае она равна 1520 км/с. Если скорость газа определяется по эмиссионной линии Н, то сдвиг в длине волны при скоростях 600-800 км/с составит всего 13-18 А. Эмиссия газа такой скорости в линии Н", лабораторная длина волны которой равна 6563 А, сольстся с эмиссией линии [NII] 6584 А. В спектре LV - газа эта линия значительно ярче, чем в спсктре облаков IV - газа. Поэтому при наблюдениях трудно выделить IV - газ, будет отмечаться только увеличение отношений интенсивностей линий [NII] 6584/H, в спектре LV - газа. Факт высокого значения всличины этого отношения был отмечен Бербиджами [6], Кентом и Саржентом [11] и др. Например, Кент и Саржент привели его значения 0.07 и 0.84 для HV и LV - газа, соответственно. Этот результат обычно интерпретирустся как указание на разные физические условия в двух системах газа. Но повышенное отношение интенсивности линии азота по сравнению с линией Н, может быть ложным, если она блендирована с линией Н<sub>п</sub> газа IV. Если скорость последнего в пределах 0 ≤ V, ≤ 960 км/с, то эмиссия линии H, газа IV попадает на голубое крыло линии [NII] 6584 Å газа LV, а если она больше 960 км/с, то - на красное крыло. Поэтому, наибольшая вероятность заметить эмиссию линии Н облаков IV - газа осуществляется, если их скорости превышают 960 км/с. Такие случаи, по-видимому, очень редки. Поэтому мы считаем, что вывод о высоком отношении интенсивностей линий [NII] 6584/Н, в спектре газа LV должен быть подтвержден наблюдениями высокого динамического диапазона, а также высокого спектрального и пространственного разрешения.

3.3. К вопросу о природе звездообразного объекта, расположенного в 7" на NE от ядра галактики NGC 1275 (детали "b"). Вопрос о природе детали "b" (рис. 1) имсет непосредственное отношение к вопросу о взаимодействии систем LV и HV в галактике NGC 1275. Все данные наблюдений, приведенные выше, свидетельствуют о том, что (как мы ранее предполагали [18]) деталь "b" и/или область, примыкающая к этой детали, могут быть связаны с ситемой газа HV. Однако существуют наблюдения, которые вызывают сомнения в таком предположении.

Спектр объекта "b" был получен Минковским [20], а затем и другими наблюдателями. Они отметили в спектре яркие линии поглощения H и K Call нулевого красного смещения. Рубин любезно прислала нам копию спектра объекта "b", полученного в прямом фокусе 4м телескопа [10]. На спектре ясно видны линии поглощения H и K, Call, которые имеют такое же красное смещение, что и аналогичные линии ночного неба. Этот факт послужил основанием для заключения, что объект "b" является звездой нашей Галактики.

Хьюго и Робсон [25] опубликовали изображение центральной области галактики NGC 1275 в инфракрасных лучах (длина волны 2.2 мкм) и

TRANSFORMENT OF THE STORE AND AND A DESCRIPTION OF THE PARTY OF THE PA

спектр объекта "b", полученный с высоким спектральным разрешением при изображении - 1".4. На рис. 5*а* приведена карта изофот инфракрасного изображения центральной области галактики из работы Хьюго и Робсона. Ядро галактики не разрешено. На северо-востоке, примерно в 7" от ядра ниден объект "b". Хьюго и Робсон провели ВVHK фотометрию этого объекта и считают, что по показателям цвета он близок звезде спектрального класса F8-G2.

Спектр излучения объекта "b" в голубой области из работы Хьюго и Робсона [25] показан в нижней части рис. 6. По их оценке он соответствуст звезде спектрального класса F4-F6. Линии поглощения нулевого красного смещения Н и К Call и ряд водородных линий, в том числе H<sub>8</sub> и H<sub>γ</sub>, обозначены на рисунке буквами.

Дудинов и др. [26] получили прямые снимки околоядерной области галактики NGC 1275 в голубых лучах при качестве изображения - 0".7. На них объект "b" не отличается от звезд.

Шилдс и Филлипенко [27] из своих наблюдений тоже сделали вывод, что объект "b" является звездой нашей Галактики.

Но имеется ряд наблюдательных фактов, которые свидстельствуют, что "b" - объект пскулярный. Спектры, полученные в прямом фокусе бм телескопа [18], позволили оценить спектральный класс объекта. Он оказался разным в голубой и красной областях спектра. По фотометрическим и спектральным данным обнаружена связь области объекта "b" с системой газа HV, которая была подтверждена и данными узкополосных наблюдений Коле и др. [21]. Яркость газа HV в эмиссионных линиях [OII] 3727 A, H<sub>p</sub>, [OIII] 4959+5007 A, H<sub>a</sub>, [NII] 6584 A возрастает с приближением к этому объекту (см. рис. 2*b*). Скорость газа в направлении от объекта "c" к объекту "b" (рис. 1) плавно растет и около последнего достигает 600 км/с.

Прокофьева и др. [28] получили BVR величины объекта "b":  $V=16^{m}.00$ , B- $V=0^{m}.54$ ,  $V-R=0^{m}.98$ . Эти показатели цвета не соответствуют ни показателям цвета непокрасневших одиночных звезд, ни звезд, покрасневших на межзвездной пыли при нормальном законе покраснения.

Примечателен также факт, что ПУ объекта "b" относительно ядра галактики NGC 1275, равных 45°, отмечен разными наблюдениями, как "особенный". В этом ПУ, в частности, происходит выброс релятивистских частиц из ядра галактики на шкале расстояний миллисекунды [29]. Цепочка радиооблаков, излучающих на длинах волн 18-73 см, проходит от ядра галактики точно через объект "b" и продолжается далее в этом же направлении до расстояния 15" от ядра галактики [30].

Карты изофот в инфракрасной области и спектр объекта "b", опубликованные Хьюго и Робсоном [25] и приведенные на рис. 5*a* и 6, также содержат информацию в пользу пекулярности объекта "b" или его области. На рис. 5*a* привлекает внимание сгусток изофот, расположенный

#### ГАЛАКТИКА NGC 1275

примерно в 1" к северу от объекта "b". Мы наложили карту изофот ярких облаков HV - системы, расположенных в областях № 5, 6 и 7 рис. 3, на карту рис. 5*а*. Результат показан на рис. 5*b*. Видно, что пик яркости HV - газа области № 5 проектируется точно на сгусток изофот на карте 2.2 мкм, расположенный в 1" к северу от пика яркости объекта "b". В то же время на картах центральной области галактики NGC 1275, полученных



Рис. 5. *а* - Инфракрасное изображение NGC 1275 на длине волны 2.2 мкм согласно Хьюго и Робсону [25]. Показан объект "b" - то же, что на рис. 1. По осям отложены расстояния в пикселах. Ориентация та же, что на рис. 1. *b* - карта рис. 5а с наложенными изофотами HV - газа около пиков его яркости в областях № 5, 6 и 7, согласно рис. 3.

577

#### Л.П.МЕТИК, И.И.ПРОНИК



Рис. 6. Оптический спектр излучения деталей галактики NGC 1275 по работе Хьюго и Робсона [25]. Верхний спектр относится к сейфертовскому ядру NGC 1275. Представлено отождествление его ярких эмиссионных линий. В середине показан спектр стандартной звезды спектрального класса F6 по данным Буглера и др. [31]. Он смещен в красную сторону в соответствии с красным смещением спектра излучения NGC 1275. Нижний спектр относится к детали "b" (рис. 1). Внизу обозначены эмиссионные линии, отождествленные Хьюго и Робсоном [25]. Линин поглощения - 1, 2, 3 обсуждаются в тексте.

в оптической области спектра, пик яркости HV - газа совпадает с объектом "b" (см. рис. 2b и карты в работе Коле и др. [21]). Отсюда возникает предположение, что объект "b" сложный и, видимо, состоит из звездообразной детали и компактного объекта, связанного с системой HV газа. На картах низкого пространственного разрешения составляющие объекта "b" сливаются вместе.

Сложная природа объекта "b" подтверждается и его спектром, представленным в нижней части рис. 6. Этот спектр мы сравнили со

спектром стандартной звезды спектрального класса F6, опубликованным Бутлером др. [31]. Он тождествен спектру стандартной звезды, который использовали Хьюго и Робсон [25] из работы Якоби и др. [32]. Все линии нулсвого красного смещения, отождествленные Хьюго и Робсоном в спектре излучения детали "b", действительно в нем присутствуют. Но при сравнении спектров звезды F6 и объекта "b" оказалось, что в последнем есть абсорбционные детали "1", "2", "3", указанные на рисунке наклонными стрелками, которые отсутствуют в спектре звезды сравнения. Особенно яркой является дсталь "3", эквивалентная ширина которой примерно равна эквивалентной ширинс полосы G, расположенной около линии Н в спектре нулевого красного смещения. Если спектр сместить в красную сторону в соответствии со смещением спектра галактики NGC 1275, то абсорбционные детали "1-2" в спектре объекта "b" совпадут по положению с линиями Н и К Call и Н, звезды сравнения. Возникает предположение, что спектр объекта "b" содержит две системы линий поглощения, одна из которых имеет нулевое красное смещение, а вторая - равное красному смещению галактики NGC 1275. Но в "смещенном" спсктре нет линии поглощения Н. Мы предполагаем, что эта линия замыта сильной эмиссией линии H, LV - газа. Смещенная эмиссионная линия [OII] 3727 А этого газа хорошо видна в спектре объекта "b". Следы эмиссии LV - газа можно найти в смещенных линиях поглощения H, и H...

Таким образом, спектр дстали "b", полученный Хьюго и Робсоном [25], не противоречит предположению, что объект "b" состоит из двух объектов разного красного смещения. Один из них имеет нулевое красное смещение, другой - красное смещение галактики NGC 1275. Отношение интенсивностей линий К и H+H, в спектре последнего позволяет оценить его спектральный класс: в области длин волн 4000 Å он - АЗ-А5. Принимая эквивалентную ширину линии поглощения H Call стандартной звезды спектрального класса АЗ-А5, согласно Фениной [33], можно оценить, что система звезд, имеющая спектр типа АЗ-А5, связанная с LV - газом, составляет примерно 40% общего потока в голубой области объекта "b". По Дудинову и др. [26], звездная величина объекта "b"  $B = 16^{m}$ .3. Отсюда мы получим оценки яркости для "смещенный объект находится в галактике NGC 1275 и взаимодействует с ее ядром. Признаки взаимодействия были рассмотрены выше.

Нскоторые наблюдения позволяют заподозрить существование стратификации излучения объекта "b". По снимкам, полученным в зеленой области спектра с планстарной камерой на телескопе Хаббла Хольцманом и др. [34], расстояние объекта от ядра галактики примерно равно 6".8. По определению Смит и др. [35] в лучах  $\lambda$  2400 Å оно равно 8".4. Можно оценить абсолютную величину той части объекта "b", которая принадлежит галактике NGC 1275 и является системой звезд спектрального типа A3-A5 по ее наблюдаемой звездной величине  $B = 17^{m}.3$ . При расстоянии до галактики NGC 1275 равном 72 Мпк, абсолютная величина этого образования –  $M_{a} = -17^{m}.0$ . Эта яркая сверхассоциация, сравнимая по абсолютной величине с голубым образованием, расположенным в 3" к северу от ядра [6] (деталь "c" на рис. 1), а также со скоплениями ранних звезд, изученными Хольцманом и др. [34] в окрестностях ядра галактик.

Таким образом, из всего вышесказанного следует, что по величине красного смещения сверхассоциации "b" и "с" принадлежат системе низкой скорости галактики NGC 1275 и в то же время тесно связаны с ситемой высокой скорости. Изложенные выше результаты спектральных и узкополосных фотометрических наблюдений позволяют предполагать, что взаимодействие LV и HV - систем происходит в областях № 5 и 6 карты Коле и др. [21] (рис. 3 и 5b). Две вытянутые параллельные структуры HV - газа в области № 7 той же карты, по-видимому, также участвуют в этом взаимодействии. Южный вытянутый филамент этой области направлен точно на ядро галактики (см. рис. 5b), а северный филамент - направлен на яркую область № 6 HV - газа, которая взаимодействует с деталью "с". В результате весь этот комплекс структур HV и LV - газа оказывается связанным с ядром галактики через деталь "с".

Объект нулевого красного смещения детали "b" интерпретировать трудно. Если это звезда нашей Галактики, то она с точностью до 1" спроектирована на сверхассоциацию галактики NGC 1275. Вероятность такого события очень мала. Поэтому мы считаем, что вопрос о природе этого объекта остается открытым.

4. Заключение. В настоящее время в литературе имеется достаточно данных, чтобы сделать предположение о взаимодействии двух систем газа галактики NGC 1275: газа низкой скорости, связанного с самой галактикой, и газа высокой скорости, принадлежащего звездной системе, которая летит на галактику NGC 1275 со скоростью 3000км/с. Об этом свидетельствуют следующие факты:

1. В ПУ=200° относительно ядра галактики существует область газа, который движется от галактики NGC 1275 в направлении на HVгалактику со скоростью 540км/с.

2. Наиболее яркие области обеих систем газа вытянуты параллельно друг другу. Их филаменты по форме и размеру одинаковы и расположены близко друг к другу на фотометрических картах. Сделано предположение, что системы высокой и низкой скорости проходят друг сквозь друга.

3. Есть две сверхассоциации ранних звезд, расположенные вблизи ядра галактики в 1 кпк на севере (деталь "с" на рис.1) и в 2.5 кпк на ссверо-востокс (дсталь "b"). Абсолютные величины этих сверхассоциаций *M*, равны -16<sup>m</sup> и -17<sup>m</sup>, соответственно. Обе сверхассоциации связаны с системами газа низкой и высокой скорости, а также с ядром галактики.

4. Газ высокой скорости окружает ядро галактики со всех сторон: на севсре от ядра располагаются очень яркие облака, на юге- более слабые. Самые близкие к ядру облака высокой скорости имеют координаты относительно ядра галактики -  $\Delta \alpha = +0$ ".5(~170 пк),  $\Delta \delta = +1$ ".9 (~650 пк).

5. В ПУ=295° наблюдается вытянутый филамент длиной 20" (6800 пк), направленный точно на ядро галактики, излучающий в непрерывном спектре и эмиссионных линиях [OIII] и Н<sub>е</sub> газа высокой скорости.

6. Наблюдаются области газа промежуточной скорости 600-800 км/с, одна из них расположена на расстоянии 7" от ядра в ПУ=45°, вторая- в непосредственной близости от ядра в ПУ=295°, а третья, - промежуточной скорости 1520 км/с, - в 3" от ядра в ПУ=45°. Газ промежуточной скорости может быть и в других областях галактики. Такое предположение можно сделать, если принять во внимание большие значения отношений интенсивностей эмиссионных линий [NII] 6584/H<sub>e</sub>-0.84, наблюдаемых в спектре газа низкой скорости. Если это предположение верно, то в центральной области галактики NGC 1275 размером не менее 5 кпк существуют облака с промежуточной скоростью до 1000 км/с. Это предположение необходимо проверить по наблюдениям высокого динамического диапазона, высокого спектрального и пространственного разрешения.

7. Профили линии нейтрального водорода облаков газа низкой скорости по крайней мере в три раза шире, чем в спектрах других аналогичных систем: для NGC 1275 их FWHM=580 км/с, для других систем-FWHM=150 км/с. Предполагается, что одной из причин высокой турбулентности в этих облаках является взаимодействие систем газа высокой и низкой скоростей.

8. Эмиссионные линии H<sub>a</sub> в спектре газа низкой скорости имеют ширину FWHM = 350 км/с, а газа высокой скорости - от 57 до 100 км/с. Это может быть следствием приливного взаимодействия двух систем галактики NGC 1275.

Все перечисленные факты позволяют предполагать наличие тесного взаимодействия систем низкой и высокой скорости в галактике NGC 1275. При этом часть вещества системы высокой скорости переходит в систему низкой скорости. Против этого предположения приводятся аргументы теорстического порядка- при относительной скорости галактик равной 3000 км/с взаимодействие и разрушение невозможно. Обычно взаимодействующие галактики разрушаются при относительных скоростях в несколько сотен км/с. Но Састри и Алладин [36] рассчитали, что, если сталкивающиеся галактики отличаются по массе больше, чем на порядок, а масса меньшей не сосредоточена в центре, то возможно разрушение меньшей галактики. Именно такой случай имеет место в галактике NGC 1275. По форме HV система похожа на вытянутую неправильную галактику, хотя по массе она вполне может быть спиральной галактикойсс масса согласно Горкому и Экерсу [37] равна 4.8-10<sup>10</sup> M<sub>o</sub>. Масса самой NGC 1275 согласно Чинкорини и Руду [16] не меньше 10<sup>12</sup> M<sub>o</sub>.

Накопление вещества на эллиптическую галактику NGC 1275 подтверждается наличием в ней постоянного звездообразования. Морфологический тип ее - gE. Как правило спектральный класс таких галактик G-K. Минковский [1] определил спектральный класс околоядерной области галактики NGC 1275 как А. Современное звездообразование в околоядерной области этой галактики было заподозрено Засовым и Лютым [38] по се необычно голубым показателям цвета. В дальнейшем действительно были обнаружены в галактике NGC 1275 отдельные группировки молодых звезд. Голубая деталь в 3" на севере от ядра [6,18] абсолютной величины  $-M_{\gamma}$ =-15<sup>®</sup>.8 размером -1кпк × 350пк. В 7" от ядра (2.5 кпк) в ПУ= 45° [18] есть группировка звезд А2-А5, ее  $M_g \sim -17^{m}$ . Шилдс и Филлипенко [27] обнаружили скопление молодых звезд в 18" от ядра галактики в ПУ=62°. Его абсолютная величина  $M_{\gamma} \sim -14^{m}.5$ , возраст - 10<sup>6</sup> лет.

Хольцман и др. [34] исследовали 40 скоплений молодых звезд, расположенных вокруг ядра галактики, средняя абсолютная величина которых  $M_{\star} \sim -13^{\circ}$ , а самых ярких из них  $\sim -16^{\circ}$ . Возраст этих скоплений не менее 10<sup>4</sup> лет. Авторы детально обсуждали вопрос, может ли вещество быстрой галактики или охлаждающегося потока газа из скопления галактик Персея обеспечить наблюдаемое звездообразование в NGC 1275, и пришли к отрицательному выводу. Галактика, движущаяся со скоростью, составляющая которой по лучу зрения равна 3000 км/с, должна "проскочить" через gE галактику за время меньше, чем 10<sup>7</sup> лет. Возраст всех вышсотмеченных группировок молодых звезд- не менее 10<sup>4</sup> лет, поэтому был сделан вывод, что продукт разрушения "быстрой галактики" возможно пойдет на следующие поколения звезд, а наблюдаемые группировки молодых звезд скорее всего реализовали вещество, полученное при предыдущих слияниях.

Природа компактных объектов в окрестностях ядер активных галактик обсуждалась неоднократно и с других точек зрения. Кроме пипотезы звездообразования из газа, акрецированного из скопления или путем слияния, рассматривались гипотезы выброса из области сливающихся галактик. Если предположить, что галактика NGC 1275 сливается с галактикой позднего морфологического типа [39,40]. Компактные объекты вблизи ядра NGC 1275 могут быть также выброшены из его активного ядра. Согласно Амбарцумяну выбросы компактных голубых конденсаций абсолютной величины, сравнимой с абсолютной величиной карликовых галактик, - один из видов активности ядер галактик [41].

Мы благодарны Л.И.Филатовой, Е.И.Жигалкиной, Г.В.Нехай за помощь в оформлении статьи.

Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

## TO THE QUESTION ON THE INTERACTION OF GAS SYSTEMS OF HIGH AND LOW VELOCITIES IN THE GALAXY NGG 1275

#### L.P.METIK, I.I.PRONIK

Data on two systems of different velocities in the galaxy NGC 1275 published in literature are considered. One of the systems is connected with the 1275 galaxy (low velocity system - LV), another one is approaching to it with the velocity 3000 km/c (high velocity system - HV). Many of the collected results, obtained by spectra and direct images in ultraviolet, optic, red and infrared evidenced the connection of these systems. The interaction exhibits in the same shapes and spatial distributions of the gas filaments of both systems, in the elongation of some of them to the nucleus of the galaxy and in the increase of gas brightness of HV system near some of the clusters of young stars of LV system. Gas of HV system is observed at the distance 0".5 (170 pc) and gas of intermediate velocity (IV - 600 - 1520 km/s relative to NGC 1275 velocity) - at the distances less than 7" (2.5 kpc) from the nucleus of the galaxy. We suppose that rare cases of IV gas being found can be explained by merging of H<sub>a</sub> line of this gas, which as a rule used, with the [NII] 6584Å line of LV - gas.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. R.Minkowski, Radio Astronomy, Proceedings IAU Sym №4, eds. H.C.van de Hulst, P.107, 1957.
- 2. R.C.Lynds, Astrophys. J., 159, L151, 1970.
- 3. A.C.Fabian, P.E.J.Nulsen, Mon. Not. R. Astron. Soc., 180, 479, 1977.
- 4. S.De Young, M.S.Roberts, W.C.Saslaw, Astrophys. J., 185, 809, 1973.
- 5. W.Baade, R. Minkowski, Astrophys. J., 119, 215, 1954.
- 6. E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, Astrophys. J., 142, 1351, 1965.
- J.Meaburn, P.M.Allan, C.A.Clayton, A.P.Meaburn, M.J.Whitahead, A.Pedlar, Astron. Astrophys., 208, 17, 1989.

- 8. J.H. Oort, Publ. Astron. Soc. Pacific, 88, 591, 1976.
- 9. S.van den Bergh, Astron. Nachr., 298, 285, 1977.
- 10. V.Rubin, W.Ford, Ch.Peterson, J.Oort, Astrophys. J., 211, 693, 1977.
- 11. S.Kent, W.Sargent, Astrophys. J., 230, 667, 1979.
- S.W.Unger, K.Taylor, A.Pedlar, H.S.Chataure, M.V.Penston, R.Robinson, Mon. Not. R. Astron. Soc., 242, p33, 1990.
- 13. D.P.Schneider, J.E.Gann, J.G.Hoessel, Astrophys. J., 268, 476, 1983.
- 14. R.M.Smith, G.Efstation, R.S.Ellis, C.S.Frenk, E.A.Valentin, Mon. Not. R. Astron. Soc., 216, 71p, 1985.
- 15. J.T.Tonry, Astron. J., 90, 2431, 1985.
- 16. G. Chincarini, H.J. Rood, Astrophys. J., 168, 321, 1971.
- 17. В.И.Проник, Звезды, туманности, галактики, Ереван, с. 247, 1969.
- 18. Л.П.Метик, И.И.Проник, Астрофизика, 15, 37, 1979.
- 19. В.Л.Афанасьев, И.И.Проник, Астрофизика, 16, 405, 1980.
- 20. R.Minkowski, Astron. J., 73, 921, 1968.
- A. Caulet, B.E. Woodgate, L.W.Brown, Th.R.Gull, P.Hintzen, J.D.Lowenthal, R.J.Oliversten, M.M.Zeigler, Astrophys. J., 388, 301, 1992.
- E.Hu, L.L.Cowie, P.Kaaret, E.B.Jenkis, D.G.York, F.L.Roesler, Astrophys. J., 275, L27, 1983.
- 23. P.Ferruit, E.Pecontal, Astron. Astrophys., 288, 65, 1994.
- 24. W. Yaffe, Astron. Astrophys., 240, 254, 1990.
- 25. D.H.Hughes, E.I.Robson, Mon. Not. R. Astron. Soc., 249, 560, 1991.
- 26. В.Н. Дудинов, С.Б. Новиков, И.И. Проник, В.С. Цветкова, Ю.А. Шокин, В.В. Шульга, Письма в Астрон. ж., 16, 114, 1990.
- 27. J.C.Shields, A.V.Filipenko, Astrophys. J., 353, L7, 1990.
- V.V.Prokof'eva, I.I.Pronik, L.M.Sharipova, Astron. Astrophys. Transactions, 8, 285, 1995.
- J.D.Romney, W.Alef, I.Pauliny-Toth, E.Preuss, K.Kellermann, VLBI and Compact Radio Sources Proceedings IAU Symp. №110, eds. R.Fanti, K.Kellermann, G.Setti, 137, 1984.
- 30. I.I.Pronik, L.I.Matweenko, Astrophys. Space Sci., 164, 285, 1990.
- 31. D.Butler, R.P.Kraft, J.S.Miller, L.B.Robinson, Astrophys. J., 179, L73, 1973.
- 32. G.H.Jacoby, D.A.Hunter, G.A.Ghristain, Astrophys. J., Suppl. Ser., 56, 257, 1984.
- 33. З.Н. Фенина, Депонировано в Одессе, №3270-74, 1974.
- J.A.Holtzman, S.M.Faber, E.J.Shaya, T.R.Lauer, E.J.Groth, D.A.Hunter, R.M.Baum, S.P.Ewald, J.J.Hester, R.M.Light, C.R.Lynds, E.J.O'neil, Jr, J.A.Wesphal, Astron. J., 103, 691, 1992.
- E.P.Smith, R.W.O'connel, R.C.Bohlin, Kwang-Ping, R.H.Cornett, J.K.Hill, R.S.Hill, P.Hintzen, W.B.Landsman, S.G.Neff, M.S.Roberts, A.M.Smith, Th.P.Stecher, Astrophys. J., 395, L49, 1992.
- 36. S.Sastrym S.M.Alladin, Astrophys. Space Sci., 46, 285, 1977.
- 37. J.H. van Gorkom, R.D. Ekers, Astrophys. J. 267, 528, 1983.
- 38. A.B. Засов, В.М.Лютый, Астрон. ж., 50, 253, 1973.
- 39. Е.В. Москаль, В.Г.Сыдрин, Астрон.Цирк. №1546, 12, 1990.
- 40. M.J. Valtonen, Paired and Interacting Galaxies, eds WSulentic, W.C.Keel, Proceedings IAU Coll. №124, NASA Conferance Publication 3098, 497, 1990.
- E.Ye.Khachikian, Stars and Stellar Systems, ed. B.E.Westerlund, Reidel Publishing Company, 107, 1979.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 39** 

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК: 524.6

## О КОМЕТООБРАЗНОЙ ФОРМЕ КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

#### Р.А.ВАРДАНЯН

Поступила 4 июня 1996 Принята к печати 3 июля 1996

Показано, что ярчайшие члены вытянутых компактных групп компактных галактик (КГКГ) располагаются не в центральной части групп, а в их краях. Это дает основание предполагать, что компактные группы компактных галактик (n > 8) имеют кометообразную форму, притом их угол раствора, в основном, меньше чем 60°.

1. Введение. В 1973г. Шахбазян [1] опубликовала первый список компактных групп компактных галактик (КГКГ). В дальнейшем эта работа была продолжена [2-6].

Впервые Мирзояном и др. [7] КГКГ была исследована спектроскопически, а Бёрнгеном и Каллогляном [8] - фотометрически. Оказалось, что часть членов КГКГ не являются компактными галактиками. Однако это не умоляло ценность открытия КГКГ.

В 1975г. Амбарцумян и др. [9] показали, что в подавляющем большинстве случаев члены КГКГ действительно являются компактными галактиками.

В 1978г. Варданяном и Мелик-Алавердяном [10] были исследованы формы КГКГ и было показано, что КГКГ не имеют сферическую форму, а большинство из них является вытянутыми системами. Позже это подтвердили Оляк и др. [11].

После работы [10] нами на картах Паломарского атласа проводились поиски цепочкообразных компактных групп компактных галактик, и найдено 28 таких групп [12]. В основном они состоят из 4-8 членов компактных галактик. Отметим, что ранее Шахбазян [1-3] в своих работах отметила о существовании таких КГКГ, которые имеют цепочкообразную форму.

Обычно в скоплениях галактик, богатых различными типами, самые яркие члены располагаются в центральной части скопления, а в краях чаще всего мы наблюдаем сравнительно более слабые галактики.

С этой точки зрения интересно было бы выяснить, как распределены яркие компактные галактики относительно слабых в КГКГ, и более детально исследовать форму КГКГ.

В настоящей работе нами была поставлена цель более детально исследовать формы КГКГ. 2. Распределение компактных галактик в краях вытянутых КГКГ в зависимости от яркости их членов. На картах отождествления КГКГ около каждого члена КГКГ даются числа 1,2,3,..., k-1, k [1,2], которые соответствуют ослаблению яркости. Причем, КГКГ в основном содержат 5+16 членов и редко встречаются более богатые ( $N \ge 20$ ).

Считая установленным, что КГКГ имеют вытянутые формы, интересно было бы рассмотреть, какие компактные галактики по своей яркости встречаются в двух экстремальных точках вытянутых КГКГ. С этой целью мы из данных работ [2-6] выписали номера (*n*) двух крайне расположенных по яркости компактных галактик для каждой КГКГ.

Из 273 КГКГ только для 245, достаточно вытянутых, нам удалось определить объекты, расположенные в двух крайних точках вытянутой группы.

Чаще всего в краях вытянутых КГКГ расположены самые яркие (1) и самые слабые члены (k) компактных групп.

Для наглядности в табл. 1 приводятся суммы двух крайних по яркости членов КГКГ N(1+k), N[2+(k-1)] и N[3+(k-2)] в зависимости от количества (n) компактных галактик, принадлежащих к вытянутым компактным группам. Как следует из табл. 1, количество самых ярких (1) и самых слабых компактных галактик, расположенных в краях нытянутых компактных групп, почти в два раза превосходит количество КГ, занимающих по своей яркости 3-е и k - 2-е положение по яркости (см. последнюю строку табл. 1).

Данные, приведенные в табл. 1, дают нам основание предполагать, что яркие члены у вытянутых КГКГ в основном расположены по их краям.

