

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 52

АВГУСТ, 2009

ВЫПУСК 3

АМБАРЦУМЯНОВСКАЯ ПАРАДИГМА ОБ АКТИВНОСТИ
ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДЕР И ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИК

Г.А.Арутюнян 333

В.А.АМБАРЦУМЯН И ПРОБЛЕМЫ СТАТИСТИКИ
ВСПЫХИВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

А.А.Акопян, Эльма С.Парсаян 353

РАССТОЯНИЯ И ПЕКУЛЯРНЫЕ СКОРОСТИ СПИРАЛЬНЫХ
ГАЛАКТИК В ВЫБОРКАХ 2MFGC И SF1++

*Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев,
С.Н.Митронова, В.К.Хачмайер* 367

ЗАВИСИМОСТЬ ОСОБЕННОСТЕЙ СКУЧИВАНИЯ ЯРКИХ
КРАСНЫХ ГАЛАКТИК ОТ СВЕТИМОСТИ

*Хин-Фа Денг, Джи-Шу Хе, Джан Сонг,
Хиао-Хиа Киан, Пинг Ву* 383

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ
КРАТНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В РЕНТГЕНОВСКИХ ЛАЦЕРТИДАХ

Б.З.Капанадзе 393

БЮРАКАНСКИЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОБЗОРЫ НЕБА. ГОЛУБЫЕ
ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. ПОЛОСА $\delta = +47^\circ$

Л.К.Ерастова 405

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ե.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոյղյան (Հայաստան)
Գ.Ս.Բինոսվատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրիբին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Գ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կուրտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարաբյուրյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ա.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракийн (Армения)
Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикийн (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Калюгян (Армения)

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

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

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

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

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

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

АМБАРЦУМЯНОВСКАЯ ПАРАДИГМА ОБ АКТИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДЕР И ЭВОЛЮЦИЯ ГАЛАКТИК

Г.А.АРУТЮНЯН

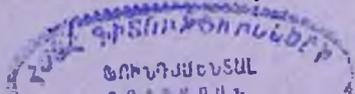
Поступила 5 мая 2009

Рассмотрен вопрос о становлении новой парадигмы формирования галактик путем распада более плотного вещества, предложенной Амбарцумяном. Утверждается, что корни этой концепции можно найти в самых первых работах Амбарцумяна, посвященных исследованию квантовых полей и структуры атомного ядра. Именно в начале 30-х годов прошлого столетия в его работах появились новые идеи о выбросе одним физическим объектом другого, которого изначально не существовало внутри первого. Приводятся те основные наблюдательные данные, которые послужили основой для окончательного формирования новой концепции. Особое внимание обращается на те объекты и явления, дальнейшее исследование которых доказало правоту рассуждений и доводов Амбарцумяна. Отмечается тот факт, что открытие ускорения Хаббловского расширения Вселенной открывает новые возможности для интерпретации явлений активности в рамках амбарцумяновской концепции. Рассматривается вопрос о дальнейшем развитии данной концепции и предлагается гипотеза, что главным результатом такого подхода должно быть доказательство существования галактик всех возрастов в ограниченном объеме пространства.

Ключевые слова: *галактики:активность ядер и эволюция*

1. *Введение.* Исследование активных ядер галактик в настоящее время является одним из наиболее интенсивно разрабатываемых направлений во внегалактической астрономии. Большое разнообразие как исследуемых объектов, так и форм проявлений активности, делает данную область исследований очень важной с точки зрения понимания эволюционных процессов, а также чрезвычайно привлекательной для применения самых различных космогонических моделей. Это направление исследований возникло примерно полвека назад на основе анализа наблюдательных данных и вскоре разрослось огромным количеством теоретических моделей,

Следует отметить, что в весьма широкой сфере научных исследований В.Амбарцумяна концепция физической активности космических объектов и, в частности, ядер галактик стоит особняком. Последняя была создана на основе существующих в 50-е годы прошлого века наблюдательных фактов без явного применения сложной математики, но используя при этом



важнейшие результаты своих же теоретических выкладок, сделанных в 30-х годах при исследовании динамики звездных систем.

Сама идея об активности галактических ядер поначалу была отвергнута всеми крупнейшими авторитетами в области внегалактической астрономии и стала общепринятой лишь впоследствии. Следует отметить, однако, что это произошло исключительно с точки зрения признания наблюдательных проявлений активности, но не с новой парадигмой вообще. Под давлением наблюдательных фактов *"согласившись с существованием взрывов в ядрах галактик, они стали объяснять их не как результат освобождения энергии, заключенной в ядре, т.е. с точки зрения нового, не известного до сих пор свойства вещества, а как следствие гравитационного коллапса диффузного вещества"* [1]. С другой стороны, даже последователи Амбарцумяна обычно видят истоки концепции об активности ядер галактик в его пионерских работах по интерпретации излучения радиогалактик, опубликованных в середине 50-х годов прошлого столетия. При таком подходе остается не выявленным тот образ мышления, который был свойственен Амбарцумяну с самого начала его научной карьеры.

На самом деле, идеи об эволюции объектов различных иерархических уровней мироздания у него появлялись уже в конце 20-х и в начале 30-х годов прошлого века. В работе [2] он впервые с Д.Иваненко предлагает идею, что при взаимодействиях элементарных частиц ненулевой массы покоя могут возникнуть или исчезнуть некоторые из них. Идея о рождении частицы ненулевой массы покоя была абсолютно новой и не вытекала из классических представлений. И как отмечают об этом Герштейн и Логунов [3], именно эта идея *"лежит в основе современной физики элементарных частиц и квантовой теории поля"*. Но, с другой стороны, эта идея о *"рождении чего-то, не существующего до определенного момента"*, нередко появляется в более поздних работах Амбарцумяна, посвященных проблемам формирования и эволюции космических объектов.

Данная работа, посвящена изложению амбарцумяновских идей о явлении активности галактических ядер. Делается попытка проанализировать работы Амбарцумяна с более общей точки зрения и искать корни данной концепции в его более ранних работах. Мы не ставим цели всеобъемлющего представления развития данной области, поскольку для более или менее полного его описания потребовались бы очень большие журнальные объемы. Мы ограничимся системным изложением наследия Амбарцумяна с целью выявления тех предпосылок, которые, в конечном счете, привели его к нестандартному выводу о физической активности ядер галактик, а также большой важности активных процессов в эволюции космических объектов и, в частности, галактик. В данной работе также приводится ряд новых наблюдательных фактов, которых не было известно при жизни

Амбарцумяна. Новые данные относятся как к рассмотренным Амбарцумяном частным задачам, так и к идее об активности вообще.

2. *Новые идеи 1930-х годов и их значение для определения эволюционных направлений.* Наряду с вышеупомянутой работой Амбарцумяна и Иваненко [2], следует обратиться и к другой работе тех же авторов [4], опубликованной в 1930г., которая была посвящена анализу структуры атомных ядер. Она чрезвычайно важна тем, что впервые аргументируется возможность явления, при котором одним физическим объектом (атомное ядро) может быть выброшен другой объект (электрон при β -распаде), *которого не существовало в ядре до момента выброса.* Дело в том, что для объяснения структурных особенностей атомных ядер, а также экспериментального факта β -распада, в течение небольшого периода времени стали пользоваться моделью атомного ядра, согласно которой оно считалось состоящим из протонов и свободных электронов. Протонов в ядре должно было быть в количестве, совпадающем с атомным числом (обеспечение общей массы ядра), а электронов - в количестве разности атомного числа и заряда (обеспечение общего заряда ядра).

Учитывая достаточно явные противоречия между этой моделью и данными различных экспериментов, авторы предложили новую интерпретацию. По физической сущности она напоминает процесс поглощения и испускания фотона (частицы с нулевой массой покоя) атомом: *"все явление совершенно аналогично излучению световых квантов атомом, т.е. электрон, так же как фотон (световой квант), не обладает индивидуальностью в ядре до выброса"* [4]. Несомненно, эта идея по своему значению была фундаментальной, являясь естественным продолжением и применением главной идеи, высказанной в [2] о возможности рождения и гибели индивидуальности элементарных частиц с ненулевой массой покоя. Такой подход в 30-х годах прошлого столетия, очевидно, был совершенно новым, так как до этого времени не было высказываний об уничтожении (потери индивидуальности) физических объектов ненулевой массы. Правда, авторам тогда не удалось уточнить механизм потери индивидуальности электронов в ядре, но работа важна тем, что они взяли на себя смелость отказаться от принятой модели присутствия в ядрах свободных электронов. *Возможность физического процесса, при котором некоторый физический объект обладает активностью выброса другого объекта, несуществующего до выброса внутри первого, указывала на новые механизмы формирования космических объектов, принадлежащих различным иерархическим уровням мироздания.*

Следующим важным этапом, который, по всей видимости, сыграл важную роль в становлении амбарцумяновской концепции о тесной связи между физической активностью объектов и их эволюцией, было

исследование воздействия светового давления со стороны центральной звезды на динамику планетарных туманностей [5]. В этой работе им было доказано, что из-за светового давления указанные газовые формирования не могут существовать больше ста тысяч лет, если нет подпитки новыми количествами газа. В данной работе впервые было доказано, что указанные туманности формируются вследствие истечения вещества из звезды, т.е. *из более плотного объекта образуется более разреженный объект*. В известном смысле, этот результат уже положил основу для развития более общей концепции, что *распад и рассеяние* характеризуют направленность, по крайней мере, некоторой части процессов, наблюдаемых в нашей Галактике. Этот вывод требовал большего внимания, так как полностью согласовался со вторым началом термодинамики.

К аналогичному выводу пришел Амбарцумян при анализе совокупности визуально-двойных звезд в Галактике [6], а также открытых звездных скоплений [7]. В [6] он доказал, что звездные пары намного чаще распадаются при их встрече со звездами поля, чем могут быть образованы новые пары при случайных тройных встречах одиночных звезд. Это означало, что в нашу эпоху происходит увеличение относительного числа одиночных звезд в общем семействе звезд нашей Галактики. В другой упомянутой выше работе [7], используя принципы звездной динамики, Амбарцумян пришел к выводу, что открытые звездные скопления со временем теряют все больше звезд. Это происходит вследствие обмена энергией, посредством чего некоторые звезды получают достаточную для ухода от скопления энергию. Данное явление, названное испарением скоплений, также свидетельствует о том, что *наблюдаемые в нашей Галактике процессы распада и рассеяния действительно имеют общий характер и играют большую роль в эволюции как отдельных объектов, так и их систем*.

Следующим важным этапом становления амбарцумяновской концепции о физической активности следует считать исследование звездных ассоциаций в нашей Галактике [8] в 40-х годах прошлого столетия (см. также обзорную статью [9]). Главным результатом этих исследований стало доказательство динамической неустойчивости этих систем, и, как следствие, возможность оценить их возраст. На основе полученных оценок автор доказал существование молодых звезд в нашей Галактике. В более общем виде эти результаты могут быть сформулированы следующим образом: *в нашу эпоху в ограниченном объеме пространства могут быть найдены звезды всех возрастов* [10]. Под ограниченным объемом в данном случае подразумеваются отдельные галактики (например, наша Галактика).

3. Кратные галактики. Активные явления в мире галактик Амбарцумяном впервые были рассмотрены в середине 50-х годов прошлого столетия в небольшой работе "Некоторые замечания о кратных галактиках"

[11]. Этот доклад был кратким описанием результатов, которые были основательно аргументированы и обоснованы в другой работе, опубликованной хронологически позднее вышеупомянутой [12]. Именно в последней работе были сформулированы те основные принципы, которые впоследствии стали краеугольным камнем для становления представлений об активных явлениях в галактиках. Автор отмечает известную уже в то время [13,14] тенденцию галактик войти в состав скоплений или групп, выраженную в большей степени, чем в случае звезд. На основе этих фактов и результатов анализа аналогичных ситуаций в мире звезд, он показал, что *в современных условиях Метагалактики указанные системы либо сохраняются, либо распадаются. Но они не могут обогащаться за счет галактик, которые возникли независимо от них.* Более того, в этой работе он приходит к выводу, что *процент кратных галактик в отдельно взятом скоплении галактик во много раз превосходит ту расчетную величину, которая должна была наблюдаться при термодинамическом равновесии.* Заключение, сделанное на основе данного анализа, является идентичным с тем, которое было сделано при рассмотрении аналогичной задачи в случае кратных звезд: *"компоненты, входящие в состав данной двойной или кратной галактики, или же в состав данного скопления галактик, образовались совместно"* [11].

Другим весьма важным выводом явилось то, что *процент кратных систем типа Тrapeции Ориона очень высок, и они составляют не меньше половины всех кратных галактик.* На основе данного вывода можно предположить, что *"часть кратных галактик типа Тrapeции имеет положительную энергию, т.е. представляет собой группы, которые распадаются непосредственно после своего возникновения"* [12].

Эта же проблема обсуждается и с другой точки зрения. Рассматривая вопрос о выполнении теоремы вириала для кратных систем галактик, Амбарцумян отмечает, что предположение об отрицательности энергии пары галактик приводит к неравенству

$$M > \frac{\rho v_z^2}{2G}, \quad (1)$$

где M - общая масса компонентов, ρ - расстояние между компонентами в проекции, v_z - составляющая относительной скорости по лучу зрения, а G - гравитационная постоянная. Вычислив из наблюдений значение величины ρv_z^2 для реальных пар и кратных систем, Амбарцумян получил, что для кратных галактик оно в пять раз больше, хотя последние представляли собой тройные системы, а лучевые скорости были определены для двух наиболее ярких галактик. Анализ показывает, что единственным слабым допущением, которое могло бы привести к такому результату, является предположение об отрицательности полной энергии рассмотренных кратных систем.

Эти выводы, сделанные на основе изучения кратных систем галактик,

позволили Амбарцумяну впервые прийти к заключению, что компоненты, входящие в эти системы, в прошлом могли быть единым объектом, которые впоследствии разделились на самостоятельные части примерно так, как происходит при распаде сверхтяжелых атомных ядер или нейтрона. Однако, если в микромире процесс в нашей системе отсчета происходит почти мгновенно, то в мире галактик, наоборот, мы можем наблюдать лишь застывшие "стоп кадры" подобного явления. *"Таким образом, вместо представления о приливном взаимодействии двух случайно проходящих мимо друг друга галактик, возникает простое понимание этих перемычек, как результат сравнительно недавно происшедших процессов разделения совместно возникших галактик"* [12].

Теорема вириала, как известно, связывает между собой массу M , радиус скопления R и дисперсию скоростей галактик

$$v^2 = \frac{GM}{2R}. \quad (2)$$

Расчеты показывали, что формула (2) дает очень большие значения для масс скоплений галактик. Объяснения с помощью притяжения огромного количества межгалактического вещества внутри скопления или больших значений отношения масса/светимость оказались необоснованными (впоследствии для устранения этих противоречий была задействована гипотеза о темной материи). Между тем, противоречие исчезает, если допускается, что эти скопления обладают положительной энергией. В свою очередь, это означает, что они возникли в результате расширения существовавших ранее очень тесных групп галактик (это заключение впоследствии стало научным обоснованием для поиска компактных групп компактных галактик).

4. Радиогалактики. Амбарцумян впервые обращается к вопросу о механизме образования радиогалактик в связи с обсуждением кратных галактик [12]. В качестве примеров рассматривались радиогалактики Лебедь А и Центавр А (NGC 5128), которые уже были интерпретированы Бааде и Минковским [15] как результат случайного столкновения двух ранее независимых галактик. Таким образом, мощное радиоизлучение данных объектов считалось результатом соударения газовых компонент этих галактик.

В середине 50-х прошлого столетия из-за завышенного значения постоянной Хаббла (180 км/с/Мпк в 1956г. [16]) расстояния всех внегалактических объектов были занижены более чем 2 раза. Галактика NGC 5128 считалась членом Местной группы галактик. Поэтому Амбарцумян вычислил вероятность случайного столкновения двух гигантских галактик, принадлежащих Местной группе. Обозначив через n число галактик, входящих в состав группы, он вычислил, вероятность случайного расположения галактик, при котором для какой-либо пары угловое расстояние будет d

$$P_1 = \frac{n(n-1)}{2} \frac{d^2}{4}. \quad (3)$$

При расстоянии $d = 10''$ и $n = 16$ он получил $P_1 < 10^{-7}$.

Хотя уточнение расстояния NGC 5128 показало, что она находится на расстоянии 3.4 Мпк, и не входит в состав Местной группы, тем не менее, оценка вероятности остается в силе. Следует отметить, что в настоящее время сценарий с привлечением лобового столкновения утратил свою привлекательность и с целью интерпретации аналогичных явлений в галактиках применяются его модификации - механизмы слияния и каннибализма, т.е., согласно новым сценариям происходит падение более мелких галактик в потенциальную яму гигантских галактик.

На рис.1 приведены новые изображения галактики NGC 5128. Они получены с использованием новых технических возможностей в инфракрасном и рентгеновском диапазонах. Приведено также изображение, полученное с помощью комбинирования рентгеновского, оптического и радиоизображений. В инфракрасном изображении видна неискаженная спиральная структура внутри галактики, ядро которой совпадает с ядром эллиптического компонента

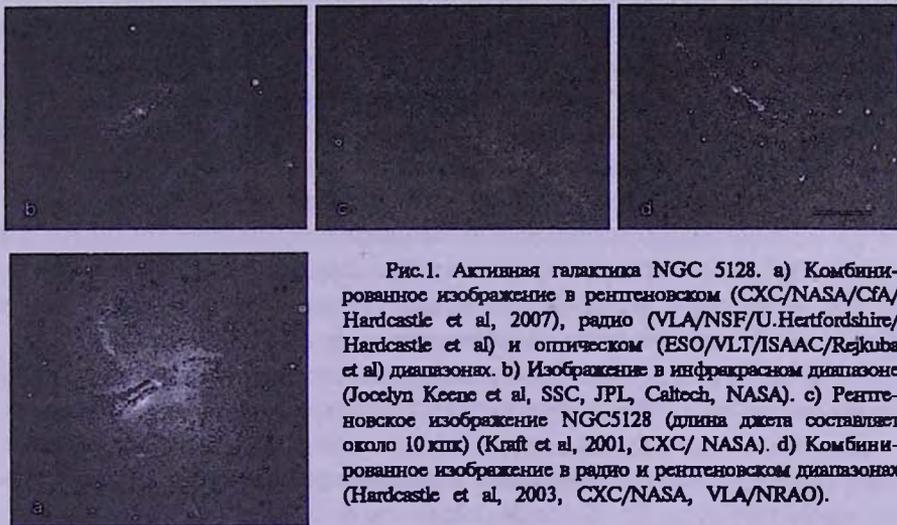


Рис.1. Активная галактика NGC 5128. а) Комбинированное изображение в рентгеновском (СХС/NASA/CfA/Hardcastle et al, 2007), радио (VLA/NSF/U.Hertfordshire/Hardcastle et al) и оптическом (ESO/VLT/ISAAC/Rejkuba et al) диапазонах. б) Изображение в инфракрасном диапазоне (Jocelyn Keene et al, SSC, JPL, Caltech, NASA). в) Рентгеновское изображение NGC5128 (длина джета составляет около 10 кпк) (Kraft et al, 2001, СХС/ NASA). д) Комбинированное изображение в радио и рентгеновском диапазонах (Hardcastle et al, 2003, СХС/NASA, VLA/NRAO).

галактики. На рентгеновском снимке можно видеть струю длиной 10 кпк и множество точечных источников. В настоящее время распространяется гипотеза о том, что галактикой NGC 5128 поглощена спиральная галактика.