Таблица 1

Число (n) компактных галактик в КГ	(1+ <i>k</i> )	2+(k-1)	3+(k-2)
5	30	11	9
6	33	23	20
7	19	17	16
8	28	15	9
9	20	13	11
10	11	11	7
11	14	4	5
12-16	24	13	13
. сумма	179±13	108±10	90±9

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЩЕГО ЧИСЛА ДВУХ КРАЙНИХ ПО ЯРКОСТИ ЧЛЕНОВ КГКГ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОЛИЧЕСТВА (n) КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

Чтобы убсдиться в этом, во-первых, нам надо определить, какие яркие члены КГКГ могут считаться их ядрами. После этого следует выделить ядра КГКГ и определить место расположения ядер в компактных группах относительно остальных слабых членов КГКГ.

Для этой цели из работ [2-6] нами были выписаны номера самых ярких членов (диаметры которых превосходят от последующих, более слабых, членов КГКГ более чем в два раза) компактных галактик отдельно для каждой компактной группы.

После определения количества самых ярких членов, мы вычислили число (N) компактных групп, которые содержат по n=2,3,...,k членов самых ярких галактик. В табл. 2 приводятся эти данные, где в первом столбце приведено количество (n) ярких компактных галактик (среди членов КГКГ), во втором столбце - количество (N) КГКГ, которые содержат n ярких компактных галактик и в третьем столбце - относительное число КГКГ.

Таблица 2

Число самых ярких объектов у КГКГ (n)	Количество КГКГ N	Относительное число, %
2	1	0.4
3	15	5.6
4	59	22.2
5	70	26.3
6	47	17.7
7	27	10.1
8	23	8.6
9	24	9.0

#### ЧАСТОТА КГКГ, СОДЕРЖАЩИХ n =2, 3, ..., 9 САМЫХ ЯРКИХ ЧЛЕНОВ

Как следует из табл. 2, максимальная доля КГКГ наблюдается в случае, когда количество самых ярких членов доходит до 5, а вообще, 97% КГКГ содержат меньше 11 ярких членов. Итак, первые 4-5 самых ярких членов в каждой КГКГ могут быть приняты в качестве их ядра. Теперь остается определить место ядер в КГКГ.

3. Определение места расположения "ядер" в КГКГ. Если, по крайней мере, 3 галактики из 4-5-и самых ярких членов КГКГ так близко расположены друг к другу, что они помещаются внутри небольшого кружка (с угловым диаметром  $\theta$  (*D*)<90"), при условии, что оставшееся большинство слабых членов остается вне кружка, то местом расположения центра кружка будем считать ядро компактной группы.

В случае, если количество членов (n) КГКГ небольшое (n < 8), то

### Р.А.ВАРДАНЯН

иногда ту же самую процедуру можно повторять для двух ярких членов (1,2 или 1,3, или 2,3).

Итак, после уточнения критериев для определения ядра КГКГ, мы на картах, приведенных в работах [2-6], выделили определенные таким образом "ядра" КГКГ.

Отметим, что в некоторых случаях, кроме 2-3 ярких членов в кружок вошли и сравнительно слабые члены КГКГ.

Из исследованных нами 273 КГКГ [2-6] нам удалось выделить так называемые "ядра" для 159 компактных групп, притом угловые диамстры у подавляющего большинства ядер были меньше 60".

Анализ распределения ядер относительно остальных членов КГКГ показал, что у подавляющего большинства КГКГ, у которых количество членов превосходит 8, "ядра" расположены не в центральных областях самих КГКГ, а по краям. Так, например, у почти 80% КГКГ комстообразной формы не встречается ни одна компактная галактика, которая была бы расположена с противоположной стороны кометы (вне зоны их "ядер"). Фактически оказалось, что большинство КГКГ имеют комстообразную форму головы (так называемых ядер), которая составлена из ярчайших членов КГКГ, а хвост - в основном, из слабых членов. Притом расчеты показывают, что у большинства комстообразных типов КГКГ угол раствора хвоста с меньше 60°, только у 45 КГКГ с=60°+180°.

В некоторых случаях КГКГ имсют форму биполярной туманности (так, например, Шахбазян 39, 152, 181, 200, 280, 299, 303). Наблюдается и ряд случаев, когда отдельные КГКГ состоят из двух КГКГ с комстообразными формами (Шахбазян 32, 54, 74, 145, 216, 262, 290).

Теперь рассмотрим вопрос о том, какие именно КГКГ нс имеют кометообразную форму. Нет сомнения, что их количество должно быть больше среди бедных систем (n = 5+8) по сравнению с богатыми КГКГ, количество членов которых превосходит n > 8, поскольку яркие члены бедных систем (n = 5,6) в основном сами являются их "ядрами".

Чтобы убедиться в этом, мы вычислили частоту (процент) встречаемости КГКГ, которые не показывают комстообразную форму по сравнению с общим числом КГКГ - в зависимости от числа *и* членов КГКГ. Эти данные собраны в табл. 3, где приводятся число членов КГКГ (первый столбец), количество  $(N_1)$  КГКГ, у которых не обнаружена кометообразная форма (второй столбец), общее число  $(N_2)$  КГКГ и их относительное значение (%) в зависимости от *n*.

Как следует из табл. 3 в случае КГКГ с членами n = 5+6 приблизительно 60% не показывают кометообразную форму, а для КГКГ, у которых n > 10 лишь у  $\approx 20\%$  не обнаружена кометообразная форма. Эти данные указывают на то, что кометообразная форма присуща большинству КГКГ с n > 8. Очень важно, что КГКГ с членами n < 8 или являются сравнительно

### о кометообразной форме галактик

далекими системами, болсе слабые члены которых не видны на картах Паломарского атласа, или бедными системами.

В дальнейшем мы вернемся к этому вопросу.

#### Таблица 3

#### ЧАСТОТА ВСТРЕЧАЕМОСТИ КГКГ, КОТОРЫЕ НЕ ПОКАЗЫВАЮТ КОМЕТООБРАЗНУЮ ФОРМУ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЧИСЛА ЧЛЕНОВ КГКГ

n	N	N <sub>2</sub>	Относительное число, %
5	21	27	71
6	26	43	58

Итак, можно считать установленным, что форма у большинства КГКГ кометообразная. Есть отдельные случаи, когда на противоположной стороне кометы (за "ядром") располагаются 1+2 объекта (Шахбазян 71, 72, 100, 181, 231, 253, 300). Мы их не считали биполярными. Они, возможно, являются начальными стадиями биполярных КГКГ.

4. Зависимости яркостей членов КГКГ от расстояния "ядер" кометообразных форм КГКГ. С целью исследования распределения яркостей компактных галактик вдоль хвоста комет, начиная от их "ядер", нами были пронумерованы (N = 1, 2,..., 16) компактные галактики с увсличением их расстояния вдоль хвоста. Для каждой КГКГ кометообразной формы, имея n = 1, 2,..., k - по уменьшению яркости и  $N_i = 1, 2,..., q$  - по увеличению расстояния, мы считали числа компактных галактик, занимающие  $N_i = 1, 2,..., q$  места по расстоянию в зависимости от их яркости n = 1, 2, ..., 16.

Для наглядности на рис. 1 приводится зависимость медианных значений  $n_{\text{med}}$  (точки) (вычисленных для каждого столбца отдельно) и значение mod-a (крестики) в зависимости от расстояния (N=1, 2, ..., 10, 11, 12, 13-16).

Итак, из рис. 1 следует, что с увеличением расстояний (N) яркость компактных галактик уменьшается (n - увеличивается). Поэтому не случайно, что у вытянутых КГКГ самые крайние члены чаще всего являются самыми слабыми и яркими членами КГКГ.

5. Обсуждение. В настоящее время в свете работ [14-16] можно считать установленным, что компактные группы компактных галактик имеют вытянутые формы. Вмссте с этим, в зависимости от мсста расположения ядра в КГКГ, мы можем наблюдать униполярную (когда
#### Р.А.ВАРДАНЯН

ядро КГКГ расположено в их краях) или биполярную форму (когда ядро КГКГ расположено в центральных областях). Биполярная форма КГКГ встречается на порядок реже, чем форма униполярная. Отеюда можно сделать вывод, что ядра в КГКГ не расположены в центральной части, как это имеет место в обычных скоплениях галактик.



Рис. 1. Зависимости яркостей членов КГКГ от расстояния ядер у кометообразных форм КГКГ. • - *n* нодианные значения пронумерованных по яркости членов КГКГ; *х* - *n* нодиа пронумерованных по яркости членов КГКГ; *N* - номера в порядке увеличения расстояный членов КГКГ от их ядер.

Теперь остается выяснить, а не случайно ли распределены ядра относительно вытянутости КГКГ.

С этой целью для каждой кометообразной формы КГКГ (которые содержат  $n \ge 8$  членов) мы определили центр "ядра" по трем ярчайшим членам компактных галактик (с номерами n = 1,2,3). Затем, для каждой КГКГ вокруг n = 1,2,3 членов провели D = 60" кружок так, чтобы, по крайней мере, два из трех ярчайших членов остались внутри кружка. Далее, провели прямую линию, которая проходит через центральную область данного кружка - вдоль направления вытянутости (хвоста) кометообразной КГКГ. После этого по центральной области КГКГ провели перпендикулярную линию к направлению вытянутости (хвоста).

Посчитав число компактных галактик, расположенных относительно проведенного перпендикуляра в головной  $(n_1)$  и хвостовой  $(n_2)$  частях кометообразной КГКГ, мы вычислили их отношение  $k = n_1/n_2$ .

Подобный расчет был сделан по данным 146 групп случайных чисел, в каждой из которых содержалось 10 членов. Выборка по 10 членам 146 групп обусловлена тем, что подавляющее большинство кометообразных КГКГ содержит 9-11 членов компактных галактик.

Для сравнения, по этим данным построили зависимость частот

## О КОМЕТООБРАЗНОЙ ФОРМЕ ГАЛАКТИК

распределения (P) компактных галактик и групп случайных чисел в зависимости от параметра k (рис. 2). Как следует из рис. 2 центр ядра КГКГ чаще всего (в 4–5 раз чаще) расположен в краях, чем ожидается при случайном распределения их центра.



Рис. 2. Частота распределения КГКГ, имеющих кометообразные формы в зависимости от параметра k, т.е. от отношения числа  $(n_1)$  членов компактных галактик, расположенных до ядра КГКГ и после него  $(n_2)$  - в хвостовой части кометы, • - значения P, полученные для КГКГ; х - значения  $P_{12}$ , полученные из расчетов данных по случайным числам.

Итак, из этих данных следует, что ядра вытянутых КГКГ не только не распределены в их центральных областях или распределены случайно, а чаще всего эти ядра располагаются в краях их вытянутостей, то есть КГКГ по форме похожи на униполярные кометарные туманности. Отсюда и становится ясно, почему очень редко наблюдается биполярная форма КГКГ.

#### 6. Заключение.

1. КГКГ имеют кометообразную форму с углом раствора, в основном, меньше 60°.

2. Редко наблюдается биполярная форма КГКГ.

Яркость компактных галактик уменьшается с удалением от "ядра"
 вдоль хвоста КГКГ.

4. Большинство КГКГ не кометообразной формы являются бедными системами (n = 5,6).

#### Р.А.ВАРДАНЯН

В заключение выражаю глубокую благодарность Американскому университету Армении за финансовую поддержку при выполнении настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

## ON THE COMETARY FORM OF COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES

#### **R.A.VARDANIAN**

It is shown that brightest members of elongated Compact Groups of Compact Galaxies (CGCG) are situated in the border of the groups. It is suggested that CGCGs (n > 8) have cometary-like form mostly with opening angle less than 60°.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Р.К.Шахбазян, Астрофизика, 9, 495, 1973.
- 2. Р.К.Шахбазян, М.Б.Петросян, Астрофизика, 10, 13, 1974.
- 3. Ф.В.Байер, М.Б.Петросян, Г.Тирш, Р.К.Шахбазян, Астрофизика, 10, 321, 1974.
- 4. М.Б.Петросян, Астрофизика, 10, 471, 1974.
- 5. Ф.В.Байер, Г.Тири, Астрофизика, 11, 221, 1975.
- 6. *М.Б.Петросян*, Астрофизика, 14, 631, 1978.
- 7. L.V.Mirzoyan, J.S.Miller, D.E.Octerbook, Astrophys. J., 196, 687, 1975.
- 8. Ф.Бёрнген, А.Т.Каллоглян, Астрофизика, 10, 21, 1974.
- 9. В.А.Амбариумян, Г.Ч.Арп, А.А.Хоаг, Л.В.Мирзоян, Астрофизика, 11, 193, 1975.
- 10. Р.А.Варданян, Ю.К.Мелик-Алавердян, Астрофизика, 14, 195, 1978.
- 11. H.Oleak, D.Soll, H.Tiersch, H.T.Macgillivery, Astron. J., 109, 1485, 1995.
- 12. Р.А.Варданян, Сообщ. Бюраканской обс., 50, 55, 1978.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 39** 

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК: 524.354.4

# СКАЧКИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ И ИХ РЕЛАКСАЦИЯ С УЧЕТОМ ПИННИНГА И ДЕПИННИНГА КВАНТОВЫХ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ

#### Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН Поступила 13 мая 1996 Принята к почати 5 июня 1996

Рассмотрена динамика вращающейся двухкомпонентной системы в ядре нейтронной звезды. Получены уравнения движения с учетом пиннинга и депиннинга нейтронных вихрей и общие решения этих уравнений при относительно малых изменениях угловой скорости звезды. Показано, что эти решения могут описать как скачки, так и дальнейшую релаксацию угловой скорости пульсаров. Из наблюдательных данных для скачков угловой скорости пульсара Vela качественно оценены характерные времена пиннинга и депиннинга.

1. Введение. Исследование вращения нейтронной звезды с учетом сверхтекучести ее ядерной компоненты представляет определенный интерес в связи с задачей объяснения нерегулярного поведения вращения пульсаров [1-3]. В ряде работ [4-9], эти нерегулярности связывают с особенностями динамики нейтронных вихрей во внутренней коре: т.е. "Aen" - фазе нейтронной звезды. В частности, в работах [4-6] предполагается, что нейтронные вихри полностью пиннингованы к ядрам решетки внутренней коры звезды, и при температуре  $T = 10^8$ K тепловая активизация нейтронной вихревой решетки приводит к особой динамике их движения, что и позволяет объяснить наблюдаемые нерегулярности: т.е. скачкообразное увеличение угловой скорости пульсаров и их дальнейшую релаксацию. В работах [7-9] эти нерегулярности также связываются с особенностями движения нейтронных вихрей в "Aen" фазе нейтронной звезды, однако, предполагается, что нейтронные вихри, в основном, не пиннингованы, и временные нерегулярности угловой скорости звезды связаны с наличием слабого трения между вихрями и решеткой внутренней коры нейтронной звезды. Предсказания обеих теорий сравниваются с имеющимися наблюдательными данными для разных пульсаров, в частности, сравнение проведено для скачков пульсаров туманностей Парусов и Краба [5,6]. Несмотря на определенный успех в объяснении нерегулярного поведения пульсаров, эти теории сталкиваются с определенными трудностями. Недостаточное развитие теории пиннинга нейтронных вихрей с решеткой внутренней коры звезды и ее существенная зависимость от ряда микроскопических параметров вещества в этой фазе, делают эти теории неоднозначными [9].

Для преодоления отмеченных трудностей, в работах [10-12] была предложена альтернативная теория вращения нейтронной звезды, где восменные нерегулярности угловой скорости пульсаров связываются с линамикой движения нейтронных вихрей в ядре нейтронной звезды. Как показано в работе [11], нейтронные вихри окружены кластером протонных вихрей, создающих из-за эффекта увлечения протонной компоненты сверхтекучей нейтронной компонентой, сильное магнитное поле порядка 10<sup>14</sup> Гс в центральной части нейтронного вихря. Трение между движушимся нейтронным вихрем и нормальной компонентой нейтронной звезды - релятивистскими электронами, осуществляется рассеянием этих электронов на магнитном поле протонных кластеров. В результате любое неравновесное распределение плотности нейтронных вихрей релаксируется с характерным врсменем от нескольких минут до нескольких тысяч лет [11]. Такой довольно широкий спектр характерных времен релаксации деласт предложенную теорию способной объяснить нерегулярности угловой скорости пульсаров динамикой движения нейтронных вихрей в ядре нейтронной звезды. В частности, в работе [11] была получена система уравнений динамики сверхтекучих систем, входящих в состав нейтронной звезды. При получении этих уравнений было предположено, что относительный момент инерции сверхтскучей жидкости мал по сравнению с моментом инерции нормальной компоненты. Были найдены решения с точностью до квадратичного члена по малому параметру  $P_0 = I_s/I_c$ , где I<sub>s</sub> - момент инершии сверхтекучей компоненты, а I<sub>c</sub> - момент инерции нормальной жидкости. Отметим также, что в развитой в этой статье тсории пиннинг учитывался только в начальном распределении сверхтекучих нейтронных вихрей. На основе этой теории, как первый шаг для сравнения с наблюдаемыми нерегулярностями угловой скорости пульсаров, предложена "слоистая модель" нейтронной звезды с умеренным уравнением состояния и проведено сравнение результатов этой тсории с наблюдаемыми скачками угловой скорости и послескачковой релаксации пульсара Vela и других пульсаров [12]. Первые результаты говорят в пользу предложенной теории.

Однако пренебрежение пиннингом и депиннингом в динамических уравнениях, и их приближенные решения ограничивают возможность объяснения нестационарных динамических явлений, проявляющихся для пульсаров. Действительно, как показывают расчеты, линейная релаксация обусловлена слоями звезды, относительный момент инерции которых может быть порядка 0.5. Что касается пиннинга и депиннига, то как для объяснения самого скачка, так и для понимания разнообразного поведения угловой скорости между разными скачками, необходим их учет. Отметим также, что описание поведения угловой скорости возможно, если известна зависимость угловой скорости сверхтекучей компоненты от расстояния до оси вращения звезды. Подобную зависимость можно найти в результате решения уравнений динамики с учетом пиннинга и депиннинга для "периода подготовки" скачка угловой скорости пульсара.

В работе [13] была решена часть этих проблем, однако в ней не было учтено явление депиннинга. Дспиннинг нейтронных вихрей неизбежен, так как в "период подготовки" нового скачка угловая скорость звезды претерпеваст микроскачки, которые создают необходимые условия для дспиннинга нейтронных вихрей.

Цель данной статьи - получить уравнения динамики вращающейся двухкомпонентной системы с учетом пиннинга и депиннинга, в предположснии, что внешний тормозящий момент сил не зависит от времени. В этом приближении найдены решения этих уравнений для любого значения  $p_0$  и для произвольной зависимости коэффициента трения  $\eta(r)$ между квантовыми вихрями и нормальной жидкостью. Как увидим ниже, исходя из наблюдений, можно получить вполне естественные качественные условия для оценки характерных времен пиннинга и депиннинга.

Ниже предполагается, что поведение сверхтекучей жидкости описывается гидродинамическими уравнениями, и нормальная компонента вращается как твердое тело [13]. Исследование проводится в предположении о наличии цилиндрической симметрии.

В разд. 2 выводятся уравнения движения для двухкомпонентной жидкости с учетом пиннинга и депиннинга. Далее, в разделе 3 находятся общие решения рассмотренной проблемы, в предположении небольшой разности угловых скоростей нормальной и сверхтекучей компонент. В разделе 4 полученные решения применяются для объяснения некоторых общих свойств скачков и послескачковой релаксации угловой скорости пульсара Vela.

2. Как было показано в работе [12], уравнения движения, описывающие динамику движения сверхтекучей компоненты в ядре нейтронной звезды, при наличии пиннинга, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \, \omega_s(r,t) \right) = v_0 \, rn(r,t), \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( r^2 \omega_s(r,t) \right) = -v_0 \left[ n(r,t) - n_p(r,t) \right] r v_{Lr}, \qquad (2)$$

где n(r,t) - полная плотность нейтронных вихрей,  $n_p(r,t)$  - плотность пиннингованных вихрей,  $\omega_s(r,t)$  - утловая скорость сверхтекучей компоненты,  $v_0 = h/2 m_n$  - квант циркуляции сверхтекучих нейтронов и  $v_{Lr}$  радиальная компонента скорости нейтронного вихря. Первое из этих уравнений представляет собой условие квантования циркуляции сверхтекучей компоненты, а второе есть уравнение непрерывности для нейтронных вихрей. При получении уравнения (2) было предположено,

# Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

что скорость движения пиннингованных вихрей равно нулю. Входящее в это уравнение поле скоростей нейтронных вихрей  $\vec{v}_L$  определяется из уравнения движения вихрей, т.е. из требования, что сумма сил, действующих на каждый элемент вихря, равна нулю [12]:

$$\rho_{\mathbf{s}}\left[\mathbf{\bar{v}}_{s}-\mathbf{\bar{v}}_{L},\mathbf{\bar{v}}_{0}\right]-\eta\left(\mathbf{\bar{v}}_{L}-\mathbf{\bar{v}}_{n}\right)-\beta\left[\left(\mathbf{\bar{v}}_{L}-\mathbf{\bar{v}}_{n}\right),\mathbf{\bar{v}}_{0}\right]=0,$$
(3)

гдс  $\bar{\mathbf{v}}_s = [\alpha_s r]$ ,  $\bar{\mathbf{v}}_s$  - скорость нормальной компоненты звезды,  $\eta(r)$  и  $\beta(r)$  - продольная и тангенциальная компоненты трения нейтронного вихря с нормальной компонентой звезды, соответственно, а  $\rho_s$  - плотность вещества сверхтекучей компоненты. Уравнение (3) было решено в работе [10], и для компонент скорости вихря  $\mathbf{v}_{Lr}$  и  $\mathbf{v}_{L\varphi}$  были получены следующие выражения:

$$\mathbf{v}_{Lr} = k \left( \omega_s(r, t) - \omega_c(t) \right)$$
$$\mathbf{v}_{L\varphi} = \frac{\mathbf{v}_0 \rho_s - \beta(r)}{\eta(r)} \mathbf{v}_{Lr},$$

где

$$k = \frac{\mathbf{v}_0 \rho_3 / \eta(r)}{1 + \left(\frac{\mathbf{v}_0 \rho_3 - \beta(r)}{\eta(r)}\right)^2}$$

Здесь  $\omega_e(t)$  - угловая скорость нормальной компоненты, и так как она совершаст твердотельное вращение, зависит только от времени.

Теперь перейдем к получению уравнений вращения звезды как целое. Первое из этих уравнений будет закон вращения нормальной компоненты системы:

$$I_c \frac{d \, \omega_c}{dt} = K_{\rm int} + K_{\rm ext},\tag{5}$$

(4)

где  $I_c$  - момент инерции нормальной компоненты звезды,  $K_{int}$  - момент силы, действующей между сверхтекучей и нормальной компонентами системы,  $K_{ext}$  - внешний тормозящий момент сил:  $K_{ext} = c \omega_c^q$ , где для пульсаров обычно принимается q = 3, если торможение связано с магнитодипольным излучением наклонного ротатора. Второе уравнение описывает движение сверхтекучей компоненты. Его можно получить, используя уравнение (2). Для этого, сначала получим выражение для момента силы внутреннего трения. Как известно,

$$K_{\text{int}} = \int \left[ \left[ \vec{F}, \vec{r} \right] \right] \left[ n(r,t) - n_p(r,t) \right] dV, \qquad (6)$$

где  $\bar{F}$  - сила трения между вихрями и нормальной жидкостью. Если учесть, что

596.

$$F_{\varphi} = \eta(\mathbf{r}) \mathbf{v}_{L\varphi} = \mathbf{v}_0 \rho_s \mathbf{v}_{Lr},$$

то окончательно получим:

$$K_{\rm int} = 2\pi v_0 \int \rho_{\rm s} [n(r,t) - n_{\rm p}(r,t)] v_{Lr} \, lr^2 dr, \qquad (7)$$

где *I* - длина вихревой нити. Используя уравнение (6), после несложных преобразований, для *K*<sub>int</sub> получим другое выражение:

$$K_{\rm int} = -\int \frac{\partial \omega_s(r,t)}{\partial t} dI_s, \qquad (8)$$

где  $dI_s = r^2 d m = 2\pi \rho_s l r^3 d r$ . Здесь  $I_s$  - момент инерции сверхтекучей компоненты в объеме цилиндра радиуса *г* и длины *l*. Подставляя (8) в (5) и (7), окончательно получим:

$$I_c \frac{d\omega_c}{dt} + \int \frac{\partial \omega_s(r,t)}{\partial t} dI_s = K_{\text{ext}},$$
(9)

$$\int \frac{\partial \omega_s(r,t)}{\partial t} dI_s = -v_0 \int \left[ n(r,t) - n_p(r,t) \right] \frac{v_{Lr}}{r} dI_s.$$
(10)

Эти два уравнения определяют функции  $\omega_c(t)$  и  $\omega_s(r, t)$ .

Так как входящая в эти уравнения радиальная компонента скорости движения вихрей  $v_{Lr}$  зависит от  $\delta\omega(r,t) = \omega_s(r,t) - \omega_c(t)$ , то, как увидим ниже, удобно вместо искомой функции  $\omega_s(r,t)$  выбрать  $\delta\omega(r,t)$ , а вместо  $n_p(r,t)$  - соответствующую угловую скорость  $\omega_p(r,t)$ , определяемую согласно соотношению

$$\omega_p(r,t) = \frac{v_0}{r^2} \int_0^t n_p(r',t)r' dr'$$

Введсм безрамерные искомые функции:

$$\delta\Omega = \frac{\delta\omega(r,t)}{\omega_c(0)}, \quad \Omega_c = \frac{\omega_c(t)}{\omega_c(0)}, \quad \delta\Omega_p = \frac{\omega_p(r,t) - \omega_c(t)}{\omega_c(0)}$$

а также обозначения:

$$2\omega_c(0)k = \frac{1}{\tau'(r)}, \quad n_0 = \frac{2\omega_c(0)}{v_0},$$

$$\frac{dI_s}{I} = dp = p_0 \, dy, \quad \gamma' = -\frac{K_{\text{ext}}}{I \, \omega_c(0)}, \quad I = I_s + I_c,$$

где  $p_0$  - полный относительный момент инерции сверхтекучей компоненты. Тогда уравнения (1), (9) и (10) примут вид:

$$\left(\frac{n(r,t)-n_p(r,t)}{n_0}=\frac{1}{2r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^2\left(\delta\Omega-\delta\Omega_p\right)\right],\tag{11}$$

## д.м.седракян, м.в.айрапетян

$$p_0 \int_0^1 \frac{\partial}{\partial t} \delta \Omega \, dy = -\frac{d \, \Omega_r}{dt} - \gamma^*, \qquad (12)$$

$$\int_{0}^{1} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \delta \Omega + \frac{\delta \Omega}{2r\tau'(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \left( \delta \Omega - \delta \Omega_p \right) \right] \right\} dy = -\frac{d}{dt} \Omega_t.$$
(13)

Если из уравнений (12) и (13) исключить d Ω<sub>c</sub>/dt получим:

$$\int_{0}^{1} \left\{ (1-p_0) \frac{\partial}{\partial t} \delta\Omega + \frac{\delta\Omega}{2r\tau'(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 (\delta\Omega - \delta\Omega_p) \right] - \gamma' \right\} dy = 0.$$
(14)

Так как уравнение (14) должно выполняться для произвольных функций  $\tau'(r)$  и  $n_p(r,t)$ , то для его удовлетворения необходимо, чтобы подинтегральное выражение равнялось нулю:

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta\Omega + \frac{\delta\Omega}{2r\tau(r)}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^{2}\left(\delta\Omega - \delta\Omega_{p}\right)\right] = \gamma.$$
(15)

Здесь введены обозначения:

$$\tau(r) = (1-p_0)\tau'(r), \quad \gamma = \frac{\gamma'}{1-p_0}.$$

Наконец, известная функция  $\Omega_c(t)$  определяется из уравнения (12), в котором можно провести интегрирование по t. Так как  $\gamma' = \gamma'(t)$ , то интеграл уравнения (12) с начальным условием  $\Omega_c(0) = 1$  и  $\delta\Omega(r, t) = \delta\Omega_0$ имест вид:

$$\Omega_{c}(t) = 1 - p_{0} \int_{0}^{1} \left( \delta \Omega - \delta \Omega_{0} \right) dy - \int \gamma'(t) dt.$$
 (16)

Уравнения (15) и (16) совпадают с уравнениями (18) и (19) работы [13], однако  $n_p(r,t)$  должно определяться с учетом явления депиннинга, которос не было рассмотрено в [13].

Перейдем к получению уравнения, определяющего плотность  $n_p(r,t)$  пиннингованных вихрей. Предположим, что вихри захватываются центрами пиннинга, т.е. "шероховатостью" внутренней поверхности граничной области между ядром и корой звезды, и ядрами внутренней коры нейтронной звезды, куда выходят концы нейтронных вихрей. С другой стороны, пиннингованные вихри могут освобождаться из-за наблюдаемых микроскачков и флуктуаций угловой скорости пульсара [3]. Мы также предположим, что после макроскачков угловой скорости звезды почти все вихри освобождаются от пиннинга. Тогда скорость изменения плот-

ности пиннингованных вихрей определяется двумя слагаемыми - она пропорционально увеличивается с увеличением плотности свободных вихрей и уменьшается с увеличением плотности пиннингованных вихрей, т.е.

$$\frac{\partial n_p(r,t)}{\partial t} = \frac{n(r,t) - n_p(r,t)}{\tau_p(r,t)} - \frac{n_p(r,t)}{\tau_d(r,t)},\tag{17}$$

где  $\tau_p(r,t)$  и  $\tau_d(r,t)$  - характерные времена, описывающие процессы пиннинга и депиннинга.

Если предположить, что функции  $\tau_p(r,t)$  и  $\tau_d(r,t)$  меняются только во время скачка, то в период между двумя скачками они будут функциями только от координаты *r*. При увеличении расстояния *r* от центра звезды до края "прс"-фазы, увеличивается длина части вихря, находящейся в "Acn"-фазе, и уменьшается угол между нейтронным вихрем и сферической поверхностью ядра звезды. Это приводит к увеличению вероятности пиннинга вихрей, а потому и  $\tau_p(r)$  является убывающей функцией от *r*. Что касается функции  $\tau_d(r)$ , то причины, вызывающие депиннинг, одинаковы для разных частей звезды, следовательно,  $\tau_d$  можно считать слабо зависящим от *r*. Тогда отношение  $\tau_d/\tau_p$  будет возрастающей функцией от *r* в "пре"-фазе звезды.