Амбарцумян в свое время особо подчеркивал то обстоятельство, что все галактики, имеющие мощное радиоизлучение, принадлежат классу сверхгигантов, число которых достаточно мало по сравнению с галактиками низкой светимости. (Как известно, в дальнейшем было показано, что

наиболее мощные радиогалактики совпадают со сверхгигантами сD [17], занимающими центральное место в скоплениях галактик). Отсюда следует, что столкновение двух галактик низкой абсолютной яркости в десятки тысяч раз более вероятно, чем столкновение двух галактик сверхгигантов. Ясно, что нельзя было а priori утверждать, что радиогалактики представляют собой совершенно однородную группу объектов. На этой основе автор предположил, что наблюдаемые в радиогалактиках признаки двойственности и усложненной структуры свидетельствуют отнюдь не о столкновениях, а о делении (галактик или их ядер) или выбросах из ядра.

Окончательное решение вопроса затруднялось (и затрудняется) тем, что многие аргументы, приводимые для доказательства столкновения, могут быть легко обращены в аргументы в пользу гипотезы о делении, и наоборот. Такой неоднозначный характер носят, в частности, многие аргументы, которые обусловлены особенностями геометрической структуры или различиями лучевых скоростей различных частей данной галактики. *В связи с этим желательно изучение критериев, которые не зависят от указанных характеристик и дают большую возможность однозначного суждения.*

В качестве первого такого критерия рассматривается вопрос абсолютных величин радиогалактик. Несмотря на то, что из-за большого значения постоянной Хаббла абсолютные величины были занижены, тем не менее, было очевидно, что все эти галактики являются "объектами весьма высокой светимости". На основе анализа делается вывод о том, что наиболее надежно отождествленные радиогалактики являются галактиками сверхгигантами.

Совершенно очевидно, что факт относительного преобладания сверхгигантов среди радиогалактик представляет большие трудности для гипотезы о столкновениях, потому что приводит к *"искусственному предположению о чрезвычайно сильной зависимости возбуждаемого радиоизлучения от масс сталкивающихся галактик"*.

Согласно Амбарцумяну галактики сверхгиганты могут расщепляться или выбрасывать из глубины своих ядер большие космические массы со значительной скоростью. Тогда для частиц, производящих радиоизлучение, могут быть предложены следующие две причины: а) они возникают вследствие взаимодействия газов отделившейся массы с газовым составляющим первоначальной галактики, что с физической точки зрения совпадает со столкновительным механизмом; и б) частицы высоких энергий испускаются выброшенной массой.

5. *Голубые спутники и двуядерные структуры.* Известная галактика M 87, которая отличается наличием струи, исходящей из ее центра и содержащей хорошо заметные сгущения, занимает особое место в числе галактик с активными ядрами. Непрерывный спектр и поляризованность излучения сгущений струи давали основание считать его синхротронным.

Так как это явление было уникальным, Амбарцумян впервые поставил вопрос о поиске аналогичных образований в других галактиках [18].

Считая струи результатом выброса вещества, а сгущения в них - более долговечными по сравнению с остальными частями, авторы данной статьи приходят к выводу, что через некоторое время вместо струй со сгущениями должны оставаться лишь отдельные сгущения, которые будут наблюдаться в виде голубых спутников. Исчезновение струй затрудняет поиск явной физической связи оставшихся голубых сгущений с ядром. *"Разумеется, что в этом случае мы не можем быть уверенными в том, что имеем дело с фактом выброса. Более того, вопрос о физической связи между таким спутником и эллиптической галактикой подлежит дальнейшему изучению, тем более, что существование слабых одиночных галактик с отрицательным показателем цвета, как показали наши поиски, является несомненным"* [18].

Там же приводится ряд примеров струй и голубых спутников вокруг эллиптических галактик, обладающих той или иной морфологической peculiarity. В числе таких объектов авторы приводят двойную галактику NGC3561, из южной составляющей которой имеет место выброс в виде струи, галактику IC 1181, обладающую голубым выбросом, а также несколько других объектов, найденных на Паломарских картах. Результаты аналогичных исследований опубликованы в следующей работе авторов [19].

Следует обратить внимание на то, что все перечисленные галактики впоследствии стали предметом интенсивных исследований, и известны также под другими названиями. Например, галактика NGC 3561 входит в атлас Арпа [20] под номером 105, а маленький эллипсоидный спутник южнее этой галактики называется сгущением Амбарцумяна. Вокруг галактики NGC 3561 было найдено много подобных сгущений, определение физической сущности которых не было простым делом. Например, недалеко от сгущения Амбарцумяна (64" - западнее и 12" - южнее) был найден точечный объект, для которого возникло подозрение *"о возможной связи с замечательным рядом голубых сгущений южнее эллиптической галактики в этой системе, однако спектр показал, что он является квазаром"* [21]. Следует отметить, что вся эта система объектов находится в составе эйбловского скопления A1185.

Другая упомянутая галактика IC 1181, которая находится в скоплении Геркулеса (A 2151), вместе с галактикой IC 1178 составляет известную пару "хвостатых" галактик Арп 172. Она отмечается Амбарцумяном также как классический пример двуйдерной галактики [22]. *"Если исключить из рассмотрения два ядра, находящиеся в центральной части этой галактики, т.е., если рассматривать только области низкой поверхностной яркости, то галактика напоминает зеркальное отображение буквы S и, при этом, довольно правильное и симметричное... Предположение о том, что одно из ядер проектируется на галактику, кажется совершенно неправдоподобным,*

так как мысленное удаление одного из ядер делает галактику слишком несимметричной. Мы не говорим уже о том, что вероятность такого точного проектирования очень мала" [22]. Анализ еще нескольких подобных случаев позволяет Амбарцумяну придти к заключению, что случайное проектирование или случайное сближение с образованием симметричных образований, должны быть исключены ввиду крайне малой вероятности их осуществления. Более того, автором особо подчеркивается тот факт, что приведенные им примеры найдены на Паломарских картах совершенно случайно, когда атлас рассматривался в других целях. И поэтому он заключает, что при специальном поиске таких примеров было бы намного больше, что еще больше снижает вероятность их случайного проектирования.

Возвращаясь еще раз к прототипу галактик с хорошо выраженной струей - к М 87, отметим, что Амбарцумян не верил, что струя состоит исключительно из релятивистских электронов. *"Вероятно, эти конденсации содержат огромное количество релятивистских электронов. Однако трудно опровергнуть предположение, что в дополнение к релятивистской плазме эти сгущения включают в себя также существенное количество обычного вещества. В частности, они, вероятно, содержат в особенности источники релятивистских электронов"* [23]. Данное предположение было сделано в 1961г. Здесь, на рис.2, приводятся результаты наблюдений сгущений указанной струи в начале нашего столетия [24]. За шесть лет светимость

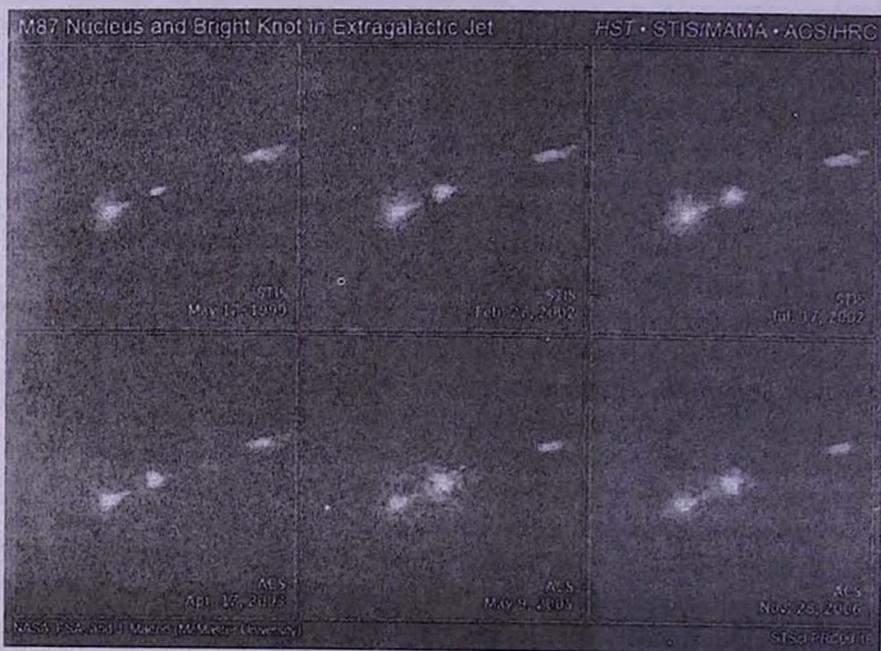


Рис.2. Изменение яркости сгущения в струе галактики М 87 (см. [24]).

ближайшего к ядру сгущения возросла в 90 раз, т.е., мы наблюдаем реальную вспышку, которая, естественно, не могла произойти в среде, состоящей из одних релятивистских электронов.

6. *Формы активности ядер галактик.* Новая парадигма об образовании и эволюции галактик была окончательно сформирована в перечисленных выше работах Амбарцумяна. После этого в данной области он опубликовал более одного десятка новых работ, в которых основная идея остается неизменной, автор лишь добавляет новые свидетельства в ее пользу, как в виде наблюдательных фактов, так и рассуждений и анализа. В наиболее общей форме идею об эволюции галактик Амбарцумян впервые представил на XI Солвейской конференции в Брюсселе в 1958г. [25]. Фактически именно в этом докладе были систематизированы и окончательно сформулированы все концептуальные идеи, связанные с новой парадигмой образования и эволюции галактик. Эта работа может служить прекрасным примером последовательного изложения наблюдательных фактов и построения шаг за шагом новой концепции. Автором рассматриваются все известные наблюдательные факты, начиная от тенденции к группированию галактик и отклонения от диссоциативного равновесия современного населения систем галактик до физической природы радиогалактик и ядер галактик.

С целью подкрепления утверждений, сделанных ранее, Амбарцумян в работе [25] приводит новые наблюдательные факты, а также более детальные рассуждения о физическом механизме активных явлений. Более подробно, например, рассматриваются перемычки и волокна, связывающие компоненты двойных и тройных галактик, на которые в свое время обратил внимание Цвикки [26]. Автор анализирует возможные физические процессы образования таких образований и приходит к выводу, что они *возникают при взаимном удалении двух или нескольких галактик* и что такая интерпретация гораздо лучше согласуется с данными наблюдений, чем распространенное мнение, что они возникли вследствие приливных взаимодействий. В качестве другого типа конфигурации рассматривается галактика M 51, а обнаружение аналогичной конфигурации NGC 7752-7753 отмечается как свидетельство в пользу гипотезы о связи между процессом деления первоначального ядра и образованием спиральных рукавов. Об этом же свидетельствуют также галактики, *спиральный рукав которых заканчивается большим конгломератом объектов, относящихся к населению I типа.*

Новым, по сравнению с первыми работами, является также более подробное рассмотрение роли межзвездного газа, а также вопроса о происхождении населения II типа. В первом случае автор приводит ряд доводов в пользу того, что, скорее всего, *звезды и газ возникают совместно из дозвездного вещества.* Здесь автор напоминает один из своих старых результатов [27] о том, что *огромное различие в законах распределения*

скоростей звездных населений I и II типа делает невозможным предположение об эволюционных переходах из одного типа в другой. В качестве другого аргумента в пользу принципиального различия между двумя типами населения Амбарцумян приводит тот факт, что через стадию RR Лиры проходит значительная часть населения II типа, тогда как этих переменных вовсе нет в плоской подсистеме. Учитывая также, что лучевые скорости шаровых скоплений могут быть интерпретированы как результат их истинного движения либо по очень вытянутому, либо прямолинейным орбитам [28], проходящим через центр Галактики, он приходит к выводу, что шаровые скопления были выброшены из центрального ядра Галактики.

Позднее Амбарцумян возвращается к этой теме снова, прекрасно понимая важность проблемы. Поэтому, в своем докладе на заседании Королевского астрономического общества в Лондоне он отмечает: "Конечно, мы всегда должны иметь в виду, что допущение о происхождении спиральных рукавов и систем шаровых скоплений непосредственно из ядра данной галактики встречает трудности, связанные с сохранением массы и с сохранением момента количества движения. Возможно, что эти трудности являются указанием на то, что связь между ядром и процессом формирования рукавов и шаровых скоплений не является очень простой" [29]. В заключении этого доклада он добавляет, что "по мере углубления в сущность проблемы эволюции галактик все более очевидной становится важность одного обстоятельства, подчеркнутого много лет тому назад Кукаркиным. Это обстоятельство заключается в том, что пути развития плоской и сферической подсистем звезд в Галактике являются независимыми друг от друга" [29].

Разделение населений на два типа с точки зрения механизма формирования имеет принципиальное значение. Этот вопрос более подробно рассматривается в двух приглашенных докладах, представленных на симпозиуме МАС в Санта-Барбаре [30] и на Генеральной Ассамблее МАС в Беркли [31]. И по сей день в качестве аргумента прекратившегося звездообразования населения II типа нередко приводят отсутствие газа в гало галактик, а также в галактиках ранних типов. Здесь не лишне отметить одно немаловажное обстоятельство, связанное с появлением населения II типа на различных иерархических уровнях мироздания. Как известно, в отличие от I типа, оно существует во всех галактиках в виде гало. Более того, галактики, состоящие из звездного населения II типа, всегда имеют регулярную сфероидальную форму и сами также входят с большей вероятностью в регулярные формирования.

С другой стороны, с точки зрения динамических особенностей, объекты, принадлежащие населению II типа, а также системе регулярной формы, отличаются отсутствием вращения или очень умеренным вращением. Это может означать, что формирование населения II типа происходит под воздействием некоей общей закономерности, тогда как для формирования

населения I типа требуется добавочное условие. Этим добавочным условием, несомненно, является момент количества движения, механизм возникновения которого по сей день остается предметом достаточно больших споров.

Для сравнительно большей полноты настоящего обзора следовало бы отметить также работы [32-34], которые представляют собой изложения приглашенных или вступительных докладов на симпозиумах и конференциях, посвященных проблемам внегалактической астрономии или активным явлениям в галактиках. Работа [33] была представлена в виде вводного доклада на Бюраканском симпозиуме "Нестационарные явления в галактиках", который, по сути дела, стал первым специализированным симпозиумом Международного Астрономического Союза на тему проявлений активности ядер галактик и влияния активности на эволюционные процессы. Тем самым завершился десятилетний период активных исследований Амбарцумяна в данной области.

7. Дальнейшее развитие концепции об активности ядер галактик (AGN). Несмотря на первоначальное скептическое отношение к идее об активности ядер галактик и возможности влияния ядер на формирование и эволюцию структурных особенностей галактик, впоследствии она получила широкое признание. Большую роль сыграли в этом процессе новоявленные наблюдательные факты, которые были получены многими авторами во всем мире. Фактически, все галактики, отмеченные Амбарцумяном в качестве примеров того или иного типа активности в ядрах, в дальнейшем стали предметами пристального внимания и подверглись всесторонним наблюдениям. О некоторых новых результатах речь уже шла в предыдущих разделах настоящей статьи. Здесь вкратце остановимся еще на одном хорошо известном примере.

Еще в 1958г. в качестве очень молодой галактики Амбарцумяном была отмечена галактика M 82 [25]. Он обратил внимание на эту галактику, исходя исключительно из соображений динамической стабильности группы галактик, связанной с M 81 и пришел к выводу, что *"M 82 просто удаляется из группы, связанной с M 81 со скоростью, значительно превосходящей скорость отрыва"*. Через пять лет после этого вывода Линдс и Сэндидж [35] показали, что 1.5 миллиона лет назад в ядре этой галактики произошел взрыв колоссального масштаба, вследствие чего из ядра была выброшена огромная масса вещества. По этому поводу Амбарцумян на XIII Солвейской конференции вспоминает: *"Пологаясь на некоторое число косвенных свидетельств, я тогда должен был показать, что из галактик иногда могут выбрасываться огромные массы обычного вещества. Теперь, когда опубликована прекрасная работа Сэндиджа и Линдса относительно галактики M 82, я думаю, что уже нет места для сомнений на этот счет"* [32].

После упомянутой работы Линдса и Сэндиджа интерес исследователей к галактике M 82 возрос. С усовершенствованием техники наблюдений галактика была исследована во всех диапазонах, в том числе, в инфракрасном (см.,

например, [36] и ссылки в ней) и в рентгеновском диапазонах (см., например, [37] и ссылки в ней). На изображениях в рентгеновском диапазоне было открыто большое количество точечных источников как в непосредственной близости к галактике, так и на ее "основном теле". Для некоторой части этих источников с помощью телескопа Keck1 были получены спектры. В большинстве своем они оказались квазарами [38]. Авторы работы [38], которые являются приверженцами нестандартной космологической модели, приходят к выводу, что эти квазары выброшены из ядра галактики M 82 вследствие взрыва. На рис.3 приведены изображения галактики M 82 в оптических лучах и в рентгеновском диапазоне. Нет сомнения, что дальнейшие исследования M 82 дадут еще больше новых результатов по явлению активности.

Идея об активности ядер галактик стала сильным толчком для целенаправленных наблюдательных программ. Среди таких программ особое место занимает первый бюраканский спектральный обзор неба, начатый Маркарянном (см., например, [39,40]). Целью этого обзора было обнаружение галактик с ультрафиолетовым (UV) избытком в спектре. По этой программе было открыто более 1500 внегалактических объектов, большинство которых обладает активным ядром. Около 10 процентов этих галактик обладает физическими характеристиками сейфертовских галактик. В ряде случаев ядра галактик с UV-избытком являются двойными или кратными. По сей день продолжают интенсивные исследования этих галактик, известных в научной литературе как галактики Маркаряна. В этом списке немало объектов с уникальными свойствами. Mark 421 и 501 одни из наиболее мощных гамма эмиттеров, излучающих в TeV области (см., например,

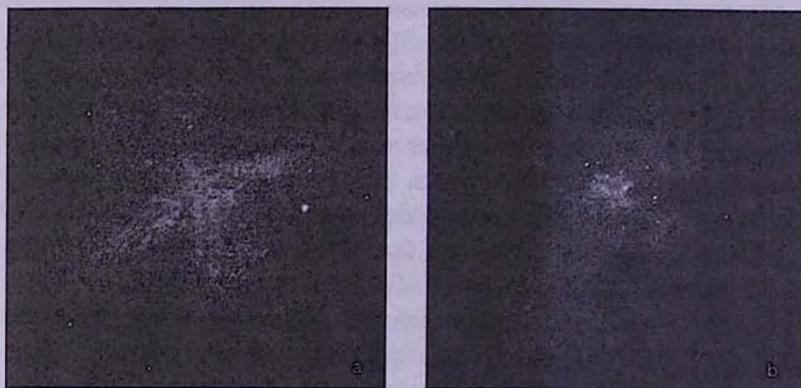


Рис.3. Галактика M 82. а) Комбинированное изображение в оптическом (HST), инфракрасном (Spitzer) и рентгеновском (Chandra) диапазонах (NASA/JPL-Caltech/STScI/CXC/UofA/ESA/AURA/JHU). б) Изображение в рентгеновском диапазоне (Chandra).

[41,42]), Mark 266 обладает хорошо выраженным кратным ядром (см., например, [43]), спектры Mark 530, 993 и 1018 переходят из второго

сейфертовского типа в первый и т.д.