Таким образом, уравнения (11), (15), (16) и (17) составляют замкнутую систему динамических уравнений для вращающейся сверхтекучей системы с учетом пиннинга и депиннинга квантовых вихрей.

3. Перейдсм к решению системы динамических уравненй (11), (15)-(17) в приближении относительно малых скачков угловой скорости звезды, т.е. при  $\delta\Omega <<1$  и  $\delta n << n_0$ .

В этом приближении в уравнении (17) можно заменить  $n \approx n_0$ , и, если учесть наше предположение, что в период между скачками угловой скорости звезды  $\tau_p$  и  $\tau_d$  не зависят от времени, то решение (17) можно написать в следующем виде:

$$n_{p} = n_{p0} \left( 1 - e^{-t/\tau p'} \right), \tag{18}$$

где

$$n_{p0} = n_0 \tau'_p / \tau_p, \qquad \tau'_p = \frac{\tau_p \tau_d}{\tau_p + \tau_d}.$$

Решение (18) также удовлетворяет начальному условию  $n_p(r,0) = 0$ . Заметим, что это начальное условие следует из предположения, что после дельтаобразного скачка угловой скорости нормальной компоненты в момент t = 0, все вихри освобождаются. Линеаризируя уравнение (15) заменой *n* на *n*<sub>0</sub>, и, подставляя решение (17) в (15), получим следующее уравнение:

$$\frac{\partial \delta \Omega}{\partial t} + \frac{\alpha \delta \Omega}{(1+\alpha)\tau(r)} \left( \frac{1}{\alpha} + e^{-(1+\alpha)t/\alpha\tau_{p}} \right) = \gamma.$$
(19)

Здесь мы ввели обозначение  $\alpha = \tau_d / \tau_p$ . Если предположить, что тормозящая звезду сила не зависит от времени, т.е.  $\gamma = \text{const}$ , тогда решение уравнения (19), с начальным условием  $\delta \Omega(r,0) = \delta \Omega_0$ , можно записать в следующем виде:

$$\delta\Omega - \delta\Omega_0 = \gamma \, e^{-x(t)} \int_0^{t} e^{x(t')} dt' - \delta\Omega_0 \Big(1 - e^{-x(t)}\Big), \tag{20}$$

где

$$x(t) = \frac{1}{1+\alpha} t/\tau + \frac{\alpha^2 \tau_p/\tau}{1+\alpha^2} \left( 1 - e^{-(1+\alpha)t/\alpha\tau} \right).$$
(21)

Это решение при отсутствии депиннинга, т.е.  $\alpha \to \infty$ , переходит в решение, полученное в работе [13]. А в случае свободных вихрей оно имеет особо простой вид:

$$\delta\Omega - \delta\Omega_0 = \left(\gamma\tau - \delta\Omega_0\right) \left(1 - e^{-t/\tau}\right),\tag{22}$$

где стационарное решение соответствует условию  $\delta\Omega = \gamma \tau$ . Подставляя полученное решение для  $\delta\Omega - \delta\Omega_0$  в (16), получим наблюдаемую угловую скорость вращения звезды  $\Omega_c(t)$ .

4. В работе [13], полученные с учетом пиннинга решения уравнений динамики для вращающихся нейтронных звезд применяются для объяснения скачков угловой скорости пульсара Vela. Для этого, следуя работе [12], предполагается, что внутри звезды существуют две качественно разные области: "зона скачка" с временем динамической релаксации меньше нескольких минут, которая непосредственно ответственна за скачок угловой скорости пульсара, и "зона релаксации" с временем динамической релаксации от нескольких часов до тысяча дней, которая обеспечивает наблюдаемую релаксацию угловой скорости пульсара. Предполагается также, что в "зоне скачка" выполняется условие  $\tau_p << t_g$ , а в "зоне релаксации" - т, >> t, где t, - межскачковое время. Однако. для удовлетворительного объяснения наблюдательных данных для скачков угловой скорости пульсара Vela, необходимо было предположить, что величина  $\tau_p(r)$  сначала возрастает, а потом убывает. Такое поведение т<sub>р</sub>(r) трудно обосновать, так как с точки зрения физических причин пиннинга, при удалении от оси вращения звезды значение г, должно монотонно уменьшаться.

Как покажем ниже, учет депиннинга даст возможность преодолеть эту трудность и получить удовлетворительное согласие с наблюдениями в случае, если  $\tau_p(r)$  монотонно убывающая функция от r, а  $\tau_d$  - слабо зависит от r (см. выше)

Как видно из решений (16) и (20), основным параметром, определяющим характер этих решений, является  $\alpha = \tau_d/\tau_p$ . Очевидно, что в "зоне скачка" акты пиннинга должны преобладать над депиннингом, так как необходимо, чтобы за "время подготовки" скачка угловой скорости в этой зоне накопилось достаточное количество вихрей для объяснения наблюдаемого скачка угловой скорости пульсара Vela. Следовательно, естественно предположить, что в "зоне релаксации" выполняется условие  $\alpha <<1$ , а в "зоне скачка" - обратное условие  $\alpha >>1$ . Переходная область между этими зонами. где  $\alpha$  быстро возрастает, должна лежать в области времен динамической релаксации больше нескольких минут и меньше нескольких часов. При выполнении вышеуказанных условий для  $\alpha$ , решения (16) и (20) могут быть применены для объяснения наблюдаемых скачков и дальнейшей релаксации угловой скорости пульсара Vela.

Действительно, как отметили выше, в "зоне скачка"  $\alpha >> 1$ , тогда функция x(t) в этой зоне примет вид:

$$\mathbf{x}(t) = \frac{t}{\alpha \tau} + \frac{\tau_p}{\tau} \left( 1 - e^{-t/\tau_p} \right). \tag{23}$$

Подставляя (23) в (20) и учитывая, что в "зоне скачка"  $\tau << \tau_p << \tau_d << t_g$ , при  $t \rightarrow t_g$  окончательно имсем:

$$\delta\Omega(r,t_g) \approx \frac{1}{2} \gamma t_g = \frac{t_g}{2\tau_0}, \qquad (24)$$

где т<sub>0</sub> - характерное время жизни пульсара. Отметим, что при получении (24), интеграл, входящий в (20), был рассчитан приближенно. При более точных оценках интеграла множитель два в знаменателе формулы (24) заменяется множителем порядка единицы.

Катастрофическое перераспределение момента количества движения, вследствие освобождения всех пиннингованных вихрей в "зоне скачка" приводит к быстрому увеличению угловой скорости пульсара, которое описываетя решением (16). Подставляя в (16) выражение (22) для свободных вихрей с начальным условием (24) и предполагая, что момент инерции "зоны скачка" мал, а центр зоны соответствует времени динамической релаксации порядка нескольких минут, для  $\Omega_c(t)$  имеем:

$$\Omega_{c}(t) = 1 + \frac{I_{g}}{I} \Big[ \delta \Omega(r, t_{g}) - \gamma \tau \Big] \Big( 1 - e^{-t/\tau} \Big) - \gamma' t.$$
<sup>(25)</sup>

# **Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН**

Так как үт << б $\Omega(r, t_g)$ , из (25) для начального скачка угловой скорости пульсара  $(\Delta \Omega_c)_0$  получаем выражение:

$$\left(\Delta\Omega_{c}\right)_{0} = \frac{I_{s} I_{s}}{I \tau}.$$
(26)

В зоне релаксации, где  $\alpha << 1$ , x(t) и  $\delta\Omega - \delta\Omega_0$  определяются из (21) и (20) и имеют вид:

$$x(t) = \frac{1}{1+\alpha} \frac{t}{\tau},\tag{27}$$

$$\delta\Omega - \delta\Omega_0 = \left[\gamma\tau(1+\alpha) - \delta\Omega_0\right] \left(1 - e^{-t/\tau}\right),\tag{28}$$

а для Ω<sub>c</sub>(t) из (16) получаем следующее выражение:

$$\Omega_{e}(t) = 1 - \int_{0}^{1} \left[ \gamma \tau (1+\alpha) - \delta \Omega_{0} \right] \left( 1 - e^{-t/\tau} \right) dy - \gamma' t.$$
<sup>(29)</sup>

Таким образом, решение (29) описывает релаксационное поведение угловой скорости пульсара  $\Omega_{c}(t)$ . Для нахождения окончательного выражения для  $\Omega_{c}(t)$  нам необходимо определить входящее в (29) начальное условие  $\delta\Omega_{0}$ . Заметим, что

$$\delta\Omega_0 = \delta\Omega(\mathbf{r}, t_{\mathbf{r}}) - \Delta\Omega_{\mathbf{r}}, \qquad (30)$$

где  $\Delta\Omega_c$  - величина скачка угловой скорости пульсара, а  $\delta\Omega(r, t_g)$  определяется из формулы (28) и имеет вид:

$$\delta\Omega(r,t_g) = \gamma\tau(1+\alpha_1(r)),$$

где  $\alpha_1(r)$  - значение  $\alpha(r)$  перед скачком угловой скорости пульсара. Если предположить, что после каждого скачка функция  $\alpha(r)$  может меняться, и ввести обозначение

$$\Delta\Omega = \delta\Omega(r, r_{c}) - \gamma\tau (1 + \alpha_{2}(r)) + \Delta\Omega_{c} = \gamma\tau\Delta\alpha(r) + \Delta\Omega_{c},$$

где  $\Delta \alpha = \alpha_1(r) - \alpha_2(r)$ , а  $\alpha_2(r)$  - значение  $\alpha(r)$  после скачка угловой скорости, то для  $\delta \Omega_0$  получим выражение:

$$\delta \Omega_0 = \gamma \tau (1 + \alpha_2) + \Delta \Omega. \tag{31}$$

Подставляя (31) в (29), для  $\Omega_c(t)$  получим окончательное выражение:

$$\Omega_c(t) = 1 + p_0 \int_0^{t} \Delta \Omega \left( 1 - e^{-t/\tau} \right) dy - \gamma' t.$$
(32)

Отметим, что часто, как результат наблюдения, приводится не угловая

скорость вращения пульсара  $\Omega_c(t)$ , а се угловое ускорение  $\Omega_c(t)$ . Для этой величины из (32) получаем следующее выражение:

$$\Omega_{c}(t) = \int \Delta \Omega \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dp - \gamma'.$$
(33)

Зная  $\Omega_c(t)$  из наблюдений, полученную нами формулу (33) можно использовать для определения неизвестной функции  $\Delta \alpha(r)$  [1]. Действительно, если заданы функции  $\tau = \tau(r)$  из модели нейтронной звезды, и  $\Omega_c(t)$  из наблюдений, то (33) можно рассматривать как интегральнос уравнение для неизвестной функции  $\Delta \Omega$ . Решая это уравнение мстодом регуляризации, можно получить функцию  $\Delta \Omega$ , а, следовательно, и  $\Delta \alpha(r)$ [14]. Решения уравнения (33) будут обсуждаться в дальнейших работах.

Ереванский государственный университет, Армения

# JUMPS OF PULSARS' ANGULAR VELOCITY AND THEIR RELAXATION TAKING INTO ACCOUNT THE PINNING AND DEPINNING OF QUANTUM VORTEX LINES

### D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAIRAPETIAN

Dynamics of the rotating two-component system in the nucleus of neutron stars is considered. The motion equations and their solutions are received taking into account the pinning and depinning of quantum vortex lines at rather small changes of angular velocity of a star. It is shown, that these solutions can describe as jumps, as well as the further relaxation of pulsars' angular velocity. The charachteristic times of the pinning and depinning are qualitatively estimated from observable data for jumps of Vela pulsar.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J.M. Cordes, G.S. Downs, J.Krause-Polstorff, Astrophys. J., 330, 841, 1988.

2. A.G.Lyne, Nature, 326, 569, 1987.

3. P.M.McCulloch, P.A.Hamilton, D.McConnel, F.A.King, Nature, 346, 822, 1990.

4. M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham, Astrophys. J., 276, 325, 1984.

5. M.A.Alpar, H.F.Chau, K.S.Cheng, D.Pines, Astrophys. J., 409, 345, 1993.

## Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

- 6. M.A.Alpar, H.F.Chau, K.S.Cheng, D.Pines, Astrophys. J., 1996, preprint.
- 7. P.B.Jones, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 243, 257, 1990.
- 8. P.B.Jones, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 246, 315, 1990.
- 9. P.B.Jones, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 263, 619, 1993.
- 10. А.Д. Седракян, Д.М. Седракян, ЖЭТФ, 102, 721, 1992.
- 11. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, Astrophys. J., 447, 305, 1995.

solution in a second set of the line in the second set of the second sec

with "stand of the standard in a first party

- 12. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzian, Astrophys. J., 447, 324, 1995.
- 13. А.Д.Седракян, Д.М.Седракян, ЖЭТФ, 108, 631, 1995.
- 14. А.Н.Тихонов, В.Я.Арсенин, Методы решения некорректных задач, Наука, М., 1986.

# **АСТРОФИЗИКА**

#### **TOM 39**

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК:52:531.51+524.354.6

# НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В МНОГОМЕРНОЙ ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

У.БЛЕЙЕР<sup>1</sup>, Л.Ш.ГРИГОРЯН<sup>2</sup>, Г.Ф.ХАЧАТРЯН<sup>3</sup> Поступила 4 июня 1996 Принята к печати 11 июля 1996

Рассчитаны раднус, масса, полное число барионов и др. параметры статистических сферически-симметрических сверхилотных звезд. Использована модель с одним Риччи плоским внутренним пространством произвольной размерности и аппроксимация  $p_1 = -0.5\epsilon + ap$  для дополнительных компонент тензора энергии-импульса (s и *p* - плотность полной энергии и давление звездного вещества, *a* - подгоночный параметр).

В случае белых карликов результаты многомерной теории не зависят от размерности пространства-времени D при -10 ≤ a ≤ 10 и совпадают с аналогичными данными ОТО. Для

нейтронных звезд имеется зависимость от D и a. В частности, при D>4 наибольшее значение массы  $M_{max}$  нейтронной звезды как функция a имеет свой максимум при 3 < a(D) < 4,

который превышает наибольшее значение массы  $M_{\text{max}}^0 = 2.14 M_{\odot}$  в ОТО. Сопоставление теоретических результатов с данными наблюдений определяет допустимые значения *a*. Данные PSR 1913+16 приводят к  $0.2 \le a \le 9.2$  в случае D=26, а результаты работы [22] - к более жесткому ограническию  $4 \le a \le 7.4$ .

1. Введение. Предположение о наличии дополнительных пространственных измерений, по-видимому, адекватно отражает динамику взаимодействий на малых расстояниях (r << 10<sup>-16</sup> см), характерных для единых теорий всех взаимодействий. На это указывают достижения теории струн [1] и супергравитации [2,3] (см. также [4,5] и приведенные там ссылки по теории многомерного пространства-времени). При этом 4-мерие наблюдаемого пространства-времени объясняется двумя возможными процессами. Во-первых, решениями многомерных уравнений Эйнштейна, в которых 4-мерное пространство-время расширяется, а дополнительные измерения "схлопываются" (динамическая компактификация), становясь не доступными для наблюдений современными методами. Во-вторых, предполагаемым квантовым процессом спонтанной (само) компактификации дополнительных измерений аналогично эффекту Казимира для электромагнитного поля [6]. Во втором случае дополнительные измерения образуют внутреннее компактное пространство. Оно проявляется в виде динамической переменной (поле дилатона) и взаимодействует с 4-мерным внешним пространством-временем силами гравитации.

Основные исследования направлены на согласование многомерных космологических моделей (Вселенная, возникшая из некоего многомерного

образования) с данными наблюдений. Наряду с этим, немаловажно, что следы воздействия дополнительных измерений могут проявляться и на гравитирующих системах островного типа. В этом направлении было найдено обобщение решения Шварцшильда на случай симметрии O (k) [7]. Модель с одним k-мерным внутренним пространством была исследована в [8,9]. Многомерный аналог решения Райснера-Нордстрема для заряженной черной дыры был получен в [10]. В [11] (см. также [12]) оно было обобщено на случй произвольного числа внутренних пространств. В [13] исследованы сферически-симметрические внешние решения в теории с многомерной космологической постоянной. Небесные тела в многомерной теории гравитации изучены в [14-16]. При этом в [14] изучено влияние дополнительной циклической координаты на массу и радиус нейтронной звезды, а в [16] - модель пространства-времени с внутренним Риччи плоским пространством сопоставлена с данными наблюдений постньютоновских эффектов в солнечной системе.

Данная работа является продолжением [16]. Определены радиус, масса, полное число барионов и др. параметры статического сферическисимметрического сверхплотного небесного тела в пространстве-времени произвольной размерности. В П.2 выписаны аналитические решения уравнений гравитации за пределами небесного тела, а в П.3 детально описан метод их сшивки с внутренними решениями. В П.4 приведены результаты численных расчетов. Краткое изложение работы дано в, Заключении.

2. Внешнее решение. В теоретико-полевом пределе теории суперструн гравитация с достаточной точностью описывается уравнениями Эйнштейна

$$R_{AB} - \frac{1}{2} g_{AB} \cdot R = 8\pi x T_{AB}, \qquad (2.1)$$

в которых R<sub>1</sub> - тензор Риччи многомерного пространства-времени с квадратом интервала

$$ds^2 = g_{AB} dx^A dx^B$$
,  $A, B = 0, 1, 2, ..., k+3$  (2.2)

и сигнатурой (+-...-) метрического тензора g<sub>AB</sub>. В (2.1) T<sub>AB</sub> - многомерный

тензор энергии-импульса, а z- многомерный аналог гравитационной постоянной (скорость света c = 1). Напомним, что бозонные и суперсимметричные струнные модели теории единых взаимодействий имеют смысл только в пространстве-времени с размерностью D=k+4=26 и 10 соответственно [1,3]. Мы ограничимся моделью пространства-времени

$$T \times R_{(0)}^{s} \times R_{(1)}^{k}, \quad k = 1, 2, ...,$$
 (2.3)

в которой внутреннее пространство  $R_{(1)}^k$ , образованное дополнительными измерениями, является Риччи плоским:

$$R_{(1)ab} = 0, \quad a, b = 4, 5, \dots, k+3$$
 (2.4)

и компактным.

Для статического сферически-симмстрического небесного тела квадрат интервала можно выбрать в виде

$$ds^{2} = ds_{0}^{2} - g_{(1)ab} e^{\sigma} dx^{a} dx^{b}, \qquad (2.5)$$

гдс

$$ds_0^2 = e^{\nu} dt^2 - e^{\lambda} dr^2 - r^2 e^{\mu} \left( d \theta^2 + \sin^2 \theta \, d \, \varphi^2 \right) \tag{2.6}$$

- квадрат интервала 4-мерного пространства-времени  $T \times R^3_{(0)}, v, \lambda, \mu, \sigma$  - функции радиальной координаты r, а  $g_{(1)ab}$  - метрический тензор с

сигнатурой  $\left(\frac{+\dots+}{k}\right)$ , зависящий от координат x<sup>e</sup> внутреннего пространства. Масштабный фактор  $e^{\sigma}$  определен с точностью до преобразования

$$\sigma(r) \to \sigma(r) + c_1, \qquad (2.7)$$

где  $c_1$ - произвольная постоянная. Имеется также неоднозначность, обусловленная преобразованиями  $t \to c_2 t$ ,  $r \to f(r)$  (f - произвольная функция). Для их устранения выберем изотропную систему координат:  $\lambda(r) = \mu(r),$  (2.8)

и наложим естественные граничные условия:

$$\nu(r), \lambda(r), \sigma(r) \to 0 \tag{2.9}$$

на больших расстояниях от небесного тела:  $r \rightarrow \infty$ .

Подставив (2.5) в левую часть (2.1) и используя (2.4), можно убедиться, что правая часть (2.1) должна иметь вид

$$T_B^A = \text{diag}\left[\varepsilon, -p, -p_{\bullet}, -p_{\bullet}, -p_{\bullet}, -p_{1}, \dots, -p_{1}\right]$$
 (2.10)

Интегрируя по внутреннему пространству, можно определить 3-мерную плотность  $\rho$  и 3-мерные давления *P*, *P*.:

$$\rho = \int \varepsilon \sqrt{g_{(1)}} d^k x^a = \varepsilon V_1, \quad P = \rho V_1, \quad P_* = p_* V_1, \quad (2.11)$$

гдс

$$V_1 = \int \sqrt{g_{(1)}} \, d^k x^a \tag{2.12}$$

- не зависящий от r,  $\theta$  и  $\varphi$  объем пространства  $R_{(1)}^k$ , а  $g_{(1)}$  - детерминант, составленный из компонент  $g_{(1)ab}$ . Для сверхплотного звездного вещества

## У.БЛЕЙЕР, Л.Ш.ГРИГОРЯН, Г.Ф.ХАЧАТРЯН

 $P = P_{\bullet}$  [17], и поэтому

$$p = p_{\bullet}. \tag{2.13}$$

Компоненту  $p_1$  (точнее  $p_1V_1$ ) условно будем называть эффективным давлением, соответствующим внутреннему пространству.

Известны решения уравнений (2.1) вне небесного тела:

$$e^{v} = \left(\frac{1-v}{1+v}\right)^{\beta}, \quad e^{\lambda} = \left(1-v^{2}\right)^{2} \left(\frac{1+v}{1-v}\right)^{\beta(1+\alpha,k)}, \quad e^{\alpha} = \left(\frac{1-v}{1+v}\right)^{\alpha\beta},$$
 (2.14)

где  $v = r_g / 2\beta r$ ,  $r_g = 2GM$  - гравитационный радиус небесного тела,  $x = GV_1$ ,  $\alpha \perp \beta$  - постоянные интегрирования, связанные соотношением

$$\beta^2 = \frac{8}{1+k\alpha^2 + (1+k\alpha)^2}.$$
 (2.15)

После переобозначений они переходят в выражения, приведенные, например, в [12]. Постоянная α определяется равенством

$$\alpha = \frac{2\overline{b}}{2+k(1-\overline{b})},$$
 (2.16)

где

$$b = \frac{3 p - \varepsilon - 2 p_1}{\varepsilon + 3 p}, \quad \overline{b} = \frac{\int b(\varepsilon + 3 p) \sqrt{|g|} d^{k+3} x}{\int (\varepsilon + 3 p) \sqrt{|g|} d^{k+3} x}.$$
(2.17)

Справедливы также две формулы для массы небесного тела. Одна из них

$$M = \left(1 - \frac{k\overline{b}}{k+2}\right) \int (\varepsilon + 3p) \sqrt{|g|} d^{k+3}x \qquad (2.18)$$

обобщает известную в ОТО формулу Толмена [18], а другая

$$M^{2} = \frac{2\beta^{2}}{G} \int r p \sqrt{|g|} d^{k+3}x \qquad (2.19)$$

связывает квадрат массы с распределением давления в объеме звезды. Вывод (2.16)-(2.19) приведен в [16]. В этой же работе путем анализа данных наблюдений постньютоновских эффектов в солнечной системе показано, что внутри Солнца эффективное давление должно определяться равенством

$$p_{10} \approx -\frac{1}{2} \varepsilon_{\odot},$$
 (2.20)

при том, что  $p_{\odot} << \varepsilon_{\odot}$ . Результаты П.4 позволяют сделать определенные ныводы о зависимости  $p_1 = p_1(\varepsilon, p)$  в области  $p \le \varepsilon$  (см. (3.10), (4.2)).

3. Сшивка внешних и внутренних решений. Согласно (2.5), (2.6), (2.8) метрический тензор задается функциями  $v(r), \lambda(r)$  и  $\sigma(r)$ , ко-

торые опредсляются уравнениями гравитационного поля (2.1). Последние можно представить в виде

$$R_{0}^{0} = 8\pi a \left( T_{0}^{0} - \frac{T}{k+2} \right),$$

$$R_{0}^{0} + R_{3}^{3} + R_{a}^{a} + 8\pi a \left( T_{1}^{1} + T_{2}^{2} \right) = 0,$$

$$R_{b}^{a} = 8\pi a \left( T_{b}^{a} - \delta_{b}^{a} \frac{T}{k+2} \right),$$
(3.1)

где 8<sup>4</sup> - символ Кронекера. Вместо

$$R_{\rm I}^{\rm I} = 8\pi a \left( T_{\rm I}^{\rm I} - \frac{T}{k+2} \right) \tag{3.2}$$

удобно использовать компоненту А=1 уравнения "гидродинамики"

$$T_{A;B}^{B} = 0.$$
 (3.3)

Последние следуют из (2.1), двоеточие - операция ковариантного дифференцирования в многомерном пространстве-времени. Подставив (2.5), (2.6), (2.8), (2.10) и (2.13) в (3.1), (3.3), после преобразований придем к системе дифференциальных уравнений

$$\sqrt{\psi r^2} = u_0 - \frac{k}{k+2} u_2, \quad \psi' r^3 = u_1, \quad \sigma' \psi r^2 = \frac{2}{k+2} u_2$$

$$p' + \frac{1}{2} (\varepsilon + p) \sqrt{\frac{k}{4} [\varepsilon - p + b(\varepsilon + 3p)]} \sigma' = 0,$$
(3.4)

где  $\psi^2 = \exp(v + \lambda + k\sigma)$  штрих над функцией-операция дифференцирования по r,

$$u_{0} = 8\pi \varepsilon \int \psi r^{2}(\varepsilon + 3p) e^{\lambda} dr, \quad u_{1} = 16\pi \varepsilon \int p \psi r^{3} e^{\lambda} dr$$
  

$$u_{2} = 8\pi \varepsilon \int b \psi r^{2}(\varepsilon + 3p) e^{\lambda} dr.$$
(3.5)

За пределами небесного тела функции  $u_0, u_1, u_2$  постоянны, и поэтому уравнения (3.4) элементарно интегрируются. С учетом граничных условий (2.9) и разложения

$$e^{v} \approx 1 - \frac{r_{g}}{r}, \quad r \gg r_{g}$$
 (3.6)

(см. [18]) они приводят к (2.14). При этом,

$$r_{g} = u_{0}(r_{1}) - \frac{k}{k+2}u_{2}(r_{1}), \quad \frac{r_{g}^{2}}{2\beta^{2}} = u_{1}(r_{1}),$$
 (3.7)

а постоянная интегрирования α определяется равенствами (2.16), (2.17), r<sub>1</sub> - координатный радиус небесного тела. Для найденного решения

$$e^{\lambda} R_{1}^{1} = \left\{ \left[ 1 + k \alpha^{2} + (1 + k \alpha)^{2} \right] \beta^{2} - 8 \right\} \frac{4\beta^{2} v^{4}}{r_{g}^{2} (1 - v^{2})^{2}}, \qquad (3.8)$$

и поэтому (3.2) удовлетворяется только в том случае, когда а и β связаны условием (2.15). Как видим, (2.14) является решением уравнений поля за пределами небесного тела. Равенства (3.7) эквивалентны формулам (2.18), (2.19) для массы небесного тела.

Зависимость давления P от плотности  $\rho$  и температуры  $\Theta$  вещества определяется уравнением состояния:  $P = P(\rho, \Theta)$ . Поэтому, вообще говоря, (3.4) должно быть дополнено уравнением лучистого равновесия [19], определяющим распределение температуры в объеме небесного тела. Однако в случае сверхплотного небесного тела этого можно не делать, так как вклад температуры в уравнение состояния пренебрежимо мал [17]. Мы воспользуемся уравнением состояния

$$P = P(\rho), \tag{3.9}$$

выведенным в [20]. В нем последовательным образом учтена кварковая структура адронов. Должна быть задана и зависимость эффективного давления  $p_1$  от  $\varepsilon$  и p. Мы будем предполагать ее линейной:

$$p_1 = -\frac{1}{2}\varepsilon + ap, \qquad (3.10)$$

гдс *а* - некоторый безразмерный параметр. Линейным образом связаны также давления и плотность энергии вакуума электромагнитного поля в областях, ограниченных проводящими границами [6]. Для небесного тела типа Солнца  $p \ll \varepsilon$ , и поэтому (3.10) переходит в (2.20). Заметим также, что в случае *a*=1.5, из (2.17) и (3.5) имеем *b*=*u*<sub>2</sub>=0, и поэтому уравнения (3.4) переходят в соответствующие уравнения ОТО.