Перенимая понятие активности ядер галактик, традиционная космогония в настоящее время развивается своим путем. В связи с этим отметим лишь обзорные работы [44,45], первая из которых посвящена описанию процесса становления объединенной модели активных ядер, а во второй сделана попытка привести все основные вехи накопления фактов и выбора основной модели.

8. *Заключение.* Явления физической активности космических объектов чрезвычайно разнообразны, но их объединяет одно обстоятельство - наличие некоторого количества *дополнительной* энергии. На первом этапе исследования активных явлений вопрос об источнике энергии нередко задвигался на второй план. Более важным считался сам процесс выделения энергии и совершения работы за счет этой энергии.

На наш взгляд причиной пристального внимания со стороны Амбарцумяна к активным явлениям было следующее обстоятельство. Понятно, что процесс дополнительного энерговыделения всегда связан с пертурбациями во внутреннем строении объекта. Именно поэтому он считал, что в стадии активности космические объекты достаточно явно показывают направление своей эволюции. *"Хотя длительность космогонических процессов в большинстве случаев настолько велика по сравнению с периодам астрономических наблюдений, что непосредственно заметить изменения, которые являются результатом этих процессов, как правило, невозможно, в жизни космических тел и их систем есть и такие этапы, когда в них возникают в ходе самого процесса развития новые силы, коренным образом меняющие их состояние. Именно в таких случаях мы говорим, что объект находится в нестационарном состоянии. Быстрота происходящих при этом изменений создает возможность либо наблюдать эти изменения непосредственно, либо делать выводы о них на основе очень многих косвенных данных"* [1].

Нестационарность объектов в данном интервале времени, по сути, мало чем отличается от активности, хотя при более тщательном анализе терминов, можно найти некоторые отличительные смысловые нюансы. Тем не менее, нередко возникает необходимость более точного смыслового определения для этих терминов, когда они применяются для описания того или иного физического явления. Активность или нестационарность по Амбарцумяну является *свойством данного объекта, что определяется его внутренней особенностью.* Правда, нам не удалось найти в его работах четкую формулировку в том виде, в котором мы приводим, однако нередко появляется данная мысль в неявной форме. Этот подход достаточно прозрачно виден, например, в следующем рассуждении: *"Известно, например, что в конце прошлого века была распространена гипотеза, согласно которой Новые звезды являются результатом исключительно редкого явления*

столкновения двух звезд, а вовсе не результатом, как мы знаем теперь, закономерностей внутреннего развития звезды" [1].

Категоризация научных терминов часто ограждает исследователей от недоразумений. Если принимается, что активность это индивидуальное свойство объекта, как, например, радиоактивность атомных ядер, вспышечная активность Солнца, сейсмическая или вулканическая активность Земли, не возникает никаких вопросов о местонахождении источника дополнительной энергии. Описывая формы активности галактических ядер, Амбарцумян в своей ломоносовской лекции отмечает: *"Каждая галактика образуется в результате активности своего ядра и выделившихся из него вторичных центров активности... При этом разным подсистемам, возникающим в галактике, иногда соответствуют в качестве основных причин разные формы активности ядра. В одних случаях это взрывы, при которых выбрасываются значительные по массе плотные сгустки, в других - это истечение потоков классического газа, в третьих - выбрасывание облаков релятивистского газа, в четвертых - это длительное и, может быть, относительно спокойное истечение спиральных рукавов"* [46].

До конца прошлого столетия, несмотря на большое количество наблюдательных фактов, трудно было понять, откуда берется дополнительная энергия распада и рассеяния в мире космических объектов. Открытие ускорения хаббловского расширения [47,48], а также веские факты, свидетельствующие об универсальности этого расширения [49,50,10], позволяют дальше развивать амбарцумяновскую парадигму активности. Дело в том, что ускоряющееся расширение совершает механическую работу, которая увеличивает внутреннюю энергию любого объекта или системы, которые подвергаются расширению. Хотя работа и энергия являются физическими величинами, которые зависят от выбора координатной системы, легко убедиться, что в однородно расширяющейся Вселенной нельзя найти такую координатную систему, в которой работа не совершается и не происходит увеличения внутренней энергии объектов.

Вопрос источника энергии очень важен. В традиционной трактовке активности он непременно связывается с аккрецией окружающей материи. Таким образом, как и все остальные виды энергии, дополнительное энерговыделение при активных явлениях также интерпретируется как далекое эхо первоначального большого взрыва. Другими словами, считается, что во Вселенной был один единственный всплеск выделения энергии, после чего эта энергия просто трансформируется, но ничего более. Согласно парадигме Амбарцумяна и ее усовершенствования с учетом ускоряющегося расширения, энергия производится и в нашу эпоху в любом ограниченном объеме пространства. Однако детальное рассмотрение данного вопроса выходит из рамок данного обзора.

Выше уже было отмечено, что в середине двадцатого столетия Амбарцумян доказал, что *в нашу эпоху в ограниченном объеме пространства могут быть найдены звезды всех возрастов* (формулировка по [10]). Следующим результатом аналогичного значения по своей фундаментальности, на наш взгляд, могло быть доказательство, что *в нашу эпоху в ограниченном объеме пространства могут быть найдены галактики всех возрастов*. К такому выводу, по всей вероятности, могут привести дальнейшие исследования активных ядер галактик в совокупности с закономерностями расширения наблюдаемой Вселенной.

Автор работы выражает свою признательность А.Г.Никогосяну и А.Т.Каллоглянну за обсуждение и ценные замечания.

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

AMBARTSUMIAN'S PARADIGM ON THE ACTIVITY OF GALACTIC NUCLEI AND EVOLUTION OF GALAXIES

H.A.HARUTYUNYAN

The paradigm put forward by Ambartsumian on the formation of galaxies due to decay of a denser matter is considered. It is argued that one can find the roots of this concept in the first papers of Ambartsumian devoted to the studies of quantum fields and the structure of atomic nuclei. Namely, at the very beginning of 30s of the last century the idea that by a physical object can be ejected another object initially not existed in the first one appeared for the first time in his papers. The basic observational data used for establishing finally the concept are given. Special attention is paid to the objects and phenomena further studies of which have proved the rightness of Ambartsumian's reasoning and arguments. The fact is mentioned that the discovery of Hubble's expansion acceleration has opened new possibilities for interpreting activity phenomena in the frame of Ambartsumian's concept. An issue of the further development of the given concept is considered and a hypothesis is suggested that the prove of existence of galaxies of all ages in a limited volume of space can be shown and become the main result of such an approach.

Key words: *galaxies:nuclear activity and evolution*



ЛИТЕРАТУРА

1. *В.А. Амбарцумян*, Проблемы современной космогонии, под редакцией В.А. Амбарцумяна, 5, М., Наука, 1972.
2. *В.А. Амбарцумян*, Д.Д. Иваненко, ДАН СССР, серия А, No 3, 45, 1930.
3. *С.С. Герштейн*, *А.А. Логунов*, в кн. "Виктор Амбарцумян", составитель Э.С. Парсамян, 185, Изд. НАН Армении "Гитутюн", Ереван, 2008.
4. *В.А. Амбарцумян*, Д.Д. Иваненко, ДАН СССР, серия А, No 6, 153, 1930.
5. *В.А. Амбарцумян*, Изв. Пулковской обсерватории, 13, No 114, 1, 1933.
6. *В.А. Амбарцумян*, Астрон. ж., 14, 20, 1937.
7. *В.А. Амбарцумян*, Ученые записки ЛГУ, No 22, серия мат. наук (астрономия), 4, No 19, 1938.
8. *В.А. Амбарцумян*, Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, 1947.
9. *А.Т. Каллогаян*, Астрофизика, 52, 171, 2009
10. *Г.А. Арутюнян*, Астрофизика, 46, 103, 2003.
11. *В.А. Амбарцумян*, Некоторые замечания о кратных галактиках. Ереван, 1955.
12. *В.А. Амбарцумян*, Известия АН АрмССР, серия ФМЕТ наук, 9, 23, 1956.
13. *F. Zwicky*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 50, 218, 1938; 64, 247, 1952.
14. *J. Neuman*, *E.L. Scott*, *C.D. Shane*, Astrophys. J., 117, 92, 1953.
15. *W. Baade*, *R. Minkowski*, Astrophys. J., 119, 206, 1954.
16. *M.L. Humason*, *N.U. Mayall*, *A.R. Sandage*, Astron. J., 61, 97, 1956.
17. *W.W. Morgan*, *J.R. Lesh*, Astrophys. J., 142, 1364, 1965.
18. *В.А. Амбарцумян*, *Р.К. Шахбазян*, ДАН АрмССР, 25, 185, 1957.
19. *В.А. Амбарцумян*, *Р.К. Шахбазян*, ДАН АрмССР, 26, 277, 1958.
20. *H. Arp*, Atlas of Peculiar Galaxies, Astrophys. J. Suppl. Ser., 14, 1, 1966.
21. *A. Stockton*, Astrophys. J., 155, L141, 1969.
22. *В.А. Амбарцумян*, ДАН АрмССР, 28, 73, 1958.
23. *В.А. Амбарцумян*, Astron. J., 66, 526, 1961
24. *J.P. Madrid*, Astron. J., 137, 3864, 2009.
25. *В.А. Амбарцумян*, Известия АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 11, No 5, 9, 1958.
26. *F. Zwicky*, Ergebnisse d. exakt. Naturwissenschaften, Bd., 29, 344, 1956.
27. *V. Ambartsumian*, Observatory, 58, 152, 1935.
28. *C.V. Hoerner*, Zf. fur Astrophysik, 35, 255, 1954.
29. *В.А. Амбарцумян*, Известия АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 4, No 3, 163, 1961.
30. *В.А. Амбарцумян*, Transactions of the International Astronomical Union, vol. XIВ, Academic Press, London-New York, 145, 1962.
31. *В.А. Амбарцумян*, Transactions of the International Astronomical Union, vol. XIIВ, Academic Press, London-New York, 578, 1966.
32. *В.А. Амбарцумян*, The Structure and Evolution of Galaxies, Interscience Publishers, London-New York-Sydney, 1, 1965.
33. *В.А. Амбарцумян*, Нестационарные явления в галактиках, Ереван, Издательство АН АрмССР, 11, 1968.

34. *V.A.Ambartsumian*, *Semaine d'Etude sur les Noyaux des Galaxies*, Pontificiae Academiae Scientiarum Scripta Varta, No 3, 5, 9, 1971.
35. *C.R.Lynds, A.R.Sandage*, *Astrophys. J.*, 137, 1005, 1963.
36. *S. van den Bergh*, *Astron. Astrophys.*, 12, 474, 1971.
37. *M.Dahlem, K.A.Weaver, T.M.Heckman*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 118, 401, 1998.
38. *E.M.Burbidge, G.Burbidge, H.C.Arp, S.Zibetti*, *Astrophys. J.*, 591, 690, 2003.
39. *Б.Е.Маркарян*, *Астрофизика*, 3, 1, 1967.
40. *Б.Е.Маркарян*, *Астрофизика*, 8, 1, 1972.
41. *A.Konopelko, Wei Cui, Ch.Duke, J.P.Finley*, *Astrophys. J. Lett.*, 679, L13, 2008.
42. *F.V.Samuels, S.D.Biller, I.H.Bond, P.J.Boyle, S.M.Bradbury*, *Astrophys. J. Lett.*, 501, L17, 1998.
43. *J.M.Mazzarella, R.A.Gaume, H.D.Aller*, *Lecture Notes in Astrophysics*, Springer Berlin/Heidelberg, 344, 1988.
44. *R.A.Antonucci*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 31, 473, 1993.
45. *G.A.Shields*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 111, 661, 1999.
46. *В.А.Амбарцумян*, *Вестник Академии наук СССР*, No 5, 1973.
47. *A.G.Riess, A.V.Filippenko, P.Challis et al.*, *Astron. J.*, 116, 1009, 1998.
48. *S.Perlmutter, G.Aldering, G.Goldhaber et al.*, *Astrophys. J.*, 517, 565, 1999.
49. *Н.А.Нарутунян*, *Астрофизика*, 38, 667, 1995.
50. *Г.А.Арутюнян*, *Астрофизика*, 51, 173, 2008.

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

В.А.АМБАРЦУМЯН И ПРОБЛЕМЫ СТАТИСТИКИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

А.А.АКОПЯН, ЭЛЬМА С.ПАРСАМЯН

Поступила 10 ноября 2008

Приводится краткий обзор применяемых в статистике звездных вспышек методов, разработанных в основном в Бюраканской обсерватории. Начало этим разработкам было положено в работах Амбарцумяна, которые привели к фундаментальному заключению, что стадия вспышечной активности является закономерной стадией эволюции красных карликовых звезд. Математические методы, разработанные Амбарцумяном для решения конкретных астрофизических задач статистики звездных вспышек, по своей научной ценности и новизне не уступают астрофизическим результатам, полученным при помощи этих методов.

Ключевые слова: *вспыхивающие звезды: статистика*

1. *Введение.* Последний крупный цикл работ В.А.Амбарцумяна, включающий более десяти работ, посвящен статистике звездных вспышек [1-11]. Данная обзорная статья полностью пронизана идеями первой, фундаментальной работы этого цикла.

Интерес к вспыхивающим звездам у Амбарцумяна возник в 50-х годах прошлого столетия, когда трудами самого Амбарцумяна, Аро и др. была установлена связь вспыхивающих звезд со звездами типа Т Тау. Особенности излучения вспыхивающих звезд дали основание заключить, что вспыхивающие звезды по своей физической природе близки к звездам типа Т Тау. Открытие вспыхивающих звезд в звездных системах - ассоциациях и сравнительно молодых звездных скоплениях, стало серьезным аргументом в пользу этого предположения.

В 1968г. на конференции, посвященной 60-летию Амбарцумяна, юбиляр сделал доклад, в котором предложил остроумный и неожиданно простой способ оценки количества вспыхивающих звезд в звездных системах [1]. Предложенный способ и полученные с его помощью выводы стимулировали дальнейшие исследования вспыхивающих звезд, в частности, в рамках международного сотрудничества в Бюраканской обсерватории, в обсерваториях Тонанцинтла, Асиаго и др.

Параллельно, Амбарцумяном и его сотрудниками были выполнены

работы по разработке и совершенствованию статистических методов, значение и применение которых выходят далеко за рамки астрофизических задач (к сожалению, как часто бывало с работами Амбарцумяна, полученные им результаты были "переоткрыты" другими).

2. *Оценка полного числа вспыхивающих звезд.* Оценка полного числа вспыхивающих звезд в какой-либо системе была получена Амбарцумяном [1] при двух следующих предположениях:

1) Последовательность вспышек у каждой вспыхивающей звезды представляет собой случайный пуассоновский процесс.

2) Средняя частота вспышек у всех вспыхивающих звезд данной системы одинакова.

В этом случае число n_k - звезд системы, у которых наблюдались по k вспышек, с приемлемым приближением определяется выражением

$$n_k = N p_k, \quad p_k = \frac{(v t)^k e^{-v t}}{k!}, \quad (1)$$

где N - полное число вспыхивающих звезд в системе, v - средняя частота вспышек, а t - общая эффективная продолжительность всех наблюдений системы.

Формула (1) позволяет выразить число n_0 тех вспыхивающих звезд системы, у которых еще не были зарегистрированы вспышки, через числа n_1 и n_2 , известных вспыхивающих звезд, у которых уже наблюдались, соответственно, по одной и по две вспышки, следующим образом:

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2 n_2}. \quad (2)$$

Соответственно, полное число вспыхивающих звезд в системе определяется как сумма уже известных и еще не известных вспыхивающих звезд:

$$N = \sum_{k=0} n_k = n_0 + \sum_{k=1} n_k = n_0 + N_{obs}, \quad (3)$$

где N_{obs} - число обнаруженных вспыхивающих звезд.

Соотношение (2) имеет место лишь между математическими ожиданиями величин n_0 , n_1 и n_2 . За неимением лучшего, для вычисления математического ожидания n_0 в (2) вместо математических ожиданий n_1 и n_2 используются их наблюдаемые значения.

При пуассоновском процессе распределение временных интервалов между двумя последовательными событиями, а также распределение интервала между началом наблюдения и первым событием, представляется экспоненциальным законом. Используя это свойство, на основе исследования длинных рядов фотоэлектрических наблюдений некоторых вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестности Солнца, была подтверждена возможность представления последовательности вспышек этих звезд законом Пуассона (см., например

[12]). Существуют также другие причины, благодаря которым числа наблюдаемых вспышек должны хорошо удовлетворять закону Пуассона, а именно вследствие отсутствия непрерывности в наблюдениях вспыхивающих звезд даже не вполне случайное распределение вспышек должно приблизиться к пуассоновскому. Иногда, ссылаясь на работу [13], пуассоновский характер последовательности вспышек ставится под сомнение, однако в этой работе, к сожалению, допущена серьезная ошибка, а именно, использовано неправильное выражение для плотности распределения временных интервалов между двумя последовательными вспышками.

Что касается второго предположения, то от него можно и отказаться. В этом случае число n_k - звезд системы, у которых за время t наблюдались по k вспышек будет равно:

$$n_k = N \int \varphi(v) \frac{(vt)^k e^{-vt}}{k!} dv, \quad (4)$$

где $\varphi(v)$ - плотность распределения средней частоты вспышек. Используя неравенство Коши-Шварца, Амбарцумян и др. [2] показали, что независимо от вида $\varphi(v)$, равенство (2) превращается в неравенство и применение (2) дает лишь нижний предел числа n_k . Верхний предел числа n_k был получен [2] в предположении, что плотность распределения средней частоты вспышек является экспоненциальной. В итоге имеет место неравенство:

$$\frac{n_1^2}{n_2} > n_0 > \frac{n_1^2}{2n_2}. \quad (5)$$

Первая оценка полного числа вспыхивающих звезд в Плеядах была получена в 1968г. [1] с помощью формул (2) и (3). Было установлено, что скопление Плеяды содержит, по крайней мере, несколько сот вспыхивающих звезд. Поскольку скопление Плеяды находится относительно близко и богато вспыхивающими звездами, оно было выбрано для дальнейшего подробного исследования фотографическим методом.

Исследования Плеяд, основанные на данных этих наблюдений, привели, в частности, к следующим заключениям [2-9]:

1) Число вспыхивающих звезд в этой системе, показывающих вспышки с фотографической амплитудой больше $0^m.6$, порядка одной тысячи.

2) Средние частоты вспышек у различных вспыхивающих звезд в Плеядах различны, но большинство из них испытывает в среднем одну фотографическую вспышку примерно за 3600 часов.

3) С понижением светимости в нормальном состоянии, вне вспышек (в минимуме блеска), средняя частота наблюдаемых вспышек возрастает.

Сопоставляя оценку числа вспыхивающих звезд с имеющимися оценками полного числа звезд в Плеядах, Амбарцумян пришел к главному выводу - *стадия вспышечной активности является закономерной стадией*

развития красных карликовых звезд.

Кроме системы Плеяд, в рамках международной программы были исследованы также другие системы вспыхивающих звезд, в частности системы Ориона, Ясли, Гиад и др. В итоге были получены важные для понимания развития и эволюции красных карликовых звезд результаты. Детальное обсуждение этих результатов приводится в монографии Мирзояна [14], поэтому мы кратко остановимся лишь на некоторых из них.

3. Определение возраста звездного агрегата по наблюдениям вспыхивающих звезд. Впервые Аро [15,16] заметил, что спектральный класс наиболее яркой вспыхивающей звезды с возрастом системы становится более поздним. Впоследствии, анализ данных систем разных возрастов позволил установить зависимости параметров характеризующих вспышечную активность системы от возраста системы. В качестве таких параметров служили светимость наиболее яркой вспыхивающей звезды [17], средняя светимость вспыхивающих звезд системы [18,19]. На основе этих зависимостей, в работе [20] был предложен способ определения параметров начальной функции светимости вспыхивающих звезд.