Имея (3.9), (3.10) и фиксируя k, a можно приступить к решению (3.4) для различных значений давления P(r) в центре конфигурации. В каждом случае необходимо найти значения  $v(r), \lambda(r), \sigma(r)$  в центре небесного тела, для которых имеют место граничные условия (2.9). Этого можно добиться однократным интегрированием уравнений, введя новую независимую переменную

$$x = \frac{r}{l}, \quad l^2 = \frac{e^{\nu(0) + k \cdot c(0)}}{8\pi G \rho(0) \psi^2(0)}$$
(3.11)

и функции

$$y_1 = v(x) - v(0), \quad y_2 = \frac{\psi(x)}{\psi(0)}, \quad y_3 = o(x) - o(0)$$

$$y_4 = \frac{1}{\rho(0)} \int_0^{\infty} x^2 y_2^3(\rho + 3P) e^{-y_1 - ky_3} dx, \quad y_5 = \frac{1}{\rho(0)} \int_0^{\infty} P x^3 y_2^3 e^{-y_1 - ky_3} dx \quad (3.12)$$

$$y_6 = \frac{1}{\rho(0)} \int_0^\infty b \, x^2 y_2^3(\rho + 3 \, P) \, e^{-y_1 - ky_3} \, dx$$

С их помощью (3.4) преобразуются к виду

$$\dot{y}_1 y_2 x^2 = y_4 - \frac{k}{k+2} y_6, \quad \dot{y}_2 x^3 = 2 y_5, \quad \dot{y}_3 y_2 x^2 = \frac{2}{k+2} y_6$$
  
 $2 \dot{P} + (\rho + P) \dot{y}_1 + \frac{k}{2} [\rho + 2(1-a) P] \dot{y}_3 = 0,$  (3.13)

точка над функцией - дифференцирование по х. После этого, используя разложения в центре конфигурации:

$$y_{1} \approx \left[\frac{1}{6} + \frac{\zeta}{k+2}\left(1 + \frac{ak}{3}\right)\right]x^{2}, \quad y_{2} \approx 1 + \frac{1}{4}\zeta x^{2}, \quad y_{3} \approx \frac{\zeta(3-2a)}{3(k+2)}x^{2},$$
$$y_{4} \approx \left[\frac{1}{3} + \zeta\right]x^{3}, \quad y_{5} \approx \frac{1}{4}\zeta x^{4}, \quad y_{6} \approx \zeta\left(1 - \frac{2}{3}a\right)x^{3}, \quad (3.14)$$

 $\zeta = P(0) / \rho(0)$ , можно проинтегрировать (3.13) от центра x=0 до поверхности  $x=x_1$  небесного тела, где  $P(x_1) = 0$ . Имея  $y_1(x_1), \dots, y_6(x_1)$ , можно определить

$$\overline{b} = \frac{y_6(x_1)}{y_4(x_1)},$$
(3.15)

постоянные а и в (см. (2.15), (2.16)) и далее

$$v(x_{1}) = \frac{2\beta y_{5}}{x\left(y_{4} - \frac{k}{k+2} y_{6}\right)}, \quad \psi(0) = \frac{1}{y_{2}}\left|1 - v(x_{1})^{2}\right|$$

$$v(0) = -y_{1} + \beta \ln \left|\frac{1 - v(x_{1})}{1 + v(x_{1})}\right|, \quad \sigma(0) = -y_{3} + \alpha\beta \ln \left|\frac{1 - v(x_{1})}{1 + v(x_{1})}\right| \quad (3.16)$$

$$\lambda(0) = -v(0) - k \sigma(0) + 2\ln\psi(0)$$

(использованы условия непрерывности  $y_1, y_2, y_3$  и их первых производных). Тяготеющая масса

$$M = \frac{l}{2G} \psi(0) \left( y_4 - \frac{k}{k+2} y_6 \right), \quad x = x_1.$$
 (3.17)

Удовлетворяется также равенство

$$\psi(0) = \frac{4\beta^2 y_5}{\left(y_4 - \frac{k}{k+2} y_6\right)^2},$$
(3.18)

которое эквивалентно (2.19). Таким образом, однократное интегрирование

Таблица 1

# ПАРАМЕТРЫ ВЫРОЖДЕННЫХ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В МНОГОМЕРНОЙ ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

alD		5				10			26				00				
470	<b>P</b> (0)	R, KM	M/ M.	N/ Ne	b b	<i>R</i> , км	M/ M.	N/ Ne	b	<i>R</i> , EM	M/ M.	N/ N <sub>e</sub>	b	R, KM	M/ M.	N/ N®	b
	1.00E+42	9.71	1.08	1.22	0.487	9.42	0.71	0.91	0.456	9.33	0.60	0.84	0.446	9.29	0.55	0.80	0.440
	1.00E+38	9.81	1.07	1.20	0.472	9.60	0.73	0.94	0.441	9.52	0.62	0.87	0.431	9.48	0.58	0.83	0.426
	7.60E+36	8.99	0.98	1.08	0.528	8.75	0.61	0.78	0.490	8.68	0.51	0.71	0.476	8.66	0.47	0.68	0.470
	1.90E+36	9.61	1.17	1.35	0.528	9.08	0.70	0.92	0.504	8.92	0.57	0.82	0.495	8.85	0.51	0.77	0.491
	7.60E+35	10.64	1.38	1.66	0.491	10.00	0.85	1.16	0.474	9.79	0.70	1.03	0.467	9.70	0.63	0.98	0.464
	3.00E+35	11.84	1.55	1.93	0.418	11.21	1.05	1.45	0.407	11.00	0.89	1.31	0.402	10.90	0.82	1.25	0.400
-1	1.90E+35	12.29	1.57	1.95	0.369	11.74	1.12	1.54	0.361	11.54	0.98	1.42	0.358	11.45	0.91	1.36	0.356
-	1.20E+35	12.50	1.51	1.85	0.314	12.06	1.15	1.55	0.308	11.91	1.03	1.45	0.306	11.83	0.97	1.40	0.305
1000	7.60E+34	12.39	1.35	1.62	0.256	12.08	1.10	1.43	0.252	11.96	1.01	1.36	0.251	11.91	0.97	1.33	0.250
100	4.80E+34	11.91	1.10	1.29	0.199	11.71	0.95	1.19	0.197	11.64	0.90	1.15	0.196	11.60	0.87	1.13	0.196
	3.00E+34、	11.07	0.81	0.92	0.146	10.97	0.74	0.87	0.145	10.93	0.71	0.86	0.145	10.91	0.69	0.85	0.145
	1.90E+34	10.07	0.55	0.60	0.104	10.02	0.51	0.59	0.104	10.00	0.50	0.58	0.104	10.00	0.50	0.58	0.103
100	1.20E+34	9.05	0.34	0.36	0.071	9.03	0.33	0.36	0.071	9.02	0.32	0.36	0.071	9.02	0.32	0.36	0.071
	5.40E+33	7.82	0.13	0.13	0.035	7.82	0.13	0.13	0.035	7.82	0.13	0.13	0.035	7.82	0.13	0.13	0.035
	2.50E+33	8.91	0.05	0.05	0.017	8.91	0.05	0.05	0.017	8.91	0.05	0.05	0.017	8.91	0.05	0.05	0.017
	1.00E+42	10.22	1.78	1.71	-0.494	10.33	1.98	1.68	-0.471	10.36	2.05	1.67	-0.463	10.37	2.08	1.67	-0.459
	1.00E+40	10.27	1.82	1.75	-0.497	10.50	2.05	1.76	-0.467	10.56	2.12	1.75	-0.456	10.58	2.15	1.75	-0.451
1.1	1.00E+38	9.93	1.64	1.54	-0.494	9.90	1.81	1.49	-0.480	9.89	1.87	_ 1.47	-0.474	9.89	1.90	1.46	-0.471
	1.20E+37	9.55	1.75	1.64	-0.541	9.79	2.05	1.71	-0.521	9.86	2.15	1.72	-0.513	9.89	2.20	1.72	-0.509
	1.90E+36	10.66	2.19	2.22	-0.524	10.93	2.54	2.30	-0.497	10.99	2.66	2.31	-0.488	11.02	2.71	2.31	-0.483
· 4	7.60E+35	11.62	2.39	2.52	-0.480	11.78	270	2.56	-0.455	11.81	2.81	2.56	-0.446	11.82	2.85	2.56	-0.442
	4.80E+35	12.11	2.42	2.60	-0.448	12.19	2.70	2.61	0.424	12.20	2.79	2.60	-0.416	12.20	2.84	2.60	-0.413
	3.00E+35	12.53	2.38	2.57	-0.407	12.54	2.61	2.57	-0.387	12.52	2.69	2.55	-0.380	12.52	2.73	2.55	-0.377
	1.20E+35	12.84	201	2.16	-0.308	12.75	214	2.13	-0.296	12.71	2.19	2.12	-0.292	12.69	2.21	211	-0.290
	7.60E+34	12.59	1.68	1.79	-0.252	12.49	1.77	1.76	-0.244	12.45	1.80	1.75	-0.242	12.43	1.82	1.75	-0.240
	4.80E+34	12.01	1.29	1.36	-0.197	11.93	1.35	1.35	-0.192	11.90	1.38	1.34	-0.191	11.89	1.39	1.34	-0.190
	3.00E+34	11.12	0.91	0.94	-0.145	11.07	0.94	0.93	-0.143	11.05	0.95	0.93	-0.143	11.05	0.96	0.93	-0.142
	1.90E+34	10.09	0.59	0.61	-0.104	10.07	0.61	0.60	-0.103	10.06	0.62	0.60	-0.103	10.06	0.62	0.60	-0.102
	7.60E+33	8.22	0.21	0.21	-0.048	8.21	0.21	0.21	-0.048	8.21	0.21	0.21	-0.048	8.21	0.21	0.21	-0.048
	2_50E+33	8.91	0.05	0.05	-0.017	8.92	0.05	0.05	-0.017	8.92	0.005	0.05	-0.017	8.92	0.05	0.05	-0.017

уравнений (3.13) определяет пять независимых величин M,  $\alpha$ ,  $\nu(0)$ ,  $\lambda(0)$ и  $\sigma(0)$ . Дополнительное условие (3.18) позволяет конгролировать точность численных расчетов. Сравнивая результаты расчетов с данными наблюдений, можно определить  $\rho(0)$  и a.

Полное число барионов определяется формулой

$$N = \int n \sqrt{\frac{|g|}{g_{00}}} d^{k+3}x = 4\pi \int_{0}^{1} n \psi r^{2} e^{(3\lambda + k \sigma)/2} dr, \qquad (3.19)$$

где n - 3-мерная плотность барионного заряда,  $n = n_*V_1$ . Поэтому, дополнив (3.13) уравнением

$$\dot{y}_7 = \frac{n}{n(0)} x^2 y_2^3 e^{-1.5 y_1 - k y_3}$$
(3.20)

можно вычислить

$$N = y_7(x_1) N_{\bullet}, \quad N_{\bullet} = \frac{n(0) e^{k \sigma(0)/2}}{4\sqrt{2\pi} [G \rho(0)]^{3/2}}.$$
 (3.21)

Вблизи центра конфигурации  $y_7 \approx x^3/3$ . Площадь поверхности небесного тела равна  $4\pi R_1^2$ , где

$$R_{\rm i} = r_{\rm i} e^{\mu(r_{\rm i})/2} \tag{3.22}$$

- шварцшильдовский радиус, инвариантный относительно преобразования  $r \to f(r)$ .

4. Результаты численных расчетов. В табл. 1 приведены результаты расчетов для различных значений размерности пространствавремени D=k+4=5; 10; 26;  $\infty$  и параметра a=-1; 4. Представлены значения шварщиильдовского радиуса  $R_1$ , тяготеющей массы M, полного числа барионов N в единицах  $N_{\odot} = M_{\odot}/m_{\pi}$  ( $m_{\bullet}$ - масса нейтрона), а также

$$\overline{b} = (3-2a) \frac{\int P\sqrt{|g|} d^{k+3} x}{\int (\rho+3P)\sqrt{|g|} d^{k+3} x}$$
(4.1)

(см. (2.17)) в зависимости от давления P(0) в центре конфигурации. В случае a = 1.5, результаты многомерной теории не зависят от D и совпадают с данными ОТО. Они приведены в табл. 2. В ее 2-ом столбце даны значения плотности  $\rho(0)$  в центре конфигурации. Значения  $\rho(0)$  и P(0), по существу, задают уравнение состояния (3.9) сверхплотного вещества в области давлений  $P \ge 10^{33}$  эрг см<sup>-3</sup>.

Из (2.14)-(2.19) ясно, что результаты расчетов практически не должны отличаться от аналогичных данных ОТО в случае  $|\vec{b}| \ll 1$ . В области

Таблица 2

P(0)	P(0)	R, KM	M/M <sub>o</sub>	N/No
1.00E+42	3.50E+21	10.03	1.56	1.70
1.00E+41	3.53E+20	10.00	1.55	1.68
1.002+40	3.56E+19	9.97	1.55	1.69
1.002+39	3.60E+18	10.16	1.59	1.74
1 00E+38	3.68E+17	9.99	1.49	1.61
1 90E+37	7.03E+16	9.36	1.42	1.51
1 20E+37	4.45E+16	9.30	1.45	1.55
7 60E+36	2.83E+16	9.34	1.50	1.62
4 80E+36	1.80E+16	9.51	1.59	1.74
3.00E+36	1.14E+16	9.82	1.70	1.90
1 907+36	7.32E+15	10.24	1.81	2.07
1 208+36	4.74E+15	10.76	1.94	2.25
7.608+35	3.12E+15	11.34	2.05	2.41
4 9012+35	2 09E+15	11.92	2.12	2.52
2.0002+35	1425+15	12.46	2.14	2.54
1.002+35	1.02E+15	12.81	2.06	243
1.900+35	7618+14	12.91	1.87	218
7.600+24	5 00E+14	12.57	1.50	1.81
A 900-134	4 968+14	12.07	1.3	1 38
2.005+24	4.208+14	71.16	0.89	0.95
3.00ET34	2 907-14	10.11	0.59	0.55
1.90ET34	3.096714	0.07	0.36	0.01
1.202+34	3.04ET14	9.07	0.33	0.37
7.00E+33	3.4/6114	0.11	0.20	0.21
5.40E+33	3.398+14	7.82	0.13	0.13
2.502+33	3.232+14	1 8.91	0.05	0.05

#### ПАРАМЕТРЫ СВЕРХПЛОТНЫХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ В СЛУЧАЕ a=3/2 (ОТО)

 $P(0) < 10^{33}$  эрг см<sup>-3</sup> это условие удовлетворяется для любых  $D \ge 5$  и -10 ≤ a ≤ 10, и поэтому соответствующие данные, в том числе и для белых карликов, в табл.1,2 опущены. Отличия имсют место для нейтронных звезд. На кривых рис. 1 приведены графики зависимости массы конфигурации *M* от центрального давления P(0) в случае D = 26и а = -1:1.5:4. На каждой кривой нейтронным звездам соответствуют точки левсе первого максимума. Четко прослеживается зависимость наибольшего значения их массы М., от а. Она приведена на рис. 2 для значений D = 5 и 26. Прямая линия соответствует D = 4 (т.е. ОТО с наибольшим значением массы нейтронной звезды  $M_{max}^0 = 2.14 M_{\odot}$ ). При D = ∞ данные незначительно отличаются от случая D=26. Видно существование максимума на каждой кривой  $M_{max}(a) \subset D \ge 5$ . Он достигается при  $3 < a(D) \le 4$  и превышает  $M_{max}^0$ . С удалением от него функция  $M_{max}(a)$  монотонно убывает и оказывается меньше  $M_{max}^{0}$  вне интервала  $1.5 \le a(D) \le 7$  (Вывод  $M_{max} < M_{max}^0$  в случае идеального нейтронного газа был получен в [14] в предположении о наличии дополнительной

циклической координаты, D = 5). Такое поведение вместе с условием

## НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ



Рис. 1. Кривые зависимости массы M сверхплотного небесного тела (в массах Солнца) от логарифма центрального давления P(0) (в единицах эрг/см<sup>3</sup>). На каждой кривой нейтронным звездам осответствуют точки ловее первого максимума. Функция M[P(0)] определяется постоянной a в (3.10) (она приведена рядом с кривой) и размерностью пространства-времени D (на рисунке случай D=26). Зависимость от D отсутствует при a=1.5, и поэтому соответствующая кривая представляет результаты ОТО. Четко прослеживается звисимость наибольшего значения массы от a.



Рис. 2. Наибольшее значение массы  $M_{max}$  нейтронной звезды в зависимости от a. Рядом с кривыми указана размерность пространства-времени D. Прямая с D=4 и ординатой  $M_{max}^0 = 2.14 M_{\odot}$  соответствует ОТО. Результаты расчетов при  $D=\infty$  незначительно отличаются от случая D=26. Видно существование максимума на кривых  $M_{max}(a) \, c \, D \ge 5$ . Он достигается при  $3 < a(D) \le 4$  и превышает  $M_{max}^0$ .  $M_{\max}(a, D) \ge M_1, M_2, \dots$  ( $M_i$ - массы нейтронных звезд из данных наблюдений) позволяет определить допустимые значения a:

$$a_1(D) \le a \le a_2(D), \quad M_{\max}(a_1, D) = \max\{M_1, M_2, ...\} = M_{\bullet}.$$
 (4.2)

Например, значение  $M_1 = 1.44 M_{\odot}$  (пульсар PSR 1913+16 [21]) приводит к  $0.2 \le a \le 9.2$  в случае D=26 (см. табл. 3). Пополняя список  $M_p$  можно сузить интервал допустимых значений *a*. Согласно [22] массы нейтронных звезд достигают значений  $M_* = 1.85 M_{\odot}$ , и поэтому из табл. 3 приходим к выводу  $1 \le a \le 7.4$ . Можно получить дополнительную информацию об *a*, сопоставляя теоретические значения  $\alpha$  (см. (2.14), (2.16)) с данными наблюдений постньютоновских эффектов в двойных системах, содержащих нейтронную звезду.

Таблица З

М.			1.44	CONT. L M.		and said	1.85	
D	5	10	26	00	5	10	26	00
<i>a</i> <sub>1</sub>	-1.7	-0.1	0.2	0.2	0.2	0.9	1.0	1.0
a,	11	9.6	9.2	9.1	8.6	7.6	7.4	7.3

# КОРНИ УРАВНЕНИЯ $M_{\max}(a_i, D) = M_{\bullet}$

5. Заключение. В работе рассмотрена эйнштейновская теория тяготения в многомерном пространстве-времени (2.3). Внутреннее пространство  $R_{(1)}^k$ , образованное дополнительными *k*-измерениями (*k*=1,2,...) считается компактным и Риччи плоским. Изучены статические сферически-симметрические модели белых карликов и нейтронных звезд. Задача состояла в интегрировании уравнений поля (3.4) внутри конфигурации и сшивки найденных численных решений с известными решениями (2.14) вне небесного тела. Для этого необходимо было задать тензор энергии-импульса звездного вещества (2.10), где є-плотность,  $p = p_*$ - давление, а  $p_1$ - компонента тензора энергии-импульса, соответствующая дополнительным пространственным измерениям (эффективное давление). В качестве уравнения состояния (3.9) использованы результаты работы [20], а для эффективного давления – аппроксимация (3.10).

Результаты расчетов подытожены в табл. 1-3 и на рис. 1,2. В случае белых карликов данные многомерной теории и ОТО по существу не отличаются друг от друга. Отличия имеют место для нейтронных звезд (см. рис. 1 и табл. 1,2). Наибольшее значение массы  $M_{\rm max}$  нейтронной звезды определяется параметром *a*, входящим в (3.10), и размерностью пространства-времени D=k+4. Функция  $M_{\rm max}(a)$  (см. рис. 2) имеет максимум при  $3 < a(D) \le 4$ , который превышаст  $M_{\max}^0 = 2.14 M_{\odot}$  - наибольшес значение массы в ОТО. С удалением от него кривая  $M_{\max}(a)$  монотонно убывает и оказывается меньше  $M_{\max}^0$  вне интервала  $1.5 \le a(D) \le 7$ 

(вывод  $M_{\text{max}} < M_{\text{max}}^0$  в случае идеального нейтронного газа был получен в [14] в предположении о наличии дополнительной циклической координаты, D=5). Такое поведение  $M_{\text{max}}$  от *a* позволяет определить допустимые значения *a* путем сравнения результатов теории с данными наблюдений (см. (4.2), табл. 3). Данные пульсара PSR 1913+16 в случае D=26 приводят к  $0.2 \le a \le 9.2$ , а результаты работы [22] - к более жесткому ограничению  $1 \le a \le 7.4$ .

Благодарности. Двое из авторов (Л.Ш.Г. и Г.Ф.Х) благодарны участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского государственного университета за обсуждение полученных результатов. В расчетах использован РС Pentium, подаренный Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) одному из авторов (Л.Ш.Г.) для проведения совместных исследований.

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства науки и высшего образования Республики Армения.

- <sup>1</sup> Потедамский университет, Германия
- <sup>2</sup> Институт прикладных проблем физики, Армения

<sup>3</sup> Ереванский Государственный университет, Армения

# NEUTRON STARS IN MULTIDIMENSIONAL EINSTEIN THEORY OF GRAVITATION

### U.BLEYER<sup>1</sup>, L.Sh.GRIGORIAN<sup>2</sup>, H.F.KHACHATRIAN<sup>3</sup>

Radius, mass, total number of baryons and other parameters of static spherical-symmetric superdense stars are calculated. A model with one Ricciflat internal space of any dimension and approximation  $p_1 = -0.5\varepsilon + ap$  for additional components of the energy-momentum tensor are used ( $\varepsilon$  and p are total energy density and pressure of stellar matter and a is an adjustable parameter).

In the case of white dwarfs the results of multidimensional theory do not depend on the dimension of space-time (D) at  $-10 \le a \le 10$  and coincide with similar data of GR. For neutron stars there is a dependence on D and a. In particular, at D>4 the maximum mass  $M_{max}$  of a neutron star as a function of a has its own maximum at  $3 < a(D) \le 4$ , which is more than the maximum

mass  $M_{\text{max}}^0 = 2.14 M_{\odot}$  in GR. The confrontation of theoretical results with observational data determines allowable values of a. The data of PSR 1913+16 lead to  $0.2 \le a \le 9.2$ , in case of D = 26 and the results of [22] bring to more rigid restriction  $1 \le a \le 7.4$ .

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. Л.Бринк, М.Энно, Принципы теории струн, Мир, М., 1991.
- 2. П.Уэст, Введение в суперсиммстрию и супергравитацию, Мир, М., 1989.
- 3. *М.Грин, Дж.Шварц, Э.Виттен*, Тсория суперструн, в 2-х томах, Мир, М., 1990.
- 4. V.Emelyanov, P.Nikitin, I.Rosental, Phys. Repts, 143, 1, 1986.
- Ю.С.Владимиров, Размерность физического пространства-времени и объединенные взаимодействия, изд. Московского университета, М., 1987.
- 6. М.В.Мостепаненко, Н.Н.Трунов, Эффект Казимира и его приложения, Энергоатомиздат, М., 1990.
- 7. F.R. Tangherlini, Nuovo Cim., 27, 636, 1963.
- 8. M. Yoshimura, Phys. Rcv., D34, 1021, 1986.
- 9. R.C. Meyers, Phys. Rev., D35, 455, 1987.
- 10. R.C. Meyers, M.J. Perry, Ann. Phys., 172, 304, 1986.
- 11. U.Bleyer, V.N.Melnikov, K.A.Bronnikov, S.B.Fadeev, On black hole stability in multidimensional gravity, Preprint AIP 94-01, Potsdam, 1994.
- 12. K.A.Bronnikov, N.V.Melnikov, Ann. Phys., 239, 40, 1995.
- 13. D.L. Wiltshire, Phys. Rev., D44, 1100, 1991.
- 14. A.R.Liddle, R.G.Moorehouse, A.B.Henrigues, Class. Quantum Grav., 7, 1009, 1990.
- 15. S. Chatterjee, B. Bhui, Intern. Journ. Theor. Phys., 32, 671, 1993.
- 16. U.Bleyer, L.Sh. Grigorian, Astrophys. Space Sci., 225, 123, 1995.
- 17. Г.С. Саакян, Равновесные конфитурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
- 18. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Тсория поля, Наука, М., 1973.
- 19. М.Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.
- 20. L.Sh. Grigorian, G.S. Sahakian, Astrophys. Space Sci., 95, 305, 1983.
- 21. J.H.Taylor, J.M. Weisberg, Astrophys. J., 345, 434, 1989.
- 22. P.C.Joss, S.A.Rappaport, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 537, 1984.

# АСТРОФИЗИКА

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК: 52

**TOM 39** 

# ОБ ОДНОМ РАЗЛОЖЕНИИ ФУНКЦИИ ФОЙГТА

#### Г.А.АРУТЮНЯН Поступила 11 июня 1996

Принята к печати 1 августа 1996

Функция Фойгта и ее производные представлены с помощью рядов по полиномам Эрмита. Полученные выражения могут быть использованы как для численных расчетов этих функций, так и при аналитических исследованиях.

1. Введение. Функция Фойгта описывает контур коэффициснта поглощения в спектральной линии при учете как доплеровского уширения линии, вследствие теплового движения атомов, так и уширения, вследствие конечной ширины верхнего энергетического уровня и эффектов столкновения. Она имсет важное значение в теории переноса излучения и достаточно часто становится предметом исследований. Несколько десятилетий назад главной целью исследователей было составление подробных таблиц этой функции, которые могли быть использованы для прикладных расчетов (см., например, [1,2]). В настоящее время все более важным становится разработка эффективных методов численного вычисления этой функции, так как новое поколение компьютеров позволяет рассматривать более реальные и чрезвычайно сложные задачи с многократными обращениями к соответствующим подпрограммам [3-6].

В настоящей работе автор еще раз обращается к этой задаче, рассматривая не только функцию Фойгта, но также и ее производные, которые, наряду с основной функцией, играют достаточно важную роль в теории образования спектральных линий. Последние были введены в рассмотрение Хаммером [7], а в дальнейшем, как для решения различных задач теории переноса, так и в качестве объектов отдельного исследования, были рассмотрены в ряде работ [8-10]. Функция Фойгта и ее производные представляются в виде рядов по полиномам Эрмита, которые могут быть использованы как при аналитических исследованиях, так и при численных расчетах. Здесь основное внимание мы уделяем лишь на получение указанных рядов и на исследование некоторых их свойств, так как численные расчеты по полученным формулам, несмотря на чрезвычайную простоту последних, требуют отдельного описания.

2. Функция Фойгта и ее производные. Как известно, функция Фойгта может быть представлена различными выражениями, среди которых наиболее часто в литературе приводится следующая форма:

$$U(x,\sigma) = \frac{\sigma}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{(x-y)^2 + \sigma^2} dy, \qquad (1)$$

где x - безразмерная частота, представляющая собой разность частоты фотона и частоты центра линии, выраженная в доплеровских полуширинах, а с, так называемый, параметр затухания.

Наряду с функцией Фойгта часто рассматриваются также и следующие функции:

$$\alpha_k(x,\sigma) = \frac{\sigma}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_k(y)}{(x-y)^2 + \sigma^2} \, dy, \qquad (2)$$

где

И

$$\alpha_{k}(x) = \alpha_{k}(x,0) = \left(2^{k} k! \sqrt{\pi}\right)^{-1/2} H_{k}(x) \exp(-x^{2}), \qquad (3)$$

а  $H_k(x)$  - полином Эрмита k-го порядка. Нетрудно непосредственно проверить, что

$$\alpha_0(x,\sigma) = U(x,\sigma)/\pi^{1/4} \tag{4}$$

(5)

$$\alpha_k(x,\sigma) = -\frac{1}{\sqrt{2k}} \frac{\partial \alpha_{k-1}(x,\sigma)}{\partial x}.$$

Для этой цели можно воспользоваться, например, следующим выражением [10]:

$$\alpha_{k}(x,\sigma) = \left(2^{k} k! \sqrt{\pi}\right)^{-1/2} \frac{1}{\sqrt{\pi}} Re(-2i)^{k} \int_{0}^{1} t^{k} e^{-t^{2} - 2\sigma t + 2bt} dt.$$
(6)

Легко проверить также и тот факт, что при  $\sigma = 0$  из (6), учитывая аналогичное выражение для полиномов Эрмита (см., например, [11]), мы получаем формулу (3).

3. Разложение по полиномам Эрмита. Как с точки зрения разработки алгоритмов для численных расчетов, так и для аналитических исследований, разложение некоторых функций по полиномам Эрмита нередко оказывается весьма полезным. Ниже будут найдены подобные разложения для функций  $\alpha_k(x,\sigma)$  по тем же полиномам:

$$\alpha_k(x,\sigma) = \sum_{n=0}^{\infty} a_{kn}(\sigma) \hat{H}_n(x), \qquad (7)$$

гдс  $\hat{H}_{n}(x)$  - нормированные полиномы Эрмита

$$\hat{H}_n(x) = \left(2^n n! \sqrt{\pi}\right)^{-1/2} H_n(x).$$

Для этого умножим обе части равенства (7) на  $\alpha_m(x) dx$  и проинтегрируем по всем частотам. Тогда, учитывая, что полиномы  $\hat{H}_n(x)$  ортонормированы с весом  $\exp(-x^2)$ , с учетом (3), получим

$$a_{km}(\sigma) = \int \alpha_k(x,\sigma) \, \alpha_m(x) \, dx. \tag{8}$$

Далсе, произведя замену переменной в (2), вместо (8) мы будем иметь следующее выражение:

$$a_{km}(\sigma) = \frac{\sigma}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{y^2 + \sigma^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_k(x+y) \alpha_m(x) dx.$$
(9)

Интегрирование по х может быть произведено аналитически. Для этого наиболее удобно использовать выражение (6) при о=0. Тогда для интеграла по х в (9) получим

$$I_{km}(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_{k}(x+y) \alpha_{m}(x) dx = \left(2^{k+m} k! m! \pi\right)^{-1/2} \frac{1}{\pi} \times Re(-2i)^{k} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} t^{k} e^{-t^{2}+2i(x+y)t} dt \cdot Re(-2i)^{m} \int_{-\infty}^{+\infty} u^{m} e^{-u^{2}+2i\infty t} du = -\infty$$
(10)  
$$= \left(2^{k+m} k! m! \pi\right)^{-1/2} \frac{1}{\pi} Re(-2i)^{k+m} \int_{-\infty}^{+\infty} t^{k} e^{-t^{2}+2iyt} dt \int_{-\infty}^{+\infty} u^{m} e^{-u^{2}} du \int_{-\infty}^{+\infty} e^{2ix(t+u)} dx.$$

Учитывая также, что δ-функция Дирака допускает следующее представление:

$$\int \exp[2ix(t+u)] dx = 2\pi \delta[2(t+u)] = \pi \delta(t+u),$$
(11)

мы для величины  $I_{bn}(y)$  получим

$$I_{km}(y) = \frac{\pi^{1/4}(-1)^m}{2^{(k+m+1)/2}} \sqrt{\frac{(k+m)!}{k!m!}} \alpha_{k+m}(y/\sqrt{2}).$$
(12)

and the state

Тогда, непосредственной подстановкой  $I_{km}(y)$  в (9), для искомых коэффициентов  $a_{km}(\sigma)$  получим (см. также [12])

#### Г.А.АРУТЮНЯН

$$a_{km}(\sigma) = \frac{\pi^{1/4} (-1)^m}{2^{(k+m+1)/2}} \sqrt{\frac{(k+m)!}{k!m!}} \alpha_{k+m}(0,\sigma/\sqrt{2}).$$
(13)

Отметим, что в работе [10] автором получено выражение для функций  $\alpha_k(x,\sigma)$  при x = 0. Для нечетных значений индекса k функции  $\alpha_k(x,\sigma)$  равняются нулю, а для четных значений индекса имеем

$$\alpha_{2k}(0,\sigma) = \frac{\sigma}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_{2k}(y) \, dy}{y^2 + \sigma^2} = \\ = \frac{(-1)^k}{\pi^{1/4} \sqrt{(2k)!}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n \sigma^{2n}}{(2n)!} \left[ (2k+2n-1)!! - \frac{\sigma}{\sqrt{\pi}} \frac{2}{2n+1} (2k+2n)!! \right].$$
(14)

Следует отметить, что степенной ряд (14) очень быстро сходится для любого значения параметра  $\sigma$ , представляющего интерес с точки зрения астрофизических применений ( $10^{-4} \le \sigma \le 10^{-1}$ ), и может быть использован для практических вычислений. Тем не менее, мы можем получить также и рекуррентные соотношения, которые в некоторых отношениях могут оказаться более удобными для численных расчетов. Для этого воспользуемся выражением (6) при  $\sigma = 0$  и проинтегрируем его по частям. Тогда получим

$$\alpha_{2m+2}(0,\sigma) = -\sigma \sqrt{\frac{2}{2m+2}} \beta_{2m+1}(0,\sigma) - \sqrt{\frac{2m+1}{2m+2}} \alpha_{2m}(0,\sigma)$$
(15)

И

$$\beta_{2m+3}(0,\sigma) = \sigma \sqrt{\frac{2}{2m+3}} \alpha_{2m+2}(0,\sigma) - \sqrt{\frac{2m+2}{2m+3}} \beta_{2m+1}(0,\sigma), \quad (16)$$

где

$$\alpha_0(0,\sigma) = \pi^{-1/4} \exp(\sigma^2) \operatorname{erfc}(\sigma),$$
  

$$\beta_1(0,\sigma) = \left[\sigma\alpha_0(0,\sigma) - \pi^{-3/4}\right] \sqrt{2},$$
(17)

a

$$\beta_k(x,\sigma) = \left(2^k \, k \, ! \sqrt{\pi}\right)^{-1/2} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \, I_m(-2i)^k \int_0^t t^k e^{-t^2 - 2\sigma t + 2i\sigma t} dt \,. \tag{18}$$

Как нетрудно видеть с помощью формул (6) и (18), функции  $\alpha_k(x,\sigma)$  с нечетным индексом и  $\beta_k(x,\sigma)$  с четным индексом являются нечетными, и при x = 0 обращаются в нуль. Отметим также, что для тех значений параметра  $\sigma$ , которые представляют наибольший интерес с точки зрения практических расчетов, и выражение (14), и рекуррентные соотношения (15)-(17) обеспечивают достаточно высокую скорость вычислений, и в

общем объеме численных расчетов функции Фойгта и ее производных составляют лишь ничтожную долю.