Зависимость максимально возможной амплитуды вспышек от светимости была использована Парсамян [17,21] для определения возраста звездной системы по наблюдениям в ней вспыхивающих звезд. Суть метода заключается в следующем. На диаграмме "амплитуда вспышки-звездная величина" ($\Delta m, m$) для всех вспышек вспыхивающих звезд в какой-либо системе верхняя огибающая области, соответствующей амплитудам наблюдаемых вспышек, с хорошим приближением представляет прямую линию:

$$\Delta m_U = k m_U + \Delta m_{U0},$$

точка пересечения которой с осью m определяет светимость наиболее яркой вспыхивающей звезды данной системы. Поскольку спектральный класс/светимость наиболее яркой вспыхивающей звезды системы зависит от возраста системы (T), то отсюда следует, что угловой коэффициент k этой прямой также зависит от возраста системы. По имеющимся данным была установлена зависимость:

$$k = 1.31 - 0.06 \log T.$$

В работе [21] была установлена зависимость между возрастом и средней абсолютной величиной 20 самых ярких вспышек:

$$\bar{M}_r(U) = 1.35 \log T - 4.00,$$

$$\bar{M}_r(B) = 1.20 \log T - 2.17,$$

а также зависимость между светимостью наиболее яркой вспыхивающей звезды системы от возраста системы:

$$M_0(U) = 1.05 \log T - 3.48,$$

$$M_0(B) = 0.63 \log T - 0.08.$$

Предложенный в [17,21] метод дает уникальную возможность оценить возрасты не только отдельных скоплений, в которых есть вспыхивающие звезды, но и отдельных вспыхивающих звезд окрестности Солнца по наблюдаемой величине максимальной вспышки звезды:

$$M_f(U) = C_1(U) \log T - C_2(U).$$

Табличные значения коэффициентов $C_1(U)$ и $C_2(U)$, а также возраст ассоциации Лебедь Т1 и некоторых вспыхивающих звезд солнечной окрестности приводятся в [22]. Согласно Амбарцумяну "...важно, что изложенный метод определения возраста отличен от метода, основанного на определении точки поворота в диаграмме Герцшпрунга-Рессела. Он является совершенно независимым. Сейчас можно только говорить о зарождении нового метода, но несомненно, что в дальнейшем открытие во многих скоплениях вспыхивающих звезд может привести к его широкому применению, по крайней мере, в смысле определения относительных возрастов. На деле, может быть, здесь все-таки придется опираться на какие-то представления относительно возраста, но зато уже с большей достоверностью можно будет говорить, что такое-то скопление моложе такого-то, такое-то старше. А это иногда бывает очень важно потому, что метод поворота Главной последовательности немножечко неопределен, особенно в случаях молодых скоплений. А новый метод применим как раз для более молодых систем" (см. дискуссию в [22]).

Метод позволяет также определить расстояние скопления, содержащего вспыхивающие звезды [23].

4. *Альтернативные оценки.* Результаты, полученные Амбарцумяном в [1], стимулировали работы в этом направлении. Появился ряд новых оценок полного числа вспыхивающих звезд. В работе [24] была получена следующая оценка:

$$N = \frac{\sum_{k=1} n_k}{1 - e^{-\nu t}}, \quad (6)$$

где νt определяется исходя из отношения общего числа вспышек к числу вспыхивающих звезд. Оценка (6) другим путем была получена позже в работе [25], где были предложены и другие оценки на основе пуассоновского распределения. При этом были использованы известные оценки параметра νt усеченного в точке $k=0$ пуассоновского распределения. Оценки числа вспыхивающих звезд были получены из предположения равенства этих оценок и оценки неусеченного пуассоновского распределения. Из предложенных в [25] оценок заслуживает внимания следующая оценка:

$$n_0 = n_1 \frac{\sum_{k=1} n_k}{\sum_{k=2} k n_k} = n_1 \frac{N_{obs}}{\sum_{k=2} k n_k}, \quad N = \frac{\sum_{k=1} n_k \cdot \sum_{k=1} k n_k}{\sum_{k=2} k n_k} = \frac{n \cdot N_{obs}}{\sum_{k=2} k n_k}. \quad (7)$$

Оценка (7) также дает нижний предел для числа неизвестных вспыхивающих звезд [25].

В работах [26,27] была решена задача прогнозирования во времени количества $n_k(t)$ вспыхивающих звезд, по данным об этих величинах, известных за полное время наблюдений T за агрегатом. Согласно [27],

$$n_r(t) = \sum_{k=0}^{\infty} n_k(T) \cdot C_k \left(\frac{t}{T} \right)^r \left(1 - \frac{t}{T} \right)^{k-r}, \quad r = 0, 1 \dots$$

В частности,

$$n_0(t) = \sum_{k=0}^{\infty} n_k(T) \cdot \left(1 - \frac{t}{T} \right)^k = \sum_{k=0}^{\infty} n_k(T) (-1)^k \cdot \left(\frac{t-T}{T} \right)^k.$$

В настоящее время аналогичные оценки широко используются статистиками во многих областях науки. До недавнего времени, из-за ряда причин, результаты полученные в астрономии и в статистике, были взаимно неизвестны специалистам двух областей. Это привело к тому, что многие результаты были переоткрыты с одной или с другой стороны. Важно отметить, что в подавляющем большинстве эти "общие" результаты получены из других соображений и другими способами.

В частности, оценка Амбарцумяна была переоткрыта в 1987г. [28]. Сравнительный анализ и численные эксперименты показали, что оценка Амбарцумяна, которая в математической статистике известна как "оценка Чао", обладает свойствами, которые делают ее одной из наиболее применимых и популярных.

С некоторыми полезными результатами, полученными в математической статистике, можно ознакомиться в [29].

5. Определение функции распределения средней частоты вспышек. Если для каждой вспыхивающей звезды характерна некоторая средняя частота ν , то скопление в целом будет описываться распределением средних частот среди совокупности входящих в него вспыхивающих звезд. Нормированную плотность этого распределения частот обозначим через $\phi(\nu)$. Определение $\phi(\nu)$ путем прямых подсчетов пока практически невозможно из-за малого числа зарегистрированных вспышек у отдельных звезд.

В 1978г. Амбарцумян [10] предложил статистический метод определения $\phi(\nu)$, основанный на решении обратной задачи, позволяющий обойти эту трудность. Для этого он использовал функцию $m_i(t)$, показывающую число звезд, у которых в промежутке от t до $t+1$ наблюдались i -тые вспышки. Вероятность этого события равна произведению вероятности того, что до момента t произошла ровно $(i-1)$ вспышка, на вероятность регистрации вспышки в промежутке от t до $t+1$. Отсюда следует, что при пуассоновском процессе функция $m_i(t)$ имеет вид:

$$m_i(t) = N \int v \frac{(vt)^{i-1}}{(i-1)!} e^{-vt} \varphi(v) dv. \quad (8)$$

В частности,

$$m_1(t) = N \int v e^{-vt} \varphi(v) dv \quad (9)$$

будет число открываемых в единицу времени новых вспыхивающих звезд данного агрегата, ибо только при наблюдении вспышки звезда может быть причислена к вспыхивающим. Заметим, что число $m_1(0)$ (точнее, его математическое ожидание), вместе с тем, равно среднему числу всех вспышек в агрегате за единицу времени:

$$m_1(0) = N v_m = N \cdot \frac{n(t)}{t}, \quad (10)$$

где v_m - среднее от средних частот вспышек совокупности звезд, $n(t)$ - полное число зарегистрированных к моменту t вспышек.

Поскольку эволюционные эффекты сказываются только за сотни тысяч или миллионы лет, то состояние всей совокупности вспыхивающих звезд за период наших наблюдений можно считать практически неизменным. Поэтому $m_1(0)$ будет характеризовать плотность вспышек во времени не только для $t=0$, но и для всего периода наблюдений. Математическое ожидание $m_i(t)$ должно монотонно убывать, ибо вспышки уже открытых звезд не учитываются при вычислении, поскольку $m_i(t)$ означает количество вспышек в единицу времени еще не открытых к моменту t звезд, число которых убывает с ростом t . Из (9, 10) непосредственно следует, что математическое ожидание $m_i(t)$ целиком определяется законом распределения частот $\varphi(v)$ и между ними существует простое соотношение:

$$\frac{m_i(t)}{m_1(0)} = \frac{\int v e^{-vt} \varphi(v) dv}{\int v \varphi(v) dv} = \frac{\int v e^{-vt} \varphi(v) dv}{v_m} \quad (11)$$

и вопрос об определении $\varphi(v)$ сводится к обратному преобразованию Лапласа наблюдаемой функции $m_i(t)/m_1(0)$. Поскольку наблюдение первой вспышки у звезды есть открытие новой вспыхивающей звезды, то получается, что в данном случае хронология открытий объектов является исходным материалом для определения распределения частот вспышек. Функция $m_i(t)/m_1(0)$ подвержена сильным флуктуациям, которые неизбежны у единожды наблюдаемой реализации функции, поэтому при поисках решения нужно выполнить предварительное сглаживание.

Из (8) следует, что математические ожидания чисел $m_i(t)$ и $m_{i+1}(t)$ тех же звезд связаны между собой следующим соотношением:

$$\frac{dm_i(t)}{dt} = \frac{(i-1)m_i(t)}{t} - \frac{i \cdot m_{i+1}(t)}{t}. \quad (12)$$

В частности, при $i=1$:

$$\frac{dm_1(t)}{dt} = -\frac{m_2(t)}{t}, \quad m_1(t) = m_1(0) - \int_0^t \frac{m_2(t')}{t'} dt'. \quad (13)$$

В этом случае из-за того, что наблюдаемая функция $m_2(t)$ входит под знаком интеграла, получаемые $m_1(t)$ гораздо менее подвержены флуктуациям, чем непосредственно определяемые "подсчетом открытий" в одной реализации. Формула (13) позволяет получить на основании хронологии вторых вспышек, т.е. хронологии подтверждений открытий, более достоверную кривую "открытий", чем получаемая по хронологии открытий.