Таким образом, разложение (7) принимает следующий окончательный вид:

$$\alpha_{k}(x,\sigma) = \pi^{1/4} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^{m}}{2^{(k+m+1)/2}} \sqrt{\frac{(k+m)!}{k!m!}} \alpha_{k+m}(0,\sigma/\sqrt{2}) \hat{H}_{m}(x).$$
(19)

Учитывая, что в выражении (19) сумма (k+m) всегда есть четная всличина (в противном случае величины  $\alpha_k(0,\sigma)$  равны нулю), можно заключить, что функции  $\alpha_k(x,\sigma)$  с четным индексом выражаются суммой, состоящей только из четных полиномов, а нечетные функции - только из нечетных полиномов Эрмита, что можно было ожидать также, исходя из общих соображений.

4. Разложение (19). Полученное здесь выражение (19) может быть использовано для численных расчетов функций  $\alpha_k(x,\sigma)$  и, в частности, функции Фойгта. Однако остановимся лишь на исследовании некоторых свойств этого выражения, знание которых может быть полезным при использовании этих функций в прикладных целях. Достаточно важные вопросы, связанные с численными мстодами, а также с эффективностью вычислительных алгоритмов, построенных на основе указанного выражения, будут рассмотрены в одной из следующих работ автора, так как представляют отдельный интерес, с точки зрения выбора оптимальных численных схем.

Во-первых, отметим, что ряд (19) почленно дифференцируем. Нетрудно непосредственно проверить справедливость соотношения (5), пользуясь следующим соотношением:

$$\hat{H}_{m}(x) = \sqrt{2m} \,\hat{H}_{m-1}(x). \tag{20}$$

Далее, из (19) при k = 0 для функции Фойгта получим сравнительно более простое выражение

$$U(x,\sigma) = \pi^{1/4} \alpha_0(x,\sigma) = \pi^{1/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\alpha_{2m} (0,\sigma/\sqrt{2})}{2^{m+1/2}} \hat{H}_{2m}(x), \quad (21)$$

которос, в свою очередь, при  $\sigma = 0$  переходит в разложение

$$\exp(-x^{2}) = \pi^{1/4} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^{m}}{2^{m+1/2}} \sqrt{\frac{(2m-1)!!}{(2m)!!}} \hat{H}_{2m}(x), \qquad (22)$$

сходящееся при любом х (см. также [11]).

Учитывая (22), нетрудно получить аналогичное выражение для интеграла вероятностей, а, следовательно, и для функции erfc(x). Не останавливаясь на технических подробностях, отметим лишь, что это разложение

#### Г.А.АРУТЮНЯН

позволяет выразить величину  $\alpha_0(0,\sigma)$  и, следовательно, все остальные необходимые величины  $\alpha_{2m}(0,\sigma)$ , с помощью полиномов Эрмита выражением

$$\alpha_0(0,\sigma) = \pi^{-1/4} \exp\left(\sigma^2\right) \left[ 1 - \pi^{-1/4} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{2^m \sqrt{2m+1}} \sqrt{\frac{(2m-1)!!}{(2m)!!}} \hat{H}_{2m+1}(\sigma) \right], \quad (23)$$

которое сходится гораздо быстрее, чем степенной ряд и является достаточно хорошим представлением для численных расчетов. Тем не менес, часто полезным оказывается также следующее представление:

$$\alpha_0(0,\sigma) = \pi^{-1/4} \exp\left(\sigma^2\right) \left[ 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m!} \frac{\sigma^{2m+1}}{2m+1} \right].$$
(24)

Из (17) подстановкой σ = 0 непосредственно получается также выражение:

$$\alpha_{k}(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^{k-m}}{2^{(k+m+1)/2}} \frac{(k+m-1)!!}{\sqrt{k!m!}} \hat{H}_{m}(x), \qquad (25)$$

которое, с учетом соотношений (5), можно было получить также из (22).

Полученные формулы могут быть полезными как при численных расчетах, так и при аналитических исследованиях. В настоящей работе автор не рассматривает подробно вопросы, связанные с методами реализации соответствующих численных расчетов, так как предполагает посвятить отдельную работу этим методам, где детально будут обсуждены эти вопросы.

Автор выражает искреннюю признательность администрации Парижского института астрофизики, где эта работа была выполнена. Он признателен также Н.Б.Енгибаряну и О.В.Пикичяну за полезную критику и советы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

#### об одном разложении функции фойгта

# ON AN EXPANSION OF THE VOIGT FUNCTION

#### **H.A.HARUTYUNIAN**

The Voigt function and its derivatives; are presented as series of Hermit polynomials. The obtained expressions can be used both for numerical calculations of the mentioned functions and for analytical investigations.

### ЛИТЕРАТУРА

1. G.D.Finn, D.Muggleston, Mont. Notic. Roy. Astron. Soc., 129, 221, 1965.

2. D.G. Hummer, Mcm. R.A.S., 70, 1, 1965.

3. B.H.Armstrong, J.Quant, Spectrosc. Radiat. Transfer, 7, 61, 1967.

4. T.Andersen, J.Quant, Spectrosc. Radiat. Transfer, 19, 169, 1978.

5. F.Schreier, J.Quant, Spectrosc. Radiat. Transfer, 48, 743, 1991.

6. Z.Shippony, W.G.Read, J.Quant, Spectrosc. Radiat. Transfer, 50, 635, 1993.

7. D.G.Hummer, Mont. Notic. Roy. Astron. Soc., 125, 21, 1962.

8. C.Magnan, J.Quant, Spectrosc. Radiat. Transfer, 15, 979, 1975.

9. М.С.Геворкян, Н.Б.Енгибарян, А.Г.Никогосян, Астрофизика, 11, 455, 1975.

10. Г.А.Арутюнян, Сообщ. Бюраканской обс., 52, 137, 1980.

11. П.К.Суетин, Классические ортогональные многочлены, Наука, М., 1976.

12. Г.А.Арутюнян, Докл. АН СССР, 321, 285, 1991.
# АСТРОФИЗИКА

**TOM 39** 

НОЯБРЬ, 1996

ВЫПУСК 4

УДК: 524.3:53

## Памяти Виктора Амазасповича Амбарцумяна

# ФИЗИКА КРУПНОМАСШТАБНОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ: ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ АСПЕКТ

#### А.Д.ЧЕРНИН

Поступила 3 сентября 1996 Принята к печати 10 октября 1996

Тема обзора - природа областей крупномасштабного вспышечного звездообразования в галактиках. Излагаются и обсуждаются главным образом теоретические исследования. Основное внимание уделяется газодинамическому подходу к проблеме. План обзора таков. Сначала дается краткая сводка эмпирических данных о сверхассопнациях как областях коллективного звездообразования самого большого масштаба в дисковых и неправильных галактиках (п.2); затем описывается один из возможных газодинамических сценариев происхождения этих объектов (п.3); ключевой физический механизм, лежащий в основе сценария, - столкновение ударных волн - изучается на основе соображений общего характера (п.4), а также с помощью компьютерного моделирования (п.5) к лабораторного эксперимента с ударными волнами (п.б); вопрос о возможностях протекания этого процесса в конкретных условиях межзвездной среды дисковых и неправитыных галактик обсуждается в п.7; далее в п.8 рассматриваются особенности крупномасштабного коллективного звездообразования в галактиках с перемычкой: эволюция спиральных ударных волн. способная инициировать на этот процесс, служит предметом обсуждения в п.9; далее описаны возможные пути возникновения крупномасштабных областей звезкообразования типа сверхассоциаций у центра бара (п.10) и вблизи его концов (п.11); краткое заключение дается в п.12.

1. Введение. Около 50 лет назад было выяснено, что звезды образуются группами, причем коллективное звездообразование в галактиках происходит и в современную эпоху эволюции звездных систем [1-6]. Прямым указанием на продолжающееся звездообразование стало обнаружение группировок очень молодых звезд, названных В.А. Амбарцумяном OB - ассоциациями. Это дало начало современному развитию физики звездообразования. Разработка первых содержательных теорстических моделей этого процесса обязана в первую очередь накоплению и изучению данных наблюдений о строении и кинсматике звездных ассоциаций как примера областей активного формирования массивных звезд [7-10].

Позднее в сферу наблюдательных и теорстических исследований стали включаться также и другие области коллективного звездообразования, имеющие иные массы и пространственные масштабы. Анализ возрастающего объема данных об этих объектах позволил в последние годы сделать ряд новых выводов о закономерностях космогонического процесса в галактиках. Особенно важно, что в сложном многообразии агрегатов звезд и межзвездного вещества удалось выделить особый тип структуры, которой принадлежит, по-видимому, роль первичной ячейки звездообра-

зования [11-14]. Это наибольщая по массе и размерам совокупность отдельных звезд, звездных скоплений и ассоциаций, а также и облаков межзвездной среды, связанных общим происхождением. Такие системы, изученные Ю.Н.Ефремовым и названные им звездными комплексами, охватывают области с поперечником до одного кпк (что по крайней мере в 10 раз больше размера ОВ ассоциаций) и заключают в себе массы в десятки миллионов масс Солнца. Процесс активного звездообразования длится в них обычно около 100 млн лет. Таким образом было выяснено, что процесс массового коллективного звездообразования имеет два фундаментальных масштаба - масштаб звездной ассоциации и масштаб звездного комплекса.

В нашей Галактике, в окрестностях Солнца в круге радиусом 3-4 кпк обнаружено более трех десятков звездных комплексов. В один из них, известный уже более ста лет как Пояс Гулда, или Местная система, входит Солнце [12,13]. Типичным образцом таких систем можно считать также комплекс диаметром 0.6 кпк в Персее [12,13]. В его центральной области располагаются два близких друг к другу рассеянных скопления, окруженные 60 звездами-сверхгигантами. В том же объеме присутствуют около десятка цефеид, а рядом находится область продолжающегося звездообразования, погруженная в протяженное и массивное газопылевое облако. Чуть поодаль имеется компактная группа из 8 скоплений.

Болышинство звездных комплексов Галактики лежит вдоль ее спиральных рукавов; их особенно много в кольце молекулярных облаков в пределах от 3 до 7 кпк от галактического центра. Комплексы с весьма похожими общими характеристиками наблюдаются и в других галактиках, содержащих значительную газопылевую составляющую. Более полутора сотен комплексов обнаружено, например, в М31. Похоже, что эти объекты являются универсальными "строительными блоками" в структуре спиральных галактик [12-15].

Можно ожидать, что открытие и изучение звездных комплексов окажутся столь же продуктивными для понимания природы звездообразования на современном этапе исследований, как и выяснение в свое время особой космогонической роли OB-ассоциаций.

Звездным комплексам посвящены книга [12] и недавние обзоры [14,15], в которых можно найти общирный эмпирический материал о физических характеристиках этих систем, соображения теоретического характера об их происхождении и эволюции, о роли комплексов в структуре дисковых галактик. Не повторяя того, что уже сказано в упомянутой книге и обзорах о звездных комплексах, мы сосредоточимся в данном обзоре на одном особом типе этих систем, который характеризуется самым высоким темпом и самой высокой эффективностью звездообразования.

Эти объекты, открытые В. Бааде еще в конце 50-х годов, получили

название сверхассоциаций [10]. Роль и место этих объектов в общем ряду объектов коллективного звездообразования стали понятны с изучением звездных комплексов. При тех же размерах и массе, сверхассоциации имеют в десятки раз большую светимость, чем типичные комплексы. Если в обычных комплексах содержится по 1-3 OB ассоциации (а то их и нет вовсе), то в ярчайших сверхассоциациях может быть 10-20 ассоциаций плюс еще области НІІ и очень молодые скопления [13]. Пожалуй, самая характерная их особенность состоит в том, что в них происходит иоллективная вспышка звездообразования, охватывающая одновременно весь их объем с поперечником до одного кпк или даже больше.

Примерами такого рода объектов могут служить комплекс 30 Золотой Рыбы в Большом Магеллановом Облаке (БМО) и комплекс OB 78 = NGC 206 в М31 [16,17]. Первый из них послужил для Бааде прообразом сверхассоциаций [10]. В духе современных представлений о крупномасштабном звездообразовании можно сказать, что сверхассоциации представляют собой экстремальный по светимости класс звездных комплексов: это самые крупные по массе и размеру области бурного вспышечного звездообразования в галактиках [17].

Выяснение (в указанных работах, а также и в ряде других исследований - см. ниже) особенностей пространственно-временной структуры сверхассоциаций, их роли и места в общем ряду объектов тех же размеров и масс позволяет, как представляется, по-новому поставить вопрос о физической природе крупномасштабных вспышек коллективного звездообразования в галактиках. Ниже рассматривается газодинамический аспект проблемы сверхассоциаций. Дается обзор нелинейных сверхзвуковых газодинамических течений большого пространственного масштаба в межзвездной среде, основное внимание уделяется газодинамическим эффектам, связанным с ударными волнами, их эволюцией и взаимодействием ударных фронтов друг с другом. Эти эффекты, судя по всему, существенны для физики крупномасштабного звездообразования - наряду, конечно, с эффектами гравитационными (джинсова неустойчивость) и термодинамическими (тспловая неустойчивость), а также, возможно, и эффектами, связанными с магнитным полем.

Как известно, сверхзвуковые движения и ударные волны представляют собой одну из наиболсе характерных черт динамики межзвездной среды [18,19]. Самые большие по пространственному масштабу ударные волны связаны с протеканием межзвездного газа через гравитационный потенциальный рельеф спиральной структуры. Сферические ударные фронты с радиусами, достигающими килопарсека и более, возникают в результате мощного энерговыделения при множественных вспышках сверхновых звезд и благодаря интенсивному звездному ветру, сопровождающему

эволюцию массивных звезд. Наконец, ударные волны галактического масштаба возникают при приливных и контактных взаимодействиях галактик, богатых газом.

Распространяясь в космической среде, ударные фронты могут сталкиваться друг с другом. В межзвездной среде такого рода взаимодействия способны, вероятно, происходить не слишком редко, особенно в неправильных галактиках. Наблюдения гигантских и сверхгигантских расширяющихся оболочек в газе БМО (см. [20,21]) довольно определенно указывают как на саму возможность столкновений, так и на их связь с областями активного звездообразования. Крупномасштабное вспышечное звездообразование может быть также связано с нелинейной трансформацией спиральных ударных волн в газовых дисках галактик.

Эти возможности изучаются в последнее время с привлечением и общих качественных газодинамических соображений, и компьютерного моделирования.

Теория звездообразования все еще далска от полноты и завершенности, и это относится не только к коллективным велышечным явлениям типа сверхассоциаций, но в почти равной степени и к обычному, не бурному течению процесса. Можно ожидать, что привлечение новых газодинамических механизмов, ранее не обсуждавшихся в данном контексте, позволит продвинуться в разработке всего "газодинамического сектора" будущей общей теории коллективного формирования звезд.

2. Сверхассоциации. Представление о сверхассоциациях как наибольших по размеру и массе областях бурного звездообразования было выдвинуто Бааде в его знаменитых Гарвардских лекциях [10] на основе изучения объекта 30 Золотой Рыбы в БМО и подобных ему объектов в других галактиках. Бааде говорил: "Шепли заметил их несколько лет назад и назвал созвездиями; я думаю, что по аналогии с термином "ассоциации" мы можем назвать их сверхассоциациями..."

Сравнение с ассоциациями было существенно для Бааде; он отмечал, что сверхассоциации - это не просто очень большие ассоциации, превышающие по размеру обычные ассоциации в десятки раз, а совершенно особый новый класс объектов. "Я полагаю, очень важно осознать, что звездообразование происходит на двух масштабах - в ассоциациях, как их определил В.А.Амбарцумян, с диаметрами порядка 10 или 100 пк и в общирных областях с диаметрами в 500 пк или даже 600 пк."

Сверхассоциации - довольно редкие объскты; в нормальных галактиках их не более одного процента по числу от звездных комплексов, меющих те же размеры и массы [12,17]. Например, в Местной группе имеется по крайней мере три сотни "стандартных" комплексов и только три сверхассоциации: это уже упомянутые выше 30 Золотой Рыбы (30 Doradus) в БМО и объект NGC 206 = OB 87 в M 31, а также NGC 604 в M 33.

Бюраканские астрономы [22] нашли 150 сперхассоциаций в 57 гигантских спиральных галактиках за пределами Местной группы. Относительно часто сверхассоциации встречаются в неправильных галактиках типа БМО и особенно в так называемых клочковатых неправильных галактиках, которые по существу просто состоят каждая из нескольких (а иногда и до десятка) сверхассоциаций [12,23,24].

Ряд аргументов свидетельствует в пользу того, что сверхассоциации вряд ли представляют собой короткую начальную эволюционную стадию в истории каждого стандартного комплекса [12,17]. Скорее их рождение обязано возникновению каких-то особенно благоприятных физических условий для вспышки крупномасштабного коллективного звездообразования в данной области межзвездной среды. Некоторые указания на характер этих условий могут быть, возможно, получены на основе данных о пространственной структуре этих систем и их звездном составе.

Сверхассоциация NGC 206 = OB 78 служит в этом смысле одним из показательных примеров. Она расположена в одном из спиральных рукавов М 31 вблизи края газового диска. Эта сверхассоциация обладает весьма четко очерченной бинарной пространственной структурой [12]. В системе имсются две отчетливо отделенные друг от друга компоненты более или менее одинаковых ( во всяком случае, сравнимых) размеров с примерно сотней ОВ звезд в каждой из компонент. Возраст этих звезд меньше 10 млн лет. На внешнем крае одной из компонент располагаются области H II. В другой компоненте наблюдаются цефеиды с возрастом около 40 - 50 млн лет. Между компонентами протянулась пылевая полоса, длина которой сравнима с размерами компонент.

Эти данные указывают как на пространственную структуру системы, так и на ее эволюционную историю. Можно сказать, что данная сверхассоциация обнаруживает не только бинарную пространственную структуру, но также и бинарную временную структуру. Очевидно, что в ее истории имели место по крайней мере два события коллективного звездообразования - одно около 50 млн лст назад, а другое менее 10 млн лст назад. По-видимому именно это второе событие и превратило систему в сверхассоциацию: бурное звездообразование охватило практически одновременно целиком обе области двухкомпонентной системы.

"Образцовая" свсрхассоциация 30 Золотой Рыбы обладает весьма сложной пространственной структурой; в ней, однако, определенно могут быть выделены две доминирующие компоненты приблизительно одинаковых размеров - восточная и западная. Стоит уточнить, что под сверхассоциацией понимается так называемая область IV, которая включает в ссбя компоненты 30 Dor East и 30 Dor West [12]. (Сверхновая 1987А вспыхнула именно в этом комплексе.) Две эти компоненты находятся в пределах сверхоболочек, обнаруженных Мибурном [20,21];

при этом границы компонент по своим очертаниям почти точно совпадают с этими оболочками. Форма и размеры обсих компонент весьма близки друг к другу. Они представляют собой на фотографиях почти правильные круги с практически равными радиусами, составляющими 450-500 пк.

Между компонентами имеется пылевая полоса, а с востока к этой полосе примыкает самый яркий объект сверхассоциации - Туманность Тарантул. Она представляет собой общирную область Н II, подсвеченную множеством молодых OB-звезд.

Бинарная структура сверхассоциации 30 Золотой Рыбы была отмечена еще в работах Воронцова-Вельяминова [25,26], где две подобласти называюся "голубыми близнецами". У Воронцова-Вельяминова указываются также и другие образцы такого рода бинарных структур в галактиках (часто пекулярных и/или взаимодействующих).

Еще один интересный пример бинарной пространственно-временной структуры демонстрирует объект OB 21 в M 31. Это не "классическая" сверхассоциация, но, возможно, сверхассоциация на самой ранней стадии своего формирования [26]. Молодые области Н II делают в этом случае бинарную пространственную картину еще более контрастной: они располагаются по обеим сторонам пылевой полосы. Два поколения звезд отчетливо различимы в обеих подобластях системы - сравнительно старое поколение цефеид и очень молодое поколение OB звезд и областей Н II.

По-видимому, бинарная структура характерна для большинства крупномасштабных областей бурного звездообразования. Немалое число объектов такого рода обнаружено в наблюдениях Хаббловсого космического телескопа (см., например, сообщения на конференции [16]). К этому нужно добавить, что существуют сверхассоциации, в которых наблюдается и более сложная - трехкомпонентная или даже многокомпонентная - структура [16].

Далее мы обсудим предпринимаемые в последние годы попытки объяснить характерные свойства сверхассоциаций, выявить обстоятельства, превращающие звездный комплекс в крупномасштабную область экстремально эффективного звездообразования. Речь пойдет главным образом о результатах теоретических работ, в основе которых лежит газодинамический подход к данной проблеме, содержатся соображения о возможных зволюционных схемах, или сценариях, для картины формирования сверхассоциаций и изучаются базовые физические процессы, на которые эта картина могла бы опираться.

3. Столкновение ударных волн: газодинамический сценарий для сверхассоциации. Начнем с одного примера возможной последовательности событий, способных привести в итоге к возникновению

явления сверхассоциации. Это сценарий, в котором ключевая роль принадлежит ударным волнам и их взаимодействиям [27]. В самом простом варианте он мог бы выглядеть следующим образом:

1. В отдельных, но соседних участках межзвездной среды происходит почти одновременное формирование двух очагов звездообразования (например, в спиральном рукаве за фронтом спиральной ударной волны). Энерговыделение, обязанное интенсивному звездному ветру от массивных звезд, а также множественным вспышкам сверхновых, порождает в каждой из этих областей сферическую ударную волну, которая быстро расширяется и собирает газ в плотную оболочку.

2. Два расширяющихся сферических фронта в определенный момент приходят в соприкосновение между собой в области между центрами исходных очагов звездообразования и испытывают затем нелинейное взаимодействие. Один из результатов взаимодействия - формирование отраженных ударных волн, которые движутся назад к центрам первоначальных сферических ударных фронтов.

3. Отраженные фронты увлекают за собой значительные массы газа, который оказывается весьма плотным: он дважды сжат ударными волнами - сначала исходными, а затем и отраженными. Этот плотный газ впрыскивается таким путем внутрь почти пустых сферических объемов, что вызывает эффект прорыва (как это называют в теории сильного взрыва в неоднородной атмосфере), или, что то же, эффект шампанского (как чаще говорят в астрофизике). Распространение газа в этих объемах сопровождается его турбулизацией и фрагментацией, что в конечном итоге создает условия для эффективного и повсеместного бурного звездообразования одновременно в обоих объемах.

Первая стадия этой эволюционной схемы опирается на довольно хорошо изученную газодинамику формирования расширяющихся сферических оболочек - или, как часто говорят, сверхоболочек, учитывая их килопарсековые размеры - вокруг областей звездообразования, изложенную, например, в обзорах [28,29]. Расширяющиеся крупномасштабные оболочки, созданные удэрными волнами, реально наблюдаются в межзвездной среде [20,21].

Для второй стадии привлекается нелинейная физика столкновения ударных волн, которая, насколько известно, до работы [27] не использовалась в данном контексте. По этой причине о физике столкновения ударных фронтов будет подробно рассказано ниже в трех следующих параграфах. Исходным базовым образцом для этого анализа служит теория, построенная Курантом и Фридрихсом [30]. В астрофизических приложениях она впервые рассматривалась в работе [31].

Третья стадия основывается на результатах теории столкновения ударных волн, а также на результатах, относящихся к эффекту прорыва,

или, что то же, эффекту шампанского [28,32,33]. Что же касается высокой эффективности массового звездообразования в турбулизованном газе большой плотности, как это предполагается на третьей стадии процесса, то на этот счет имеются аргументы, приводимые в работах [17,29,34-36].

4. Конфигурация Куранта-Фридрихса. Процесс взаимодействия ударных фронтов изучается в классической книге [30], на примере которой фигурируют два одинаковых по интенсивности и радиусу сферических ударных фронта, распространяющиеся в однородной среде. В определенный момент фронты приходят в соприкосновсние друг с другом в точке, лежащей на равных расстояниях от центров "взрывов" на соединящей эти центры прямой. Здесь скорости фронтов равны по всличине и противоположны по направлению; очевидно, что течение останавливается в этой точке, через нее нет переноса вещества. В моменты времени, непосредственно следующие за моментом первого контакта фронтов, происходит формирование двух отраженных ударных фронтов, распространяющихся в противоположные стороны от зоны контакта первоначальных ударных фронтов. Эта зона, представлявшая собой в первый момент точку, превращается затем в объем, разделенный пополам центральным кругом остановки течения, через который нет переноса вещества. Такая структура течения сохраняется качественно до тех пор, пока возрастающий со временсм угол между всктором скорости первоначального фронта на границе круга остановки течения и нормалью к плоскости симметрии не достигнет некоторого критического значения (близкого обычно к 25°).

С достижением критического угла начинается перестройка течения, и к моменту, когда указанный угол составит примерно 40° (при показателе аднабаты  $\gamma = 5/3$ ) зона взаимодействия фронтов приобретает сложную структуру, которая включает в себя еще один ударный фронт, а также и две поверхности тангенциального разрыва (рис. 1). Новый ударный фронт, называемый маховским, представляет собой кольцевую поверхность, которая соединяет встречные сферичсские ударные фронты, не доходящие теперь до плоскости симмстрии течения. Маховский фронт распространяется наружу, так что радиус и ширина этой поверхности возрастают со времснем. Две поверхности тангенциального разрыва отделяют газ, прошедший через маховский фронт, от газа, который прошел последовательно через падающие и отраженные ударные фронты. На этих поверхностях претерпевают разрыв как касательная компонента скорости, так и плотность газа.

Динамическая структура, показанная на рис. 1, называется конфигурацисй Куранта-Фридрихса.

Построенная из таких нелинейных динамических элементов, как ударные фронты и тангенциальные разрывы, эта конфигурация, очевидно,

634

не может быть стационарной. Она должна продолжать эволюционировать как из-за взаимодействия этих элементов между собой, так и в результате собственных их (элементов) трансформаций. В результате общая структура течения должна претерпеть значительные изменения, которые, начиная с некоторой сталии, уже не описываются моделью Куранта-Фридрихса. Основные направления этих изменений можно выяснить с помощью соображений качественного характера, которые мы сейчас приведем; затем, в следующем параграфе, будет сказано также и о численном моделировании процесса.



Ряс. 1. Конфитурация Куранта-Фридрихса. 1 - исходные сталкивающиеся фронты; 2 маховский фронт; 3 - тангенциальные разрывы; 4 - отраженные фронты.

Начнем с отраженных ударных волн. Их динамика и геометрия существенным образом зависят от распределения плотности газа в области, где они распространяются. Характер этого распределения определяется исходными ударными фронтами, которые "выметают" газ из сферического объема, ограниченного их фронтами, и формируют из него плотные и сравнительно тонкие расширяющиеся оболочки с довольно крутым падением плотности внутрь к их центрам. По этой причине каждый из отраженных фронтов движется в неоднородной среде. Для головного участка фронта (а в первое время и для фронта в целом) плотность газа оказывается падающей в направлении распространения.

Из общей теории ударных волн известно, что в случае распространения в среде убывающей плотности динамика ударных волн обладает рядом особенностей. Основная из них состоит в том, что при таких условиях

ударная волна движется, вообще говоря, с ускорением: там, где плотность среды падает, скорость фронта со временем должна возрастать [37,38]. Отсюда вытекает, что отраженные ударные фронты в конфигурации Куранта-Фридрихса должны двигаться внутрь каверн с ускорением.

Существуст простое соотношение [37,38], количественно описывающее этот эффект:

$$V \propto \rho^{-N}$$

где N = 1/5 и N = 1/2 для соответственно адиабатического и изотермического режимов распространения ударных волн. Оно получено в случае плоско стратифицированной среды для плоской ударной волны с фронтом, параллельным плоскости стратификации.

Физический критерий ускорения предполагает, что влияние локального падения плотности сильнее убывания давления или момента в ходе распространения ударной волны (см. [32]). Можно проверить, что это условие выполняется при конкретном ходе плотности в кавернах, образуемых сферической ударной волной (как адиабатической, так и изотермической) - см., например, [39], а также обзор [28].

С очевидными оговорками эти результаты общего характера могут быть использованы и при качественном анализе трансформаций, претерпеваемых отраженными фронтами в ходе эволюции конфигурации Куранта-Фридрихса. Ускорение отраженных фронтов - один из самых существенных факторов, управляющих эволюцией этой конфигурации.

При распространении отраженных фронтов вглубь каверны их ускорение должно происходить не равномерно: скорость в данной точке поверхности фронта зависит от конкретного локального хода плотности в соответствующей области пространства в направлении распространения данного участка фронта. Это создаст возможность изменения не только динамики, но и гсомстрии отраженных фронтов по мере их углубления в каверны. Анизотропия распределения плотности вдоль направления распространения фронта всдет к тому, что движение газа за фронтом отраженной волны становится коллимирующимся. Действительно, самоускорение ударного фронта происходит быстрее всего в головном участке фронта у оси симмстрии течения: там падсние плотности особенно крутое. Вместе с тем боковые участки фронта движутся в среде с болсе пологим профилем плотности в направлении их распространения; поэтому ускорение таких участков происходит мсдленнее, чем "головы" отраженного фронта. На определенном этапе движения фронта отставшие боковые его участки окажутся, как легко видсть из общей геомстрии картины, в условиях, когда плотность среды для них будет уже не падающей, а, наоборот, растущей в направлении распространения.

Такое различие в скоростях движения разных участков отраженного фронта возрастает со временем и должно вести в итоге к трансформации

поля скорости в потоке за фронтом и самой формы этого потока. Каждый из отраженных фронтов имел с самого начала выпуклую (в сторону движения) поверхность. Ясно теперь, что с течением времени кривизна фронта в его головной части должна нарастать из-за неравномерного ускорения фронта. Поток газа за таким фронтом стремится превратиться в направленное течение или даже струю, движущуюся вдоль оси симмстрии картины. Это происходит на тех стадиях развития тсчения, на которых головная часть отраженной ударной волны не достигла еще центра каверны. То, что происходит с потоком позднее, на тех стадиях, когда центр уже пройден, не поддается простому качественному рассмотрению. На этом этапе вступают в игру новые физические факторы: изменение характера распределения плотности в области движения фронта, вовлечение в поток новых порций газа из центральной зоны структуры, завихренный характер движений этого газа и т.п. Как можно предполагать, в совокупности эти условия обеспечивают возможность быстрой дсколлимации потока, его расширения с последующей турбулизацией, охлаждением и фрагментацией.

Обратимся теперь к эволюции центральной области картины, зоны взаимодействия исходных фронтов и порожденных им новых разрывов. Эта часть конфигурации Куранта-Фридрихса также претерпевает со временем значительную эволюцию, наиболее важным моментом которой должно быть возникновение мощной вихревой структуры в двух объемах, расположенных по обе стороны центрального круга остановки движеня и ограниченных поверхностями тангенциального разрыва и отраженных фронтов. Завихренность, сосредоточенная в этой области, рождается на фронтах отраженных ударных волн.

Исходное течение, связанное с первоначальными ударными фронтами, является, очевидно, безвихревым, - но лишь до тех пор, пока не началось взаимодсйствие этих фронтов и не возникли отраженные фронты. С возникновением отраженных фронтов течение существенным образом перестраивается. Если рассматривать процесс генерации вихрей в системе отсчета, связанной с отраженным фронтом, то окажется, что натекающий на него безвихревой поток должен становиться после пересечения фронта расходящимся. Действительно, на фронте сильно уменьшается нормальная к фронту компонента скорости, тогда как тангенциальная компонента остается неизменной. Такое течение уже не может быть безвихревым. Завихренность генерирустся в любой точке фронта, в которой кривизна фронта не равна нулю и имеется также отличная от нуля касательная компонента скорости натекающего газа. Тангенциальные разрывы, располагающиеся в центральной зоне, тоже дают вклад в картину вихревого движения; они представляют собой, как принято говорить, сосредоточенные вихри, или вихревые слои. На центральные вихревые структуры в их развитом состоянии должна, по-видимому, приходиться

значительная доля кинетической энергии всего течения. С течением времени завихренный поток газа из этой зоны должен устремиться вслед за убегающими отраженными фронтами. Можно ожидать, что на определенном продвинутом этапе эволюции газ из центральной зоны будет двигаться как бы в "каналах", проложенных в общем распредслении газа головными частями отраженных ударных фронтов. При такой сильной анизотропии среды и сами эти вторичные потоки должны быть, как можно ожидать, анизотропными, коллимированными.

5. Эволюция конфигурации Куранта-Фридрихса: компьютерное моделирование. Изложенные выше качественные соображения, касающиеся продвинутых стадий эволюции конфигурации Куранта-Фридрихса, находят подтверждение и количественную конкретизацию в трехмерных (с аксиальной симметрией) численных моделях взаимодействия сильных сферических ударных фронтов [40-43] (см. также [44]). Численное моделирование [40-43] выполнялось в Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе РАН с использованием эффективного метода компьютерного моделирования гидродинамических процессов, разработанного Фурсенко и др. [45]. Описываемая ниже модель соответствует адиабатическому режиму течения, при котором потери энергии на излучение пренебрежимо малы. (Ниже будут указаны условия, когда адиабатическое приближение применимо, и когда высвечивание должно считаться существенным.)

Принятос при моделировании "начальное" состояние ударных фронтов и создаваемых ими сферических оболочек отвечает решению Седова. В момент начала счета отношение давления сжатого газа непосредственно за фронтом к давлению среды перед фронтом задается (в данном конкретном варианте модели) равным 20. Рис. 2-5 демонстрируют результаты моделирования тех стадий процесса взаимодействия сильных сферических ударных фронтов, которые не описываются теорией Куранта-Фридрихса. На рис. 2 показана картина в момент времени, следующий вскоре за моментом прохождения отраженными фронтами центров исходных "взрывов". Заметно ослабление тангенциального разрыва, выходящего из тройной (маховской) точки конфигурации (в ней сходятся три ударных фронта). Интенсивность же маховского фронта мало отличается от интенсивности исходного фронта.

Что касается потока, сформированного отраженным фронтом, то его скорость, достигнув наибольшего значения при приближении к центру каверны, далее убывает: граница головного участка потока становится лишь слабо различимой ввиду его относительно малой интенсивности и в еще более поздние моменты уже не отслеживается расчетной сеткой. После прохождения центра каверны поток испытывает быстрое расплывание практически по всему ее объему.



Рис. 2. Картина течения, даваемая изолиниями плотности, в момент времени  $t = 3.5t_0$ , где  $t_0$  - время от момента "взрыва" до момента первого касания фронтов. Численный эксперимент [42].



Рис. 3. Картина течения в момент времени / = 11.91.

На рис. 2 и 3 заметна начинающаяся трансформация центральной зоны течения. В этой зоне появляются первые признаки формирования двух анизотропных потоков, устремляющихся вслед за потоками, сформированными отраженными ударными фронтами. Зарождение направленного потока с кольцевым вихрем в его головной части становится заметно на следующем этапе зволюции течения, показанном на рис. 4. Это результат трансформации, которую претерпела центральная зона, которая к данному моменту времени разорвалась уже на два кольцевых (точнее, тороидальных) вихря. Эти вихри вморожены в два противоположно направленных потока газа, которые движутся вдоль оси картины по "каналам", проложенным отраженными фронтами.

Наконец, рис. 5 демонстрирует стадию развитых направленных потоков из центральной зоны с весьма высокой степенью коллимации и сложной внутренней структурой. Два основных элемента этой структуры - тонкая,



Рис. 4. Картина течения в момент времени 1 = 34.44 .

сильно коллимированная осевая струя и головное утолщение с вмороженным в него кольцевым вихрем. В данном конкрстном расчете масса газа, сосредоточенная в уплотнении, заметно превышает массу струи. Можно видеть, что и осевая струя и головное уплотнение имсют "трубчатое" строение: плотность в них мала на самой оси и возрастает к краю поперечного сечения. На рис. 5 хорошо различим также центральный круг остановки течения; он выглядит как тонкий диск с

центральным утолщением и с вложенным в это утолшение малым центральным диском. Слева и справа от большого диска располагаются два мощных кольцевых вихря, вобравших в себя и преобразовавших в четкую регулярную структуру почти весь запас завихренности, сосредоточенной ранее в центральной зоне картины. Внешняя кромка большого центрального диска тоже несет круговой вихрь, но сравнительно небольшой интенсивности.

Отметим одну характерную черту всей этой картины: исходные фронты и созданные ими плотные внешние оболочки практически полностью сохраняются на весьма продвинутых стадиях трансформации структуры



Рис. 5. Картина течения в момент времени 1 = 8564 .

Куранта-Фридрихса. С ними постепенно сливаются маховские фронты, так что формируется округлая общая оболочка, внутри которой и происходят описанные выше процессы.

6. Отраженные фроиты: лабораторный эксперимент. Интересные особенности потоков за отраженными ударными фронтами могут быть прослежсны в лабораторном эксперименте с сильными ударными фронтами. Техника эксперимента разработана в Институте динамики геосферы РАН [46]. Ударная волна формируется в воздухе в результате быстрого энерговыделения при падении лазерного импульса большой мощности на острие металлической иглы. По условиям эксперимента реализуется адиабатический режим течения. Ударный фронт быстро сферизуется и картина оказывается близкой к автомодельному

решению Седова. Структура волны и ее эволюция фиксируется с помощью специальной высокоскоростной съемки при освещении лазерным лучом (с применснием так называсмого шлирен-мстода в темном поле). На сделанных таким путем снимках яркость данного участка потока передаст локальный градиент плотности газа, причем яркость тем больше, чем больше градиент.

В специально поставленном (по нашему предложению) модельном эксперименте изучалось столкновение двух ударных волн и возникновение отраженных ударных волн [47]. Сферический ударный фронт, созданный указанным способом, испытывал столкновение с плоской (стеклянной) поверхностью, которая имитировала второй ударный фронт. В конкретном эксперименте, результат которого воспроизводится на рис.6, центр исходного взрыва располагался на расстоянии 0.45 см над плоской поверхностью - эдесь находился конец медной иглы (толщиной 0.2 см), на который фокусировался лазерный луч. Длительность лазерного импульса составляла 80 наносекунд (нс), энергия в импульсе - 10 Дж. Картина потока фиксировалась при освещении короткими лазерными импульсами (длительностью около 30 нс) с интервалами от 5 до 800 микросекунд. Полная длительность процесса - около 1 миллисекунды.

В эксперименте довольно четко проявились основные черты эволюции потока за фронтами отраженных ударных фронтов, которые обсуждались выше при качественном рассмотрении и на основании компьютерного моделирования: первоначальная тенденция этих потоков к коллимации, их растекание по всему объему каверны после прохождения центра исходного взрыва, возникновение вторичных коллимированных потоков. Наблюдалось также возникновение мощного вихревого тора, лежащего на отражающей поверхности.

Дополнительный важный момент - неосесимметричные возмущения, которые развиваются и усиливаются со временем, причем они особенно ярко проявляются в динамике вторичных потоков (см. рис. б). (В компьютерном моделировании такие возмущения отсутствуют по причине принятой с самого начала симметрии течения.) В духе космогонического сценария, о котором речь шла выше, подобная гидродинамическая неустойчивость может рассматриваться как один из возможных механизмов турбулизации газа, служащего материалом для формирования второго поколения звезд сверхассоциации.

7. Сверхоболочки и сверхассоциации. В природе существует грандиозная естественная лаборатория космической газодинамики - это БМО. Для целей нашего рассмотрения особенно важно, что в этой неправильной галактике наблюдаются 9 сверхоболочек с диаметрами от 600 до 1000 пк [20,21]. Типичная оболочка состоит из внешнего нейтрального слоя и внутреннего слоя, в котором газ ионизован



Рис. 6. Лабораторный эксперимент с отраженным ударным фронтом - последовательные стадии процесса [47].

Reflected Shock Wave

(Low Density Hot Gas)



Рис. 6. (продолжение).

излучением сотен ОВ звезд, содержащихся внутри области, ограниченной оболочкой. Имеются оценки скорости расширения оболочек: они составляют 9-18 км/с. Возраст оболочек оценивается в 15 - 26 млн. лет. Среда вне оболочек имеет плотность около одной частицы в см<sup>3</sup> и температуру примерно 80 К.

Обнаружено по крайней мере два случая, когда сверхоболочки сталкиваются или во всяком случае касаются друг друга. Столкновение испытывают сверхоболочки, очерчивающие две главные компоненты сверхассоциации 30 Золотой Рыбы. Эти оболочки (их номера 2 и 3 в списке Мибурна) расширяются с близкими скоростями - 14 и 13 км/с. Их возраст составляет 19 и 22 млн лет. По краткому замечанию Мибурна [48], столкновение сверхоболочек может создавать здесь область активного звездообразования. В описанном выше (п.3) сценарии эта идея находит развитие и физическое обоснование. Другой случай возможного столкновения - две близкие оболочки, имеющие номера 4 и 5 в списке Мибурна [20,21]. Они имеют скорости расширения 18 и 9 км/с.

Важные результаты наблюдений и интерпретации сверхоболочек и порождающих их гигантских взрывов и ударных волн можно найти в работах [28,29,48-52].

Физические характеристики наблюдаемых сверхоболочек подсказывают возможные значения газодинамических парамстров для гидродинамической картины формирования сверхассоциаций (см. указанный выше сценарий). Так, скорости ударных фронтов в момент их столкновения должны быть равны 10-20 км/с. При указанной выше температуре среды перед фронтом соответствующие числа Маха составляют 5-10. Это достаточно сильные по интенсивности волны, чтобы к ним можно было применять теорию Куранта-Фридрихса и результаты компьютерного и лабораторного моделирования для процесса столкновения ударных фронтов.

Температура газа за скачком в ударных волнах такой интенсивности составляет 1-6 тыс. К. При таких температурах охлаждение газа путем объемного излучения происходит очень медленно, так что процесс взаимодействия фронтов можно считать с хорошей степенью точности адиабатическим (ср. выше).

Возвращаясь к сценарию п.3, отметим, что в рамках описанной в нем космогонической схемы двухкомпонентность сверхассоциации заложена в качестве исходного предположения: речь идет о двух соседних и приблизительно одновременно возникших областях звездообразования. В пользу правдоподобности такой возможности можно привести следующее соображение. Звездообразование за фронтом спиральной ударной волны действительно происходит так, что более или менсе одновременно возникают отдельные области звездообразования,

образующие цепочки вдоль спиральных рукавов. Судя по всему, это надежный наблюдательный факт [12-14,53].

Из условия "единства места и времени" вытекает возможность "сдинства действия" - столкновение фронтов ведет к повторной и, вероятно, более яркой вспышке звездообразования одновременно в обсих областях в результате впрыскивания вещества в эти области отраженными ударными фронтами.

Похоже, что такого рода сценарий дает возможность ответить на ряд существенных вопросов, связанных со структурными особенностями сверхассоциаций, с их происхождением. Вот лишь некоторые из них. Почему взаимодействие соседних и одновременно возникающих областей звездообразования происходит так редко в нормальных спиральных галактиках? Чем определяется возможность этого взаимодействия, когда оно действительно происходит? Почему в неправильных (особенно клочковатых) галактиках сверхассоциации встречаются, как правило, чаще, чем в регулярных дисковых?

Возможно, все дело в том, что взаимодействие ударных волн, о котором идст речь в обсуждаемом сценарии, представляет собой существенно трехмерный эффект. Для столкновения расширяющихся сферических фронтов требуется, чтобы в дисковой галактике соседние сверхоболочки смогли как минимум прийти в соприкосновение друг с другом. Это не так легко, ибо в тонком диске расширение фронтов происходит крайне анизотропно - фронт быстрее всего движется в вертикальном направлении, перпендикулярно плоскости диска, тогда как встречные горизонтальные движения довольно быстро замедляются и останавливаются. Возможность столкновения фронтов возникает только там, где толщина газового слоя достаточно велика, т.е. сравнима с расстояниями между центрами расширяющихся фронтов или больше их; тогда горизонтальные встречные движения фронтов могут оказаться достаточно быстрыми и продолжительными.

Если так, то в плоских галактиках сверхассоциации должны располагаться на краях дисков, где толщина газового слоя максимально велика, но плотность газа все еще достаточна для эффективного звездообразования (о критической плотности для звездообразования см. [54-56]). Судя по примеру сверхассоциации ОВ 78, находящейся у края газового диска в М 31, подобное соображение кажется не лишенным основания. В том же духе можно попытаться ответить и на вопрос о сверхассоциациях в неправильных галактиках. Действительно, пример БМО с его толстым (и неправильным по форме) газовым диском и неправильных клочковатых галактик с цепочками сверхассоциаций, кажется, находится в согласии с предположением о связи между большой толщиной газового диска и возможностью взаимодействия крупномас-

646

штабных ударных фронтов в газе как причиной возникновения сверхассоциаций.

8. Вспышки звездообразования и ударные волны в галактиках с перемычкой. Наблюдательные данные указывают на заметно повышенное содержание крупномасштабных областей активного звездообразования в галактиках с перемычкой по сравнению с галактиками других типов (см., например, труды симпозиума МАС 1993г. [57]). (Напомним, что "образцовая" сверхассоциация 30 Золотой Рыбы тоже располагается вблизи бара в БМО). Типичный пример области активного звездообразования у конца бара в том месте, где с баром соединяется спиральный рукав, найден в галактике с перемычкой М83 [58]. Весьма распространенным наблюдаемым явлением оказываются также околоядерные области активного звездообразования в SB-галактиках [59-62].

По этой причине стоит, возможно, внимательнее приглядеться к SBгалактикам, чтобы попытаться выяснить, как и почему процессы вспышечного коллективного звездообразования происходят в них более эффективно, чем в галактиках других типов - за исключением разве что неправильных клочковатых галактик.

Как известно, галактики с перемычкой - весьма распространенная метагалактическая популяция. Почти треть всех дисковых галактик обнаруживает присутствие перемычек-баров (типичные SB-галактики) и еще одна треть имеет относительно более слабые бароподобные центральные структуры (SAB-галактики); бар находят и в нашей Галактике (см. [63]). SB-галактики (а, возможно, также и SAB) замечательны тем, что в этом случае имсется, по-видимому, известная определенность в том, что касастся природы спиральной структуры в их дисках: ее генератором является вращающаяся перемычка (см., например, [64] и цитируемую там литературу). Даже ссли последнее и не считать окончательно доказанным, утверждение такого рода следует считать по крайней мере весьма правдоподобным.

Важно также, что в последние годы появились прямые наблюдательные данные о крупномасштабных движениях газа в SB-галактиках. Имеются указания на то, что физические механизмы формирования наблюдаемой спиральной структуры связаны в этих галактиках со сложными по структуре газовыми потоками в окрестностях бара (см. [57]). Крупномасштабные неосесимметричные течения в газовых подсистемах этих галактик несомненно возбуждаются барами. Движения практически всегда имеют сверхзвуковой характер. В SB-галактиках нередко непосредственно наблюдаются ударные волны, фронты которых обычно располагаются вдоль спиральных рукавов [65]. Как и в случае нормальных спиралей, в галактиках с перемычкой фронты ударных волн представляются в виде узких темных пылевых полос. Так фронты выглядят в проекции с ребра в тех случаях, когда галактика видна плашмя.

Имсются непосредственные измерения скоростей газа в зоне спиральных ударных фронтов перессченных спиралей. Например, в NGC 6221 удалось (по оптическим эмиссионным линиям) обнаружить крутой градиент скорости поперек пылсвой полосы, который соответствует разности скорости в 150 км/с на длине 200 пк [66]. На адиабатическом ударном скачке такая разность скоростей соответствует скорости натекания газа на фронт около 200 км/с, что в 20-40 раз больше скорости звука в среде перед фронтом.

Замечательна геометрия спиральных вствей и располагающихся вдоль них ударных фронтов: удаляясь от центра, ветви нередко стремятся распрямиться. По словам Воронцова-Вельяминова [26], "превращение пылевых спиралей в прямые перемычки с удалением от центра особенно удивительно".

Действительно, во многих случаях, и чаще всего во внешних областях спиральных вствей, наблюдаются прямолинейные сегменты пылевых полос ("тонкие, резкие темные волокна"), длина которых может достигать нескольких килопарсек (например, NGC 5383, 1300, 6951, 1097, 3504). Такая прямолинейная геомстрия и в самом деле удивительна, если учесть, что на подобных расстояниях существенно меняется угловая скорость вращения газового диска и его плотность, а распределение газа может иметь сильно клочковатый, нерегулярный характер.

Стоит замстить, что это не исключительное свойство именно SBгалактик: SAB-галактики и нормальные спирали тоже (но, кажется, все же относительно реже), обнаруживают прямолинейные структуры большой длины.

С точки зрения динамики, эволюция крупномасштабных газовых потоков в лисках перессченных спиралей, а также и в неправильных галактиках с барами, определяется главным образом двумя физическими факторами: гравитационным эффектом бара и нелинейными газодинамическими эффектами в этих потоках. То обстоятельство, что овальное возмущение (уплотнение) в распределении массы вблизи центра галактики способно создать спиральную волну плотности благодаря своему гравитационному действию на диск, было выяснено еще четверть века назад в работе [67] (см. также [53, 68-72] В численных экспериментах [70-72] показано, что гравитационное воздействие бара вызывает в газе (за 0.5-1.5 характерного времени оборота диска) "отклик" в виде двухрукавной закручивающейся спиральной структуры, которая вращается твердотельно с тем же периодом, что и овальное уплотнение. В качестве "невозмущенного" состояния в компьютерных моделях чаще всего принимается гладкое распределение газа при более или менее однородной температуре, отвечающей скорости звука 5-10 км/с, а ударные волны

считаются изотермическими (быстрое высвечивание за фронтом).

Судя по компьютерным экспериментам, кинематика газовой подсистемы галактик обнаруживает некоторые черты сходства с кинематикой подсистемы звезд. Как оказывается, линии тока газа близко следуют орбитам звезд в гравитационном потенциале бара [73]. При этом между обеими подсистемами сохраняется принципиальное различие: подсистема газа является столкновительной и диссипативной, тогда как подсистема звезд является бесстолкновительной и бездиссипативной.

Относительно звездных орбит вблизи бара известно, что они распадаются на два семейства: орбиты, вытянутые вдоль бара, которые принято называть орбитами типа  $x_1$ , и орбиты, ориентированные преимущественно поперек бара и располагающиеся в основном во внутренней области бара, которые называют орбитами типа  $x_2$  [74]. Линии тока типа орбит  $x_1$  обнаруживаются, как правило, за ударным фронтом спиральной волны, тогда как перед фронтом преобладают линии тока типа орбит  $x_2$  [75]. Скачок скорости газа на фронте связан как раз с резкой сменой характера линий тока - с типа  $x_2$  на тип  $x_1$ , причем амплитуда скачка может составлять 30-100 км/с, а иногда достигать и 200 км/с.

Существенно, что газодинамическая картина довольно быстро становится нелинейной, и в газе диска возникает ударная волна, фронт которой располагается на внутренней кромке каждого из спиральных рукавов. Газ втекает в рукав со сверхзвуковой скоростью относительно рукава и резко тормозится на фронте. При этом возможны также и искажения циркулярных линий тока в газе перед фронтом: в пространстве между рукавами возникают дополнительные потоки, соответствующие чаще всего локальному расширению среды [76].

Как оказывается, даже вссьма слабые овальные уплотнения в центре галактики могут инициировать сильные сверхзвуковые движения газа; например, неосссимметричная гравитационная сила, составляющая всего 20-40% от осесимметричной силы уже создает нелинейные газодинамические структуры [75]. Характер этих структур (и прежде всего, их гсометрия) существенно зависит от массы бара и его размеров. Сверхзвуковые потоки газа с сильными ударными фронтами могут возникать вдоль всего бара или образовываться только около его красв [72,77-82].

Два характерных типа спиральной структуры, возбуждаемой барами различной формы и мощности (которые будут использованы в дальнейшем рассмотрении), схематически показаны на рис. 7. В обоих случаях спиральные рукава сильно искривлены во внутренней области структуры и гораздо слабее - во внешних ее областях.

Стационарное состояние звездной подсистемы галактики с перемычкой устанавливается примерно за один оборот диска; точнее, остается



Рис. 7. Два типа спиральной структуры в SB-галактиках (схема). АВ - болышая ось бара; стрелки указывают направление его вращения; заштрихованы области, где можно ожидять возникновение вспыпнечного звездообразования. *а* - спиральные рукава выходят из области около центра бара (о наблюдениях таких структур см. [26]; *b* - спиральные рукава выходят из концов бара (о наблюдениях и численном моделировании см. [64]). стационарным созданный баром и звезлным лиском потенциальный рельеф. Он вращается как целое твердотельно и включает в себя две спиральные потенциальные ямы, или, лучше сказать, два спиральных потенциальных желоба. Что же касастся газовой подсистемы, то она принципиально не может быть стационарной: во всех элементах газодинамической структуры, а быстрее и эффективнее всего в ударных волнах. протекают необратимые процессы диссипации кинетической энергии газовых потоков в тепло. При всем сходстве линий тока газа с орбитами звезд, диссипативная подсистема газа устроена так, что - в отличие от звездной подсистемы - она продолжает эволюционировать, непрерывно изменяться на фоне установившегося состояния звезлной полсистемы.

В общем (и несколько формальном) виде утверждение о нестационарности газодинамических структур, связанных со спиральным узором, формулируется как теорема (см., например, [83]), которая доказыватся от противного: если бы ситуация была стационарной, то все характеристики обеих подсистем. звездной и газовой, должны были бы быть периодическими функциями времени; однако в диссипативной подсистеме газа энтропия, а с ней и другие термодинамические потенциалы, не

могут быть периодическими функциями времени. Следовательно, стационарная ситуация в газовых потоках с ударными волнами невозможна.

Если газодинамические элементы спиральной структуры нестационарны, то каковы тогда главные направления их эволюции?

Из двух упомянутых в начале этого раздела физических факторов, воздействующих на состояние газовой подсистемы галактик, первый, а именно гравитационный эффект бара, является ведущим на самой первой стадии возбуждения и существования спиральной структуры. На этой начальной стадии процесса вращающийся бар действует на газ подобно поршню, который толкает массы газа своей гравитационной силой, приводя их в неосесимметричное движение, и вскоре формярует в газе ударную волну. (Большая часть упомянутых выше компьютерных экспериментов относится как раз к этой стадии.)

После возникновения ударной волны ведущим оказывается второй из указанных выше физических факторов - нелинейные газодинамические эффекты. По силе воздействия на газ они сравнимы с гравитационным эффектом бара, а скорее всего и превосходят последний, особенно в самой ударной волне.

9. Эволюция спирального фроита. В предположении, что гидродинамическая нелинейность является главным фактором, определяющим эволюцию спирального фронта после его формирования, можно при рассмотрении этой эволюции следить за газодинамическими процессами, привлекая для этой цели как некоторые известные "стандартные" результаты газодинамики, так и соображения общего характера.

Для изучения эволюции внутренних - сильно искривленных - сегментов спирального фронта можно воспользоваться известным примером волны с сильно искривленной вогнутой поверхностью фронта. Это фокусирующийся, сходящийся цилиндрический ударный фронт. Фронт должен быть именно сходящимся, а не расширяющимся, так как в ударной волне, генерируемой баром, газ натекает на фронт со стороны его вогнутости внутри коротационного круга. Можно думать, что для поведения локальных характеристик фронта (прежде всего, скорости его распространения) существенна большая локальная кривизна поверхности. Когда условие сильной искривленности удовлетворяется, существуют основания считать, что, как сказано в книге Уизема [84], "вогнутая ударная волна фокусируется и при этом ускоряется, избегая наложений". При этом имеется в виду как раз незамкнутая поверхность фронта с относительно сильной вогнутостью на одном из его участков.

О том, как происходит такое стягивание с ускорением, можно судить по точному решению задачи о сходящейся к оси цилиндрической волне, данному Гудерлеем [85]. По замечанию Ландау и Лифшица [86], эта задача обладает "рядом поучительных особенностей"; в частности, характер движения газа на продвинутой стадии процесса в значительной степени не зависит от начальных условий формирования фронта. Что же касается механизма формирования волны, то "достаточно представить себе, что волна создана каким-то "сферическим поршнем" (или, добавим от себя, цилиндрическим), сообщающим газу начальный толчок; по мере схождения к центру волна усиливается".

В цилиндрическом случае усиление волны, т.е. возрастание скорости ее фронта по мере уменьшения радиуса его поверхности *r*, описывается формулой

## $V \propto r^{-q}$ ,

где показатель степени q, являющийся, вообще говоря, иррациональным числом, не может быть найден по соображениям размерности (как в известных простых примерах автомодельных решений) и определяется путем интегрирования самих уравнений движения. Показатель степени зависит также от принятого показателя адиабаты (отношения удельных теплоемкостей газа)  $\gamma$ . Для обычных значений  $\gamma$ , таких как 5/3, 7/5, 6/5, показатель  $q \approx 0.2$  с точностью до первой значащей цифры. Численное интегрирование [87] дает зависимость q от  $\gamma$  с любой нужной точностью. Решение предполагает, что среда перед фронтом однородна и стационарна.