Отметим еще один, очень простой в применении, но пока неиспользованный способ сглаживания функции $m_1(t)$. Легко заметить, что из (4) и (9), (10) следует:

$$\frac{m_1(t)}{m_1(0)} = \frac{n_1(t)}{n(t)},$$

где $n(t)$ - полное число зарегистрированных к моменту t вспышек, а $n_1(t)$ - число однократно вспыхнувших звезд.

Для скопления Плеяд, где к тому моменту было известно около 500 вспыхивающих звезд, вычисления показали, что значения $m_1(t)$, полученные по формуле (13), дают гладкую кривую, которая близко совпадает с сглаженной кривой для $m_1(t)$, определенной из непосредственных подсчетов. Оба эти результата оказались в удовлетворительном согласии с предположением, что $m_1(t)$ имеет форму:

$$\frac{m(t)}{m(0)} = \frac{1}{(1+at)^b}, \quad (14)$$

где $a = 0.0026$, $b = 2/3$.

Амбарцумяном был предложен следующий алгоритм определения плотности функции распределения средних частот вспышек $\phi(v)$:

- а) Посредством прямых подсчетов вычисляется функция $m_1(t)/m_1(0)$.
- б) Вычисляется функция $m_2(t)$ и на основании формулы (13) производится сглаживание функции $m_1(t)/m_1(0)$.
- в) Посредством обратного преобразования Лапласа на основе формулы (11) из $m_1(t)/m_1(0)$ определяется $\phi(v)$.

Правильность найденного решения $\phi(v)$ была проверена на основании других наблюдательных данных, полученных независимо от $m_1(t)$ и $m_2(t)$. В частности, зная $\phi(v)$, были определены отношения

$$\frac{n_k}{n_1} = \frac{\int \phi(v) \frac{(vt)^k e^{-vt}}{k!} dv}{\int \phi(v) v t e^{-vt} dv}$$

и затем сравнены с наблюдаемой реализацией.

Решение уравнения (11), при аналитическом виде левой части (14),

имеет вид:

$$\varphi(v) = Ce^{-vs} v^{-4/3}, \quad (15)$$

где параметр s , имеющий размерность времени, для скопления Плеяд оказался равным $s=385$ часов. Из (15) следует, что часть вспыхивающих звезд имеет средние частоты меньшие, чем 0.001 час^{-1} .

Полученная плотность функции распределения $\varphi(v)$ сингулярна в точке $v=0$, вследствие чего интеграл по всему промежутку частот расходится. Это обстоятельство не даю возможности определить значение C на основании нормировки. Конечно, при малых значениях v истинная функция должна вести себя иначе. Очевидно, что T часов наблюдения не могут дать нам никакой весомой информации о статистике вспышек тех звезд, для которых средний промежуток между вспышками больше T . Поэтому Амбарцумян предположил, что истинная функция должна иметь вид:

$$\varphi(v) = Ce^{-vs} v^{-4/3} g(v),$$

где $g(v)$ может быть принято равным единице для больших v и быстро стремится к нулю при $v \rightarrow 0$. Это соображение позволило путем нормировки определить произведение NC и оценить полное число вспыхивающих звезд скопления Плеяд с частотой вспышек, большей некоторого v_0 .

В дальнейшем этот метод был применен в работе [30] к вспыхивающим звездам ассоциации Ориона. Как и в случае Плеяд, данные хорошо представляются формулой (14), со значениями постоянных $a=0.00072$, $b=2/3$. Соответственно, решение получается в виде (15), где $s=1389$ час.

В работах [31,32] была получена функция распределения частот вспышек для слабых звезд скопления Плеяд. При этом для подтверждения хронологии "первых вспышек" (сплаживание) использована хронология "третьих вспышек":

$$m_1(t) = m_1(0) + t \frac{dm_1(0)}{dt} + 2t \int_0^t \frac{m_2(t')}{t'^2} dt' - 2 \int_0^t \frac{m_3(t')}{t'} dt'.$$

Выражение можно получить из (12) путем некоторых преобразований.

Возможность использования хронологий вспышек высших порядков обсуждена в [33], где приведены соответствующие выражения и проведены численные эксперименты с целью выяснения эффективности метода.

В [34], с помощью функции светимости вспыхивающих звезд Плеяд и зависимости средних частот вспышек от абсолютных величин звезд, была получена функция распределения частоты вспышек. Для построения функции светимости, по оценке Амбарцумяна (2) были вычислены количества вспыхивающих звезд в отдельных интервалах светимости.

В работе [27] было предложено, вместо определения функции распределения $\varphi(v)$, решить задачу прогнозирования во времени количества $n_k(t)$ вспыхивающих звезд. Такая постановка задачи обоснована, в частности, тем, что прогнозирование $n_k(t)$ в бесконечное будущее эквивалентно нахождению

функции $\varphi(v)$.

В работе [35] был предложен другой метод определения функции распределения частоты вспышек случайно вспыхивающих объектов (вспыхивающие звезды, сверхновые). Суть метода состоит в определении искомой функции через собственные моменты распределения. В задаче определения функции распределения частоты вспышек в качестве исходного эмпирического распределения служит распределение числа наблюдаемых вспышек вспыхивающих звезд, а не распределение соответствующих частот. Однако можно выразить моменты функции распределения частоты вспышек через соответствующие моменты числа вспышек. Для выборки вспыхивающих объектов с плотностью распределения частоты $\varphi(v)$, моменты распределения числа вспышек соответственно равны:

$$\mu k_1 = \int \sum_{k=0}^{\infty} k p_k \varphi(v) dv, \quad \mu k_j = \int \sum_{k=0}^{\infty} (k - \mu k_1)^j p_k \varphi(v) dv, \quad j = 2, 3, 4, \quad (16)$$

где, в частности, μk_1 - среднее числа вспышек, μk_2 - дисперсия числа вспышек.

Из (1) и (16) следуют соотношения, связывающие моменты частоты вспышек с моментами функции распределения числа вспышек:

$$\begin{aligned} \mu v_1 &= \frac{\mu k_1}{t}, & \mu v_2 &= \frac{(\mu k_2 - \mu k_1)}{t^2}, & \mu v_3 &= \frac{(\mu k_3 - 3\mu k_2 + 2\mu k_1)}{t^3}, \\ \mu v_4 &= \frac{(\mu k_4 - 6\mu k_3 - 6\mu k_2 \cdot \mu k_1 + 11\mu k_2 - 6\mu k_1 + 3\mu k_1^2)}{t^4}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\mu v_1 = \int v \varphi(v) dv, \quad \mu v_j = \int (v - \mu v_1)^j \varphi(v) dv, \quad j = 2, 3, 4.$$

Подставляя эмпирические моменты распределения числа вспышек в (17), получим соответствующие эмпирические моменты функции распределения частоты вспышек. Таким образом, задача сводится к определению функции распределения с помощью известных моментов распределения. Для этого в [35] был использован метод подгонки кривых семейства распределений Пирсона методом моментов. Численные эксперименты показали, что метод достаточно эффективен. Метод был применен к системам вспыхивающих звезд ассоциации Ориона и скопления Плеяд.

Разработанные методы открывают новые возможности для исследования вспыхивающих звезд. Например, Амбарцумян [1] допускал, что в течение эволюции звезды частота вспышки испытывает вековые (долговременные) изменения, характер которых можно определить, сравнивая частоты вспышек звезд агрегатов разных возрастов. Знание соответствующих функций распределений дает принципиальную возможность для реализации этой идеи. Такая попытка была предпринята в [36], где различие между полученными функциями интерпретировано как следствие эволюции и эффектов наблюдательной селекции.

6. *Вспышки сверхновых в галактиках.* Уже в первой работе, посвященной статистике вспыхивающих звезд, Амбарцумян [1] обратил внимание на аналогию между проблемами статистики вспыхивающих звезд и статистики сверхновых. Для этого, согласно Амбарцумяну [37], следует рассматривать в качестве "вспыхивающих объектов" галактики и заменить в вышеприведенных рассуждениях слово "вспыхивающая звезда" словом "галактика", а понятие "вспышка звезды" понятием "вспышка сверхновой в галактике". Таким образом может быть по аналогии рассмотрена возможность вывода функции распределения частот для разных совокупностей галактик.

Однако, несмотря на отмеченное сходство, есть определенные отличия, вызванные спецификой наблюдательного материала, которые не позволяют применить этот метод в первоизданном виде. Во-первых, в отличие от общего числа вспыхивающих звезд, общее число галактик в выборке в большинстве случаев известно, поскольку обычно выборка составляется самим исследователем, исходя из поставленной задачи. Во-вторых, длительность времени наблюдений за отдельными галактиками выборки разная: в случае вспыхивающих звезд она почти одинакова. Конечно, можно обрезать данные до минимально общего времени наблюдений, однако это приведет к значительному уменьшению и без того скудных данных.

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. В данном случае цензурированным является наблюдение за той галактикой, в которой за все время наблюдений не зарегистрировано ни одной вспышки сверхновой звезды.

Согласно [38], искомая функция плотности распределения средней частоты вспышек сверхновых $\varphi(v)$ равна обратному преобразованию Лапласа функции выживания:

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

где L^{-1} - оператор обратного преобразования Лапласа, а $F_1(T) = 1 - M_1(T)$ - функция надежности, или функция выживания, $M_1(T)$ - функция распределения моментов вспышек первых зарегистрированных сверхновых:

$$M_1(t) = \int_0^t \frac{m_1(t')}{N} dt