В решении Гудерлся скорость волны возрастает со временем и формально стремится к бесконечности при стремлении г к нулю. Можно ожидать, что режим ускорения прекращается из-за развития гидродинамических неустойчивостей. В самоускоряющейся ударной волне действует гидродинамическая неустойчивость, впервые обнаруженная в работе [88]. Простые качественные соображения показывают, что в этом случае фронт ударной волны должен быть неустойчив. Действительно, легко представить себе, что случайно выдвинувшийся вперед элемент фронта должен будет далее перемещаться с увеличенной скоростью и, следовательно, его опережсние будет всс более возрастать. Точно так же у случайно отставшего элемента фронта скорость должна быть меньше, чем у основного фронта, так что его отставание будет все более возрастать. Эти соображения подтверждаются подробным расчетом [89-91]; критический анализ проблемы неустойчивости ударных волн дается в книге Горбацкого [19]. Сходная картина возникает при распространении ударной волны в трубе переменного сечения [84]; такая волна тоже способна при определенных условиях самоускоряться и потому оказываться неустойчивой (см. [86], где приводится этот результат Уизема).

Если рассматривать плоскую ударную волну, распространяющуюся в неоднородной среде в направлении убывания ее плотости, то характерное время развития неустойчивости

$$\tau \approx |V \nabla \ln \rho|^{-1},$$

где V - скорость фронта рассматриваемой волны,  $\rho$  - плотность среды. Развитие неустойчивости должно вссти к тому, что за время т фронт разобьется на отдельные малые участки, размеры которых порядка  $|\nabla \ln \rho|^{-1}$ (т.е. порядка так называемой высоты однородной атмосферы). Эти малые элементы фронта, двигаясь в различных направлениях, сталкиваясь друг с другом, отражаясь друг от друга и т.д., будут разбиваться, вообще говоря, на более мелкие отрезки. В результате возникнет картина "диффузии" многочисленных отрезков фронта вниз по течению. Детальная теория неустойчивости самоускоряющихся ударных волн в духе работ [88-90] развивается в [93]; интересная численная модель процесса этой неустойчивости как в линейном, так и в нелинейном режиме, построена в [94].

Нетрудно видеть, как должен измениться вид выражения для характерного времени развития неустойчивости, чтобы приспособить его к решению Гудерлея:

$$\tau \approx \left(d\ln V/dt\right)^{-1} = |\nabla V|.$$

Из этой формулы при подстановке в нее решения Гудерлея получаем:

$$\tau \approx \frac{1}{q} (r/V) \propto r^{1+q} \approx r^{1.2}.$$

Отсюда видно, что неустойчивость развивается тем быстрее, чем меньше радиус фронта; в этом смысле она оказывается особенно эффективной на продвинутых стадиях фокусировки цилиндрической ударной волны.

Что касается характерной длины неустойчивости, т.е. размера наибольших отрезков, на которые должен распадаться фронт, то для фокусирующейся цилиндрической волны решения Гудерлея эта длина должна быть сравнима с радиусом цилиндрической поверхности фронта, т.е. характерный размер отрезков фронта, генерируемых неустойчивостью, убывает со временем, причем отношение радиуса фокусирующегося фронта к характерной длине отрезка остается все время постоянным как и следовало ожидать для автомодельного режима течения.

Исчерпывающей теории неустойчивости на ее нелинейной стадии до сих пор еще нет; поэтому не исключено, например, что неустойчивость развивается по описанному пути только в том случае, если исходная интенсивность ударной волны весьма велика [91]. Возможно, для слабых и умеренных ударных волн, когда число Маха меньше 1.5-2, непосредственная диссипация на фронте происходит быстрее, чем генерация мелких гармоник. Тогда процесс может развиваться таким образом, что фокусирующийся фронт ускоряется ровно настолько, насколько он

затухает из-за диссипации, а число Maxa почти все время поддерживается на уровне, который не превышает некоторого предельного значения вблизи единицы.

В численных моделях галактик с перемычкой фронты умеренной интенсивности возникают, например, в тех случаях, когда гравитационным поршнем бара генерируется не спираль, а кольцеобразная структура. К замкнутому фронту кольцевой ударной волны решение Гудерлея применимо, очевидно, с еще большим основанием, чем к сильно вогнутым сегментам спиралей. Как можно заметить по результатам некоторых компьютерных экспериментов (см., например, [95, 96]), стятивание колец происходит с ускорением, но число Маха при этом не слишком превышает елиницу. При достижении наибольшей скорости внутренней кромки кольца, в структуре течения возникают и усиливаются сравнительно мелкомасштабные искажения гладкой до того кольцевой поверхности. Их можно интерпретировать как проявление неустойчивости [88-94]. Чсрез некоторое время, когда из-за этой неустойчивости число Маха кольцевого фронта окажется вблизи единицы, искажения разглаживаются и происходит почти полное восстановление замкнутой кольцевой структуры.

10. Звездообразование у центра бара. Изложенные выше результаты, касающиеся сильно искривленных вогнутых ударных фронтов, могут быть применены - со всеми необходимыми оговорками [97] - к изучению эволюции внутренних сегментов спиральных волн типа изображенных на рис. 7а. Пусть, например, скорость фронта (относительно натекающего на него газа) составляет в начале газодинамической фазы эволюции спирального узора V(t) = 100 км/с, а его радиус кривизны r(t) = 0.5 кпк. Тогда можно ожидать, что в соответствии с решением Гудерлея, существенное усиление интенсивности фронта и соответст-

вующее уменьшение его радиуса потребует времени  $\tau_{\text{strinking}} = \frac{1}{q} (r/V) \approx 25$ 

млн лет. Что же касается периодов вращения баров, то они, как правило, в 5-10 раз больше.

Фактически за это время произойдет полное схлопывание ссгмента. Можно ожидать, что с примерно тем же характерным временем 25 млн яет и меньше способна развиваться - при наличии в среде возмущений подходящего масштаба - и гидродинамическая неустойчивость, упомянутая в предыдущем разделе.

Результатом стягивания вогнутого сегмента фронта и развития неустойчивости в нем должно стать значительное сжатие газа и его турбулизация в области вблизи концов бара. Как уже говорилось в п.3, высокая плотность и высокая дисперсия скоростей газа создают

654

благоприятные условия для активного звездообразования с преимущественным формированием быстро эволюционирующих массивных звезд. Если так, то вокруг центров кривизны вогнутых сегментов спиралей практически одновременно должны возникнуть две более или менсе одинаковые по своим общим характеристикам области интенсивного звездообразования с большой долей массивных звезд в них [97].

Эта пара областей звездообразования вблизи центра бара начинает затем собственную эволюцию, на определенном этапе которой оказывается возможным эффективное взаимодействие двух областей друг с другом. Это связано с тем, что мощнос энерговыделение в каждой из областей, обязанное звездному встру и множественным вспышкам сверхновых, создает вокруг каждой из них через 10-20 млн лет расширяющуюся оболочку (см. п.3, 7). Внешней границей такой оболочки служит сферическая ударная волна, которая в адиабатическом приближении описывается решением Седова, а в изотермичеком - решением Каплана [98].

Две расширяющиеся оболочки, формирующиеся таким путем, могут в определенный момент встретиться вблизи центра прямой, соединяющей их центры, и в результате произойдет столкновение ударных фронтов приблизительно равного радиуса и равной интенсивности. Это событие способно дать начало новой цепочке сверхзвуковых газодинамических процессов в центральной области галактики, уже описанных в пп. 3-6. Данная там газодинамическая модель сверхассоциации легко переносится в условия пересеченной спирали. При этом не требуется прибегать к специальному дополнительному предположению о близости двух исходных вспышек звездообразования во времени и пространстве. Теперь указанные условия возникают сами собой, причем заодно имсет место и близость параметров исходных вспышек (и создаваемых ими оболочек).

Возвращаясь к гидродинамической эволюции спирального фронта (см. выше), стоит заметить, что параллельно со стягиванием внутренних сильно искривленных сегментов ударных фронтов должна происходить, и, скорее всего, с близким характерным временем, также и эволюция слабо искривленных внешних сегментов спиральной структуры. Основной тенденцией эволюции внешних сегментов должно быть уплощение их фронтов. После создания нелинейной волны в газе гравитационным поршнем бара, здесь начинает действовать механизм устойчивости плоских фронтов относительно слабого искривления их поверхности [32, 86], и эта поверхность стремится распрямиться.

Газодинамический процесс, ведущий к уплощению фронта, развивается так, что, например, вогнутые, "отставшис", участки фронта получают ускорение в системе отсчета, связанной со спиральным узором как целым. Поэтому они постепенно догоняют те участки фронта, которые

находятся впереди них по направлению распространения волны относительно газа. Если же фронт является слабо выпуклым, то его "опережающий" участок тормозится, и потому остальные участки фронта догоняют его.

Эволюция внешних сегментов спиральной ударной волны не ограничивается только их уплощением. Одновременно с этим должно происходить, по-видимому, и общее смещение всей спиральной ударной волны как целого относительно породившей ее потенциальной ямы. Это тоже одно из следствий ужс упоминавшейся общей теоремы о нестационарности спирального узора в газовой подсистеме [83]. Численные и аналитические модели [99] показывают, что даже плоская изотермическая ударная волна, сформировавшаяся в гравитационной потенциальной яме, не является, вообще говоря, стационарной и ее фронт должен смещаться относительно ямы. В зависимости от конкретных условий (касающихся механизма формирования волны, распределения плотности перед фронтом и т.п.), фронт может смещаться и вниз, и вверх по течению. Возможно, существен также профиль искривленного фронта - является ли он вогнутым или выпуклым.

Этот вопрос остается недостаточно ясным, для его рассмотрения требуются дополнительные исследования. В предварительном порядке можно предположить, что чаще всего фронт должен все же тормозиться, и если так, то он будет сдвигаться вниз по течению.

Оставив потенциальную яму в диске галактики и отступив от нее вниз по течению (если волна действительно тормозится), фронт уступит тем самым место новым порциям несжатого газа, которые начнут скатываться в яму, приобретая сверхзвуковые скорости. Поэтому гравитационный поршень бара получит возможность вновь произвести толчок в газе и создать в нем новую (тоже, конечно, нестационарную) спиральную ударную волну. Подобным образом в потенциальном рельефе, созданном баром в диске галактики, могли бы рекурснтно возникать ударные фронты, и в каждом из них внешние сегменты будут стремиться распрямиться со временем и стать плоскими [97].

Если в газе диска возникают последовательно друг за другом новые и новые ударные фронты, то нужно ожидать, что за ними столь же последовательно будут возникать друг за другом и цепочки звездных комплексов. В наблюдениях они проявили бы себя как более или менее параллельные друг другу филаменты в пределах протяженных спиральных рукавов. Наблюдаемые спиральные галактики с перемычкой действительно имсют, как правило, сложную структуру спиральных рукавов, часто рукав состоит из двух, трех и более филаментов (как в NGC 2835, 7424, 2336, 3124 и др.). Если так, то можно ожидать, что в наблюдениях самые прямолинейные филаменты будут, как правило, более молодыми, а более

искривленные - болсе старыми. Иными словами, среди протяженных филаментов спиральных рукавов, образуемых молодыми звездами в дисках SB-галактик, прямолинейные структуры должны быть более голубыми по цвету; кажется, такие примеры действительно встречаются.

11. Звездообразование у концов бара. Генерация баром новых фронтов взамен тех, которые успели выйти из потенциальной ямы, возможна не только для внешних сегментов, испытывающих уплощение, но также и для внутренних сегментов, испытывающих стятивание. Причина в обоих случаях одна: гравитационный поршень бара способен толкать новые порции газа в освободившуюся потенциальную яму, придавая им сверхзвуковые скорости. При этом в случае внутренних сегментов не возникает неопределенности в том, что касается направления смещения из потенциальной ямы: эти сегменты определенно смещаются вверх по течению, так как происходит их фокусировка. Возобновление внутренних и внешних сегментов должно, вероятно, происходить более или менее синхронно.

В этой связи стоит обратиться теперь к тому типу спирального узора, который показан на рис. 7b. Можно предполагать, что стягивание сильно вогнутых сегментов у концов бара способно и в этом случае, как и при геометрии рис. 7a, вызвать две одновременные вспышки звездообразования. Но теперь области вспышки находятся на значительном удалении друг от друга, будучи разделенными всей длиной бара (3-10 кпк). В таком варианте спирального узора вряд ли эффективно непосредственное взаимодействие областей звездообразования друг с другом через столкновение расширяющихся оболочск, как это обсуждалось выше. Можно, однако, предполагать, что при этих условиях способен протекать другой, не менсе бурный газодинамический процесс - столкновение расширяющейся сферической ударной волны, порожденной вспышкой звездообразования, с вновь образующимся и стягивающимся к той же области вогнутым сегментом спиральной ударной волны.

Для анализа такого рода процесса могла бы пригодиться в качестве "стандартного образца" модель столкновения фокусирующейся цилиндрической ударной волны Гудерлея с расширяющейся навстречу ей сферической ударной волной Седова (в адиабатическом приближении) или Каплана (в изотермическом приближении). Однако такой опорный образец в газовой динамике отсутствуст. Ни аналитической теории, ни компьютерного моделирования для подобной геометрии и динамики столкновения фронтов пока что нст.

Тем не менее из соображений общего порядка вытекает, что главным результатом столкновения фокусирующегося и расширяющегося фронтов должно быть формирование двух отраженных ударных фронтов, один из которых будет распространяться внутрь, к центру оболочки, а другой -

наружу, в область за фронтом фокусирующейся волны. В некотором смысле, произойдет как бы обмен режимами движения: от расширяющегося фронта отойдет фокусирующийся отраженный фронт, а от фокусирующегося фронта отойдет расширяющийся отраженный фронт. При этом фокусирующаяся отраженная волна может быть описана решением, близким к решению Гудерлея, а расширяющася отраженная волна - решением типа Седова или Каплана.

Для процесса звездообразования важно, что газ оболочки, созданной вспышкой звездообразования, будет практически вссь возвращен в область вспышки, причем он будет теперь очень сильно сжат. По примеру процесса, рассмотренного в п. 10, можно ожидать, что этот газ будет также и турбулизован. Все это способно создать благоприятные условия для новой вспышки звездообразования, которая будет еще более яркой, чем первая. Таким путем могли бы возникать области вссьма интенсивного звездообразования, часто наблюдаемые у концов бара. Если взаимодействие с вновь возникающими внутренними сегментами спиральных фронтов в этом случае действительно возможно, то, как и сверхассоциации, они могли бы содержать два (и более?) поколения звезд с существенно разтичающимся возрастом.

Некоторые из результатов и соображений, относящихся к обсужпавшимся выше SB-галактикам, могли бы быть применимы также к нормальным спиралям, хотя в таком случае возникли бы дополнительные вопросы о природе спиральной структуры. Возможно, результаты, касающиеся газодинамического механизма возникновения областей активного звездообразования в галактиках с барами, могли бы пригодиться и для галактик типа БМО, которые иногда считают не неправильными. а "полуразрушенными" SB-галактиками [26]. Стоит напомнить, что представление о сверхассоциациях как самых крупных по размеру и массе областях особенно эффективного звездообразования было выдвинуто на примерс ярчайшего объекта этой галактики - 30 Золотой Рыбы, располагающегося у северо-восточного края бара в БМО. Известно, что спиральная структура имеет в БМО нерстулярный, клочковатый характер; ударные волны вдоль обрывков спиральных рукавов испосредственно не прослеживаются. Скорее всего, спиральная структура здесь деформирована именно потому, что у края бара произошло формирование крупной сверхассоциации и кроме того в нескольких других областях (тоже хорошо заметных) вдоль рукавов имело место весьма эффективное звездообразование с последующим формированием сверхоболочек. Несомненно, что на характер спирального узора, как и на протекание интересующих нас газодинамических процессов в БМО, существенно повлияла близость гигантской галактики Млечный Путь, приливное воздействие которой способно помешать формированию регулярной спиральной структуры.

Вместе с тем ясно, что приливные эффекты вряд ли могут предотвратить нозбуждение крупномасштабных сверхзвуковых движений газа гравитационным полем бара. Похоже, что бар в БМО мог бы, действуя как гравитационный поршень, дать газу толчок, достаточный для формирования ударной волны: контраст плотности в нем таков, что неосесиммстричная добавка к потенциалу явно не меньше, чем критическая величина 20-40% (см. п.8). Скорее всего, в данном случае имеет место совместное действие приливных сил и гравитационной силы бара, которое способно генерировать в газе сложные по геометрии и динамике течения, охватывающие большие пространственные масштабы и значительные массы газа.

12. Заключение. Данный обзор представляет собой, насколько известно, первую попытку обобщения современных результатов теоретического изучения одного из самых ярких астрономических феноменов - сверхассоциаций. Основное внимание было уделено газодинамическому аспекту проблемы. При этом за рамками изложения оказались, к сожалению, многие важные и интересные работы, особенно наблюдательного плана. Но даже и ряд теоретических работ, которые имсют непосредственное отношение к проблеме, не был отражен достаточно полно. Это, однако, позволило дать в пределах доступного для статьи объема болсе или менее систематическое изложение результатов, относящихся к нелинсйным крупномасштабным газодинамическим явлениям, которые связаны с ударными волнами и их взаимодействием. Эти результаты пока еще не сложились в полную и связную картину, и, как представляется, дальнейшее изучение этого круга явлений было бы полезным и могло бы оказаться существенным для понимания общих черт крупномасштабного космогонического процесса в галактиках с продолжающимся бурным коллективным звездообразованием.

Автор благодарен за полезные обсуждения Ю.Н. Ефремову, А.В. Засову и В.А. Рыбакову. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и Программы "Фундаментальное естествознание".

Государственный астрономический институт им. П.Л. Штернберга, МГУ

# PHYSICS OF THE LARGE-SCALE STARBURSTS: GAS-DYNAMICAL ASPECTS

## A.D.CHERNIN

The subject of the review is the physical nature of the regions of large-scale starbursts in galaxies. Theoretical studies of the phenomenon are mostly described. Gas-dynamical approach to the problem is in the focus of the discussion. The structure of the paper is this. A brief account of the observational data on superassociations is given as the regions of the collective star formation on the largest space scale in disc and irregular galaxies (Sec.2); a possible gasdynamical scenario for the origin of these objects is presented (Sec.3); the key mechanism of the scenario - the collisions of shocks - is studied on the basis of general gas-dynamical considerations (Sec.4), as well as computer simulations (Sec.5) and laboratory experiments with shocks (Sec.6); how this process might develop under the physical conditions in the interstellar medium is examined (Sec.7); the characteristic features of large-scale starbursts in barred galaxies are considered (Sec.8); they may be due to the evolution of the spiral shocks generated by the bars (Sec.9); possible ways of the formation of the starbursts near the centers of the bars (Sec. 10) and at their edges (Sec. 11) are discussed.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
- 2. В.А.Амбарцумян, Observatory, 75, 72, 1955.
- 3. В.А.Амбарцумян, Проблемы эволюции Вселенной. Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1968.
- В.А.Амбариумян, Proc. IAU-URSI Symp. 20, The Galaxy and the Magellanic Clouds. Eds. F.J. Kerr, A.W. Rodgers, Aust. Acad. Sci., Canberra, 1968, p.122.
- 5. W.Baade, Evolution of Stars and Galaxies. Harvard Univ. Press, Cambridge, MA, 1963.
- 6. A.Blaauw, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2, 213, 1964.
- 7. Л.Э.Гуревич, Труды 2-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, М., 1953, с. 235.
- 8. А.И.Лебединский, Вопросы космогонии, 2, 7, 1954.
- 9. Л.Э.Гуревич, А.И.Лебединский, Труды 4-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, М., 1955, с. 147.
- 10. W.Baade, H.Swope, Astron. J., 68, 425, 1963.
- 11. Ю.Н.Ефремов, Письма в Астрон.ж., 4, 125, 1978.

- 12. Ю.Н.Ефремов, Stellar Complexes. Harwood Publ., London, 1988.
- 13. Ю.Н. Ефремов, Очаги звездообразования в галактиках. Наука, М., 1989.
- 14. Ю.Н.Ефремов, Astron. J., 110, 2757, 1995.
- 15. Ю.Н.Ефремов, А.Д.Чернин, Vistas in Astron., 38, 165, 1994.
- 16. G. Tenorio-Tagle (ed.) Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSSOs, Cambridge Univ. Press, 1994.
- 17. Ю.Н.Ефремов, Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSSOs, ed. G. Tenorio-Tagle, Cambridge Univ. Press, 1994, p. 61.
- 18. С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер, Физика межзвездной среды, Наука, М., 1979.
- 19. В.Г.Горбацкий, Космическая газодинамика, Наука, М., 1980.
- 20. J.Meaburn, Astron. Astrophys., 75, 127, 1979.
- 21. J.Meaburn, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 192, 365, 1980.
- 22. А.П.Петросян, К.А.Саакян, Э.Э.Хачикян, Астрофизика, 14, 69, 1978.
- 23. F.V. Boesgardt, I. Edvards, Astrophys. J., 252, 487, 1982.
- 24. J.Heidmann, IAU Symp. No. 115, 1987, p. 125.
- 25. Б.А.Воронцов-Вельяминов, Письма в Астрон. ж., 1, 125, 1975.
- 26. Б.А.Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия, Наука, М., 1978.
- 27. А.Д.Чернин, Ю.Н.Ефремов, Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSSOs, Ed. G. Tenorio-Tagle, Cambridge Univ. Press, 1994, p. 65.
- 28. G. Tenorio-Tagle, P. Bodenheimer, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 26, 146, 1988.
- 29. B.G.Elmegreen, III Canary Islands Winter Scool, Cambridge Univ. Press, 1992, p. 142.
- R. Courant, K.O. Fridrichs, Supersonic Flow and Shock Waves, N.Y., Interscience, 1948.
- 31. Д.И.Бараусов, А.Д.Чернин, Письма в Астрон. журн., 11, 883, 1985.
- 32. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.
- 33. G. Tenorio-Tagle, Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSO, Ed. Tenorio-Tagle G. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994. P. 50.
- 34. R.Larson, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 194, 809, 1981.
- 35. R.Kennicutt, Astrophys. J., 344, 685, 1989.
- 36. B.G.Elmegreen, Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSO, Ed. Tenorio-Tagle G. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. P. 220.
- 37. R.F.Chisnell, Proc. Roy. Soc., A223, 250, 1955.
- 38. G.B. Whitham, J. Fluid Mech. 4, 84, 1958.
- 39. A.Konigl, Astrophys. J. 261, 115, 1982.
- 40. Д.И.Бараусов, П.А.Войнович, А.Д.Чернин, Препринт ФТИ АН СССР No. 1274, Ленинград, 1988.
- 41. Д.И.Бараусов, П.А.Войнович, А.Д.Чернин, Письма в Астрон. ж., 18, 1095, 1982.
- 42. П.А.Войнович, А.Д.Чернин, Письма в Астрон. ж., 21, 926, 1995.
- 43. А.Д. Чернин, Ю.Н.Ефремов, П.А.Войнович, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 275, 313, 1995.
- 44. S. Yoshika, S. Ikeuchi, Astrophys. J., 360, 352, 1990.
- 45. A.A. Fursenko, N.P. Mende, K.Oshima, D.M.Sharov, E.V. Timofeev, P.A. Voinovich, Comp. Fluid Dyn. J., 2, 1, 1991.

- 46. В.И.Артемьев, В.А.Рыбаков, С.А.Медведюк, Б.А.Иванов, Earth, Lunar and Planct Sci. Conf. XXV, Huston, USA, 1994, pp. 41-42.
- 47. В.А.Рыбаков, В.И.Артемьев, С.А.Медведюк, 1996 (в печати).
- 48. J.Palous, Structure and Dynamics of the Interstellar Medium, eds. G. Tenorio-Tagle et al., Springer Verlag, 1989, p. 518.
- 49. J.Palouš, J.Franco, G.Tenorio-Tagle, Astron. Astrophys., 227, 175, 1990.
- 50. G. Tenorio-Tagle, J. Palous, Astron. Astrophys., 186, 287, 1987.
- 51. Т.А.Лозинская, Сверхновые звезды и межзвездная среда, Наука, М., 1984.
- 52. C.Heiles, Astrophys. J. Suppl., 55, 585, 1984.
- 53. Л.С.Марочник, А.А.Сучков, Галактика, Наука, М., 1984.
- 54. R.C.Kennikutt, Astrophys. J., 273, 54, 1983.
- 55. J.Silk, Astrophys. J., 214, 153, 1977.
- 56. А.В.Засов, С.Г.Симаков, Астрофизика, 29, 190, 1988.
- 57. I.Shlosman (cditor), Mass-Transfer Induced Activity in Galaxies. Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
- 58. J.D.P.Kenney, S.D.Lord, Astrophys. J., 381, 118, 192.
- 59. J.L.Sersic, M. Pastoriza, Publ. Astron. Soc., Pacific, 79, 152, 1967.
- 60. R.C.Kennicutt, W.C.Keel; C.A.Blaha, Astron. J., 97, 1022, 1989.
- 61. R.C.Kennicutt, Y.-H.Chu, Violent Star Formation: From 30 Doradus to QSO, Ed. Tenorio-Tagle G. Cambridge: Cambridge University Press, 1994. p. 1
- 62. F. Combes, B. G. Elmegreen, Astron. Astrophys., 271, 391, 1993.
- 63. R.Buta, D.A.Crocke, B.G.Elmegreen (eds.), Barred Galaxies. IAU Coll., No.157, PASP Conf. Ser. V. 91. 1996.
- 64. J.Binney, S.Tremaine, Galactic Dynamics. Princeton: Princeton Univ. Press, 1987.
- 65. В.А.Афанасьев, А.М. Фридман, И.И.Паша, 10-th European Astronomy Meeting, Ed. Palous. Prague, 1987. p. 319.
- 66. W.D.Pence, C.P.Blackman, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 207, 9, 1984.
- 67. C.C.Lin, IAU Symposium No. 38: The Spiral Structure of our Galaxy, Ed. Becker D. and Contopoulos G.Dordrecht: Reidel, 1970, p. 377.
- 68. C.C.Lin, Y.Y.Lau, SIAM J. Appl. Math., 29, 352, 1975.
- 69. J.A.Sellwood, R.G.Carlberg, Astrophys. J., 282, 61, 1984.
- 70. S.M.Simkin, Astrophys. J., 159, 463, 1970.
- 71. В.И.Корчагин, Л.С.Марочник, Астрон. ж., 52, 15, 1975.
- 72. R.H.Sanders, A.D. Tubbs, Astrophys. J., 235, 803, 1980.
- 73. L.Blitz et al., Nature, 361, 417, 1993.
- 74. J.D.P.Kenney, Mass-Transfer Induced Activity in Galaxies, Ed. I. Shlosman, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994, p. 78.
- 75. E.Athanassoula, Mass-Transfer Induced Activity in Galaxies, Ed. I. Shlosman, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994, p. 143.
- 76. R.H.Sanders, J.M.Huntley, Astrophys. J., 209, 53, 1976.
- 77. W.W.Roberts, J.M.Hantley, G.D. van Albada, Astrophys. J., 233, 67, 1979.
- 78. А.М. Фридман, Письма в Астрон. ж., 5, 325, 1979.
- 79. T.S. van Albada, R.B.Sanders, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 201, 303, 1982.
- 80. E.Athanassoula, Phys. Reports, 114, 320, 1984.

662
#### ФИЗИКА КРУПНОМАСШТАБНОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ 663

- 81. E.Athanassoula, Mon. Notic Roy. Astron. Soc., 259, 345, 1993.
- 82. A.Jenkins, J.J.Binney, Mon. Notic Roy. Astron. Soc., 270, 703, 1994.
- 83. K.Rohlfs, Lectures on Density Waves Theory. Lecture Notes in Physics, No 69, Berlin: Springer, 1977.
- 84. G.B. Whitham, Lincar and Nonlinear Waves. N.Y.: John Wiley & Sons, 1974.
- 85. G. Guderley, Luftfahrtforschung, 19, 32, 1942.
- 86. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Гидродинамика, Наука, М., 1986.
- 87. D.S. Batler, Report No. 54/54 Armament Research and Development Establishment, Ministry of Supply. Fort Halstead, Kent, 1954.
- 88. Л.Э.Гуревич, А.А.Румянцев, Журн. эксперим. и теор. физ., 58, 1395, 1970.
- 89. Л.Э.Гуревич, А.А.Румянцев, Письма в Астрон. журн., 11, 505, 1978.
- 90. Ю.К.Калмыков, А.А.Румянцев, Прикл. мсх. и техн. физ., 3, 24, 1972.
- 91. *R.A. Chevalier*, Astrophys. J., 188, 501, 1974; 207, 872, 1976; 257, 790, 1982; 259, 302, 1982; 277, 765, 1983.
- 92. А.А.Румянцев, А.Д.Чернин, Astrophys. Space Sci., 32, 15, 1975.
- 93. R.A. Chevalier, J.M. Blondin, R.T. Emmering, Astrophys. J., 392, 118, 1992.
- 94. Н.В.Арделян, Г.С.Бисноватый-Коган, С.Г.Моисеенко, 1996 (в печати).
- 95. M.A.Shaw, F.Combes, D.J.Axon, G.S. Wright, Astron. Astrophys., 273, 31, 1993.
- 96. B.G.Piner, J.M.Stone, P.J.Teuben, Preprint UMD, 1994.
- 97. А.Д. Чернин, Barred Galaxies, Ed. R. Buta et al., ASP, S.-Francisco, 1996, p. 426.
- 98. С.А.Каплан, Межзвездная газодинамика, Наука, М., 1958.
- 99. И.Г.Коваленко, В.В.Леви, Astron. Astrophys., 264, 406, 1992.

# АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

# журнала "Астрофизика", том 39, 1996 год

Абрамян Г.В., Микаелян А.М. Первый Бюраканский спектральный	
обзор неба. Голубые звездные объекты. XI. Область	
+80 <sup>°</sup> ≤ δ ≤ +90 <sup>°</sup>	531
Айрапетян М.В. (см. Седракян Д.М.)	593
Акопян А.А. (см. Мирзоян Л.В.)	393
Акопян А.А. Метод определения функции распределения средней	
частоты вспышек сверхновых	561
Алексеев И.Ю., Гершберг Р.Е. О запятненности красных карликов:	
Модели зональной пятнистости 13 звезд типа BYDRA	67
Амбарян В.В. (см. Гигоян К.С.)	523
Андреасян Р.Р. Механизм образования дипольного магнитного поля	1
в центральных областях активных галктик	111
Арутюнян Г.А. Об одном разложении функции Фойгта	619
Ахвердян Л.Г. (см. Меликян Н.Д.)	217
Баструков С.И. (см. Подгайный Д.В.)	475
Блейер У., Григорян Л.Ш., Хачатрян Г.Ф. Нейтронные звезды в много-	
мерной эйнштейновской теории гравитации	605
Бочков В.В. (см. Павленко Е.П.)	31
Варданян Р.А., Карапетян М.Ш. О масссовой фотографической фо-	
тометрии звезд	411
Варданян Р.А. О кометообразной форме компактных групп компакт-	
ных галактик	585
Васильяновская О.П. (см. Павленко Е.П.)	31
Гаспарян К.Г. (см. Парсамян Э.С.)	225
Гаспарян К.Г. (см. Парсамян Э.С.)	365
Гершберг Р.Е. (см. Алексеев И.Ю.)	67
Гигоян К.С., Амбарян В.В. Первый Бюраканский спектральный обзор	
неба. Звезды поздних спектральных классов. VIII. Полоса $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$	523
Горбацкий В.Г., Прохоров С.П. Движение компонентов тесной двойной	
системы звезд в присутствии сильного внешнего гравита-	
ционного поля	239
Готтлебер С. (см. Григорян Л.Ш.)	135
Григорян Л.Ш., Готплебер С. О нелинейном тензорном поле и втором	
метрическом тензоре	135

Григорян Л.Ш. (см. Блейер У.)	605
Джавахишвили Г.Ш., Салуквадзе Г.Н. Элсктрофотометрия компонентов	
кратных звездных систем типа трапеции	407
Дмитриенко Е.С. UBVRI-фотомстрия Новой 1934г. DQ Herculis в	
1982-1955гг. Переменность блеска	41
Дмитриенко Е.С. UBVRI-фотометрия затменной симбиотической	
звезды СГ Суд в 1991-1995гт.	211
Дублие В. (см. Конт Ж.)	91
Ерицян М.А. (см. Меликян Н.Ц.)	385
Ерицян М.А., Погосян Г.А. Ориентация магнитного поля галактики	550
в окрестностях солнечной системы	223
Казарян М.А. Морфологическая классификация новых галактик с	421
	431
Каноаляк Г.А. Большка звездоооразования в галактиках. Своиства в информовском и ралиолианазонах	377
Kandaran PA OH Merawarenulue ranaveruru	JZ7
Kananamau $AA$ (on Meaurau $H\pi$ )	417
Каранения Л.Л. (См. Меникан П.Д.)	37
Карапетян А.А. (см. Меликян Н.Д.)	217
Карапетян А.Ц. (см. меликян Н.Ц.)	217
Карапетян М.Ш. (СМ. Вароанян Р.А.)	411
Кастелли Ф. (см. Полосухина Н.С.)	19
Киржниц Д.А., Шацкий А.А. Об электризации, вызванной тяготе-	100
нием массивного тела	467
Колесов А.А. Показатели цвета водородного газа	247
Конт Ж., Дуолие В., Петросян А., Турато М., Сурас С. Поверх-	
ностная фотометрия толуовых компактных карликовых талактик	01
$Maaahouueekko R \Pi (ch \Pi aaocorouea H C)$	10
Mananymento B.II. (OH. Παρισμές ΕΠ)	102
	195
Пятнистая НаМп звезда?	375
Меликан Н.Л. Поляризация света звези типа Миры Кита	541
	341
рующих переменных звезд	385
Меликан Н.Л., Каралетан А.А. Новые На объекты в областах техници	
туманностей. І.	57
Меликян Н.Д., Карапетян А.А., Ахвердян Л.Г., Карапетян А.П. Новые	-
Нα-объекты в областях темных туманностей. II.	217

АЛФА	BNI	ный	YK/	43A7	ГЕЛЬ
------	-----	-----	-----	------	------

Мелконян А.С. (см. Парсамян Э.С.)	365
Метик Л.П., Проник И.И. К вопросу о взаимодействии систем низкой	
и высокой скоростей в галактике NGC1275	567
Микаелян А.М. (см. Абрамян Г.В.)	531
Мирзоян Л.В., Акопян А.А. Наблюдательный подход к звездообра-	
Зованию	393
Молодцова И.В. (см. Подгайный Д.В.)	475
Оганян Г.Б. (см. Парсамян Э.С.)	225
Оганян Г.Б. (см. Парсамян Э.С.)	365
Павленко Е.П., Бочков В.В., Васильяновская О.П. 9.6-летняя перио-	
угасания вспышки в 1940-1994гг.	31
Павленко Е.П., Маланушенко В.П. Особсиности синхронизации маг-	
нитной новой VI500 CYGNI	193
Папоян В.В. (см. Подгайный Д.В.)	475
Парсамян Э.С., Гаспарян К.Г., Оганян Г.Б. Спектральные наблю-	
дения Парсамян 21	225
Парсамян Э.С., Гаспарян К.Г., Оганян Г.Б., Мелконян А.С. Спектраль-	
ные наблюдения VIII8 Огі в 1989г.	365
Петросян А. (см. Конт Ж.)	-91
Погосян Г.А. (см. Ерицян М.А.)	553
Подгайный Д.В., Баструков С.И., Молодцова И.В., Папоян В.В. Не-	
радиальные колебания нейтроной звезды в неоднородной	
гидродинамической модели	475
Полосухана Н.С., Маланушенко В.П., Хак М., Кастелли Ф. Пере-	
менность спектра βСгВ в области лития L11X6708A	19
Прокофьева В.В., Шарипова Л.П. Спектрофотометрические наб- людения ядер сейфертовских галактик NGC 4051, NGC 7469,	
NGC 1275	101
Проник И.И. (см. Метик Л.П.)	567
Прохоров С.П. (см. Горбацкий В.Г.)	239
Розенбуш А.Э. Некоторые следствия неоднородного распределения	222
	233
<i>гозеноуш А.Э.</i> Переменные типа к северной короны: Обзор данных изблолений	145
	202
Санкан Т.С. Гадионзлучение пульсаров.1. (наклонный ротатор)	303
Сански Г. С. Галиоизлучение пульсаров. Ц. (наклонный потятор)	444

Саарян А.А. Струнная космологическая и динамическая компакти-	000
фикация	279
Саванов И.С. О возможной принадлежности "F STR 4077" звезды	
HD177645 к бариевым карликам	201
Саванов И.С., Савельева Ю.Ю. Магнитные поля и содержания железа	
на поверхности карликов поздних спсктральных классов	5
Савельева Ю.Ю. (см. Саванов И.С.)	5
Саиян Г.А. Необходимые признаки пространственной однородности	
групп галактик	121
Салуквадзе Г.Н. (см. Джавахишвили Г.Ш.)	407
Седракян Д.М., Айрапетян М.В. Скачки угловой скорости пульсаров	
и их релаксация с учетом пиннинга и депиннинга квантовых	
вихревых нитей	593
Сотнакова Н.Я. Моделирование крупномасштабных газовых структур,	
образующихся в процессе взаимодсйствия галактик. І. Метод	
и предварительные результаты	259
Сурас С. (см. Конт Ж.)	91
Турато М. (см. Конт Ж.)	91
Фридман А.М., Хоружий О.В. О возможности изучения динамики	500
астрофизических дисков в двумсрной постановке	441
Хак М. (см. Полосухина Н.С.)	19
Хачатрян Г.Ф. (см. Блейер У.)	605
Хоружий О.В. (см. Фридман А.М.)	441
Чернин А.Д. Физика крупномасштабного звездообразования: газоди-	
намический аспект.	627
Шарипова Л.М. (см. Прокофьева В.В.)	101
Шацкий А.А. (см. Киржниц Д.А.)	467

August and the State State of the state of t

# INDEX OF AUTHORS

Abrahamian H.V., Mickaelian A.M. The first Byurakan spectral SKY Survey.	
Blue Stellar Objects. XI. The region $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$	531
Akopian A.A. On the method of determination of the Mean supernovae	
rate distribution function	561
Akopian A.A. (see Mirzoyan L.V.)	393
Alekseev I.Yu., Gershberg R.E. On the spottedness of RED dwarfs: models of A zonal spottedness for 13 BYDRA type stars	67
Andreasyan R.R. The model of the formation of dipole shape magnetic fields in the central regions of active galaxies	111
Racterikan SI (see Padaaim DV)	475
Player II Grimming I Sh Khachatrian HE Neutron stor in mul	475
tidimensional Einshtein theory of Gravitation	605
Bochkov V.V. (see Pavlenko E.P.)	31
Castelli F. (see Polosukhina N.S.)	19
Chernin A.D. Physics of the large-scale starbursts: Gas - dynamical aspects	627
Comte G., Doublier V., Petrosian A., Turatto M., Surace C. Surface pho- tometry of blue compact dwarf galaxies from the Byurakan lists	91
Dmitrienko E.S. UBVRI-photometry of Nova 1934 DQ Herculis in 1982- 1995: the variability of the light	41
Dmitrienko E.S. UBVRI-photometry of Eclipse symbiotic star CI Cyg in 1991-1995	211
Doublier V. (see Comte G.)	91
Eritsian M.H. (see Melikian N.D.)	385
Eritsian M.H., Pogosian H. The orientation of the magnetic field of the	
galaxy in the solar vicinity	553
Fridman A.M., Khoruzhii O.V. On the possibility to study astrophysical	
disk dynamics in frame of 2-D Approximation	441
Gasparian L.G. (see Parsamian E.S.)	225
Gasparian L.G. (see Parsamian E.S.)	365
Gershberg R.E. (see Alekseev I.Yu)	67
Gigoyan K.S., Hambaryan V.V. The first Byurakan spectral SKY Survey late-type stars. VIII. Zone $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$	523
Gorbatsky V.G., Prohorov S.P. Motion of close binary components	000
in presence of strong outer gravity field	239

Gottlober S. (see Grigorian L.Sh.)	135
Grigorian L.Sh (see Bleyer U.)	605
Grigorian L.Sh., Gottlober S. Non-Linear tensor field and the second	
metric tensor	135
Hack M. (see Polosukhina N.S.)	19
Hairapetian M.V. (see Sedrakian D.M.)	<b>59</b> 3
Hakhverdian L.G. (see Melikian N.D.)	217
Hambaryan V.V. (see Gigoyan K.S.)	523
Harutyunian H.A. On an expansion of the voigt function	619
Javakhishvili G.Sh., Salukvadze G.N. UVBY $\beta$ Electrophotometry of the	
components of the trapezium type multiple stellar system	407
Kandalian R.A. Starburst in the Galaxies. The properties in the infrared	
and radio bands	327
Kandalian R.A. Oh megamaser Galaxies	417
Karapetian A.A. (see Melikian N.D.)	57
Karapetian A.A. (see Melikian N.D.)	217
Karapetian A.Ts. (see Melikian N.D.)	217
Karapetian M.Sh (see Vardanian R.A.)	411
Kazarian M.A. The morphological classification of the new Galaxies with	
UV Excess	431
Khachatrian H.F. (see Bleyer U.)	605
Khoruzhii O.V. (see Fridman A.M.)	441
Kirzhnits D.A., Shatsky A.A. Phenomen of electrisation caused BY Gravi-	
tation of massive Body	467
Kolesov A.K. Colour indices of the Hydrogen GAS	247
Malanushenko V.P. (see Polosukhina N.S.)	19
Malanushenko V.P. (see Pavlenko E.P.)	193
Malanushenko V.P. The results of measurement of radial velocities	
of aAnd. Spotted HgMn star?	375
Melikian N.D., Karapetian A.A. New H $\alpha$ -objects in the dark clouds Regions. I.	57
Melikian N.D., Karapetian A.A., Hakhverdian L.G., Karapetian A.Ts. New	
$H\alpha$ -objects in the dark clouds Regions.II.	217
Melikian N.D., Eritsian M.H. Polarimetric observations of pylsating vari-	
able stars	385
Melikian N.D. The light polarization of Mira Ceti type stars	541
Melkonian A.S. (see Parsamian E.S.)	365

# INDEX OF AUTHORS

Metik L.P., Pronik I.I. To the question on the interaction of Gas systems	
of high and Low velocities in Galaxy NGC 1275.	567
Mickaellan A.M. (see Abrahamian H.V.)	531
Mirzoyan L.V., Akopian A.A. Observational Approach to star formation	393
Molodtsova I.V. (see Podgainy D.V.)	475
Oganian G.B. (see Parsamian E.S.)	365
Ohanian G.B. (see Parsamian E.S.)	225
Papoyan V.V. (see Podgainy D.V.)	475
Parsamian E.S., Gasparian L.G., Ohanian G.B. Spectral observations of Parsamian 21	225
Parsamian E.S., Gasparian L.G., Ohanian G.B., Melkonian A.S. Spectral observations of VIII8 Ori in 1989	365
Pavlenko E.P., Bochkov V.V., Vasilyanovskaya O.P. The 9.6-year period- icity of symbiotic Nova RT serpentis (1909) during outburst de-	
cline from 1940 to 1994 years	31
Pavlenko E.P., Malanushenko V.P. The peculiarity of magnetic Nova VI	100
Sub Cygni synchronization	193
Petrostan A. (see Comte G.)	91
Podgainy D.V., Bastrukov S.I., Molodisova I.V., Papoyan V.V. Nonradial vibrations of neutron star in nonhomogeneous hydrodynamical model	A75
Decorrigen H.M. (see Fritzign M.H.)	473
Polonikking N.S. Malanuskarke V.D. Hack M. Cartelli F. The unightities	222
of spectrum BCrB in Lithium region Lil 26708 Å	19
Prohomov S.P. (see Gorbatsky V.G.)	239
Prokofeva V.V. Shari pava I. M. Spectrophotometric observations of seviert	237
galaxies Nuclei NGC 4051, NGC 7469, NGC 1275	101
Pronik I.I. (see Metik L.P.)	567
Rosenbush A.E. The R coronal borealis type variables: Review of obser-	
vations	145
Rosenbush A.E. Some of consequences of inhomogeneous dust distribution	
in the principal shell of Nova	233
Sahakian G.S. Radio radiation of Pulsars I (unclined rotator)	303
Sahakian G.S. Radioemission of Pulsars II (unclined rotator)	489
Saharian A.A. String cosmology and dynamical compactification	279
Saiyan G.A. Necessary sings of spatial homogeneity of groups of galaxies	121
Salukvadze G.N. (see Javakhishvill G.Sh.)	407

Savanov I.S., Savelyeva Y.Y. The magnetic fields and iron abundance on	
the surface of the late-type dwarfs	5
Savanov I.S. HD 177645 AS A. Possible barium DWARF Star	201
Savelyeva Y.Y. (see Savanov I.S.)	5
Sedrakian D.M., Hairapetian M.V. Jumps of pulsars' angular velocity and their relaxation taking into account the pinning and depinning of	
quantum vortex lines	593
Sharipova L.M. (see Prokofeva V.V.)	101
Shatsky A.A. (see Kirzhnits D.A.)	467
Sotnikova N. Ya. Simulations of the large-scale Gaseous structures during	
The Galaxy interactions. I. Methods and preliminary results	259
Surace C. (see Comte G.)	91
Turatto M. (see Comte G.)	91
Vardanian R.A., Karapetian M.Sh. On mass photographic photometry of	
stars	411
Vardanian R.A. On the cometary Form of Compact Groups of Compact	
Galaxies	585
Vasilyanovskaya O.P. (see Pavlenko E.P.)	31

11 . T. . . .

rentro-thentic parts in the starting of

# Выпуск 1

Магнитные поля и содержания железа на поверхности карликов	
поздних спектральных классов	
И.С.Саванов, Ю.Ю.Савельева	5
Переменность спектра в СгВ в области лития LiI 26708Å	
Н.С.Полосухина, В.П.Маланушенко, М.Хак, Ф.Кастелли	19
9.6-летняя периодичность симбиотической новой RT serpentis (1909)	
в процессе угасания вспышки в 1940-1994гг.	
Е.П.Павленко, В.В.Бочков, О.П.Васильяновская	31
UBVRI-фотометрия Новой 1934г. DQ Негсиlis в 1982-1955гг. Пере-	
менность блеска	
Е.С.Дмитриенко	41
Новые На объскты в областях темных туманностей. І.	
Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян	57
О запятненности красных карликов: модели зональной пятнистости	
13 звезд типа ВУ DRA	
И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг	67
Поверхностная фотометрия голубых компактных карликовых галактик	
из Бюраканских списков	
Ж.Конт, В.Дублие, А.Петросян, М.Турато, С.Сурас	91
Спектрофотометрические наблюдения ядер сейфертовских галактик	1
NGC 4051, NGC 7469, NGC 1275	
В.В.Прокофьева, Л.П.Шарипова	101
Механизм образования дипольного магнитного поля в центральных	
областях активных галактик	
Р.Р.Андреасян	111
Необходимые признаки пространственной однородности групп	
галактик	
Г.А. Саиян	121
О нелинейном тензорном поле и втором метрическом тензоре	
Л.Ш.Григорян, С.Готтлебер	135
Переменные типа R северной короны: Обзор ланных наблюлений	
А.Э. Розенбуш	145

# Выпуск 2

Особенности синхронизации магнитной новой VI500CYGNI	
Е.П.Павленко, В.П.Маланушенко	193
О возможной принадлежности "F STR 4077" звезды HD177645 к бариевым карликам	
И.С.Саванов	201
UBVRI-фотомстрия затменной симбиотической звезды CI Cyg в 1991-1995гг.	
Е.С.Дмитриенко	211
Новые На-объекты в областях темных туманностей. II.	
Н.Д. Меликян, А.А. Карапетян, Л.Г.Ахвердян, А.С.Карапетян	217
Спектральные наблюдения Парсамян 21	
Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян, Г.Б.Оганян	225
Некоторые следствия неоднородного распределения пыли в главной оболочке Новой	
А.Э.Розенбуш	233
Лнижение компонентов тесной двойной системы звезл в присутствии	
сильного внешнего гравитационного поля	
В.Г.Горбацкий, С.П.Прохоров	239
Показатели швета воловолного газа	
A K Koneron	247
	241
в процессе взаимодействия глактик. І. Метод и предвари-	
Н Я Сотинкова	250
1	235
струнная космологическая и динамическая компактификация	050
А.А.Саарян	279
Радиоизлучение пульсаров. І. (наклонный ротатор)	
Г.С.Саакян	303
Вспышка звездообразования в галактиках. Свойства в инфракрасном и радио диапазонах	
Р.А.Кандалян	327

#### Выпуск 3

Спектральные наблюдения VIII8 Огі в 1989г. Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян, Г.Б.Оганян, А.С.Мелконян 365 Результаты измерения лучевых скоростей aAnd. Пятнистая HgMn звезла? В.П.Маланушенко 375 Поляриметрические наблюдения пульсирующих переменных звезд Н.Д.Меликян, М.А.Ерицян 385 Наблюдательный подход к звездообразованию Л.В.Мирзоян. А.А.Акопян 393 Элсктрофотометрия компонентов красных звездных систем типа трапеции Г.Ш.Джавахишвили, Г.Н.Салуквадзе 407 О масссовой фотографической фотометрии звезд Р.А.Варданян, М.Ш.Карапетян 411 ОН мегамазерные галактики Р.А.Кандалян 417 Морфологическая классификация новых галактик с УФ-избытком М.А.Казарян 431 О возможности изучения динамики астрофизических дисков в двумерной постановке А.М.Фридман, О.В.Хоружий 441 Об электризации, вызванной тяготением массивного тела Д.А.Киржниц, А.А.Шацкий 467 Нерадиальные колебания нейтронной звезды в неоднородной гидродинамической модели И.В.Подгайный, С.И.Баструков, И.В.Молодцова, В.В.Папоян 475 Радиоизлучение пульсаров. II. (наклонный ротатор) Г.С.Саакян 489

# Выпуск 4

В.А.Амбарцумян	517
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. VIII. Полоса +80° ≤ δ ≤ +90°	
К.С.Гигоян, В.В.Амбарян	523
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. XI. Область +80° ≤ 8 ≤ +90°	
Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян	531
Поляризация света звезд типа Миры Кита	
Н.Д.Меликян	541
Ориснтация магнитного поля галактики в окрестностях солнечной системы	
М.А.Ерицян, Г.А.Погосян	553
Метод определения функции распределения средней частоты вспы- шек сверхновых	
А.А.Акопян	561
К вопросу о взаимодействии систем низкой и высокой скоростей в галактике №СС1275	
Л.П.Метик, И.И.Проник	567
О комстообразной форме компактных групп компактных галактик	
Р.А.Варданян	585
Скачки угловой скорости пульсаров и их релаксация с учетом пин- нинга и депиннинга квантовых вихревых нитей	
Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян	593
Нейтронные звезды в многомерной эйнштейновской теории грави- тации	
У.Блейер, Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян	605
Об одном разложении функции Фойгта	
Г.А.Арутюнян	619
Физика крупномасштабного звездообразования: Газодинамический аспект	
А.Д. Чернин	627

#### Number 1

The magnetic fields and iron abundance on the surface of the late-type dwarfs I.S.Savanov, Y.Y.Savelveva 5 The variability of spectrum BCrB in Lithium region LiI 26708 Å N.S.Polosukhina, V.P. Malanushenko, M. Hack, F. Castelli -19 The 9.6-year periodisity of symbiotic Nova RT serpentis (1909) during outburst decline from 1940 to 1994 years E.P.Pavlenko, V.V.Bochkov, O.P.Vasilyanovskaya 31 UBVRI-photometry of Nova 1934 DO Herculis in 1982-1955: the variability of the light E.S.Dmitrienko 41 New H $\alpha$ -objects in the dark clouds Regions. I. N.D. Melikian, A.A. Karapetian 57 On the spottedness of RED dwarfs: models of A zonal spottedness for 13 **BY DRA-TYPE stars** I.Yu.Alekseev, R.E.Gershberg 67 Surface photometry of blue compact dwarf galaxies from the Byurakan lists G. Comte, V. Doublier, A. Petrosian, M. Turatto, C. Surace 91 Spectrophotometric observations of seyfert galaxies Nuclei NGC 4051, NGC 7469, NGC 1275 V.V.Prokofeva, L.M.Sharipova 101 The model of the formation of dipole shape magnetic fields in the central regions of active galaxies R.R.Andreasvan 111 Necessary signs of spatial homogeneity of groups of galaxies G.A. Saiyan 121 Non-Linear tensor field and the second metric tensor L.Sh.Grigorian. S.Gottlober 135 The R coronacl borealis type variables: Review of observations A.E.Rosenbush 145

# Number 2

The peculiarity of magnetic Nova VI 500 Cygni synchronization	
E.P. Pavlenko, V.P. Malanushenko	193
HD 177645 AS A possible barium DWARF Star	
I.S.Savanov	201
UBVRI-photometry of Eclipse symbiotic star CI Cyg in 1991-1995	
E.S.Dmitrienko	211
New $H_{\alpha}$ -objects in the dark clouds Regions. II.	
N.D.Melikian, A.A.Karapetian, L.G.Hakhverdian, A.Ts.Karapetian	217
Spectral observations of Parsamian 21	
E.S.Parsamian, L.G.Gasparian, G.B.Ohanian	225
Some of consequences of inhomogeneous dust distribution in the princi- pal shell of Nova	
A.E.Rosenbush	233
Motion of close binary components in presence of strong outer gravity field	
V.G. Gorbatsky, S.P. Prohorov	239
Colour indices of the Hydrogen GAS	
A.K.Kolesov	247
Simulations of the large-scale Gaseous structures during The Galaxy interactions. I. Methods and preliminary results	
N.Ya.Sotnikova	259
String cosmology and dynamical compactification	
A.A.Saharian	279
Radio radiation of Pulsars. I (inclined rotator)	
G.S.Sahakian	303
Starburst in the Galaxies. The properties in the infrared and radio bands	
R.A.Kandalian	327

. The R correct Deputh are and to Tevice if all i

#### Number 3

Spectral observations of VIII8 Ori in 1989 E.S. Parsamian, L.G. Gasparian, G.B. Ohanian, A.S. Melkonian 365 The results of measurement of radial velocities of aAnd. Spotted HgMn star? V.P. Malanushenko 375 Polarimetric observations of pylsating variable stars N.D.Melikian, M.H.Eritsian 385 Observational Approach to star formation L.V.Mirzoyan, A.A.Akopian 393 UVBYB Electrophotometry of the components of the trapezium type multiple stellar system G.Sh.Javakhishvili, G.N.Salukvadze 407 On mass photographic photometry of stars R.A. Vardanian, M.Sh. Karapetian 411 OH megamaser Galaxies R.A.Kandalian 417 The morphological classification of the new Galaxies with UV Excess M.A.Kazarian 431 On the possibility to study astrophysical disk dynamics in frame of 2-D Approximation A.M.Fridman, O.V.Khoruzhii 441 Phenomen of electrisation caused by gravitation of massive body D.A.Kirzhnits, A.A.Shatsky 467 Nonradial vibrations of neutron star in nonhomogeneous hydrodynamical model D.V.Podgainy, S.I.Bastrukov, I.V.Molodtsova, V.V.Papoyan 475 Radioemission of Pulsars. II (inclined rotator) G.S.Sahakian 489

## Number 4

V.A.Ambartsumian	517
The first Byurakan spectral sky survey late-type stars. VIII. Zone $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$	
<i>K.S. Gigoyan, V.V. Hambaryan</i> The first Byurakan spectral SKY Survey. Blue stellar objects. XI. The region $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$	523
H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian	531
The light polarization of Mira Ceti type stars	F 41
N.D.Melikian	541
The orientation of the magnetic field of the galaxy in the solar vicinity	660
M.H.Eritsian, H.A.Pogosian	553
On the method of determination of the mean supernovae rate distribution function	10
A.A.Akopian	561
To the question on the interaction of Gas systems of high and Low velocities in Galaxy NGC 1275	
L.P.Metik, I.I.Pronik	567
On the cometary form of Compact Groups of Compact Galaxies R.A.Vardanian	585
Jumps of pulsars' angular velocity and their relaxation taking into account the pinning and depinning of quantum vortex lines D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetian	593
Neutron stars in multidimensional Einshtein theory of gravitation U.Bleyer, L.Sh. Grigorian, H.F. Khachatrian	605
On an expansion of the Voigt function	
H.A.Harutyunian	619
Physics of the large-scale starbursts: Gas dynamical aspects	
A.D. Chernin	627

#### ERRATUM

## "A SAMPLE OF GIGAHERTZ-PEAKED SPECTRUM CANDIDATE RADIO SOURCES" (ASTROPHYSICA, 38, 697, 1995) V.G.PANAJYAN

The spectral indicies  $\alpha_{h}$  some of radio sources listed in the column 7 of the table 1 are incorrect. The correct spectral indicies are

IAU name	sp. ind.								
0002+4040	-1.5	0321+4458	-1.8	0833+4641	-1.4	1055+4320	-0.9	2356+3833	-0.3
0004+4118	-0.5	0706+4602	-1.1	0834+3932	-0.6	1122+4015	-0.6		
0024+4129	-0.8	0747+4238	-1.3	0932+3849	-0.5	1333+4017	-1.8		
0055+3845	-0.5	0801+4344	-0.8	0934+4333	-0.9	1446+4722	-1.2		
0158+4159	-1.4	0825+3832	-0.8	0937+4703	-1.3	1526+4402	-0.5		

Press of the second sec

V.A.AMBARTSUMIAN	517
THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. LATE - TYPE STARS. VIII. ZONE $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$	
K.S. Gigoyan, V.V. Hambaryan	523
THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. BLUE STELLAR OBJECTS. XI. THE REGION $+80^{\circ} \le \delta \le +90^{\circ}$	
H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian	531
THE LIGHT POLARIZATION OF MIRA CETI TYPE STARS N.D.Melikian	541
THE ORIENTATION OF THE MAGNETIC FIELD OF THE GALAXY IN THE SOLAR VICINITY	
M.H.Eritsian, H.M.Pogossian	553
ON THE METHOD OF DETERMINATION OF THE MEAN SUPERNOVAE RATE DISTRIBUTION FUNCTION	
A.A.Akopian	561
TO THE QUESTION ON THE INTERACTION OF GAS SYSTEMS OF HIGH AND LOW VELOCITIES IN GALAXY NGC 1275 L.P.Metik, I.I.Pronik	567
ON THE COMETARY FORM OF COMPACT GROUPS OF COM- PACT GALAXIES	
R.A. Vardanian	585
JUMPS OF PULSARS' ANGULAR VELOCITY AND THEIR RELAXATION TAKING INTO ACCOUNT THE PINNING AND DEPINNING OF QUANTUM VORTEX LINES	503
	595
THEORY OF GRAVITATION	
U.Bleyer, L.Sh. Grigorian, H.F.Khachatrian	605
ON AN EXPANSION OF THE VOIGT FUNCTION H.A. Harutyunian	619
PHYSICS OF THE LARGE-SCALE STARBURSTS: GAS-DYNAMICAL ASPECTS	

A.D. Chemin 627

Индекс 70022

#### СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

## СКАЧКИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ И ИХ РЕЛАКСАЦИЯ С УЧЕТОМ ПИННИНГА И ДЕПИННИНГА КВАНТОВЫХ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ

**Д.М.**Седракян, М.В.Айрапетян 593

## НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В МНОГОМЕРНОЙ ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ У.Блейер, Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян 605

ОБ ОДНОМ РАЗЛОЖЕНИИ ФУНКЦИИ ФОЙГТА

700 1.1

Г.А.Арутюнян 619

ФИЗИКА КРУПНОМАСШТАБНОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ: ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ АСПЕКТ

А.Д.Чернин 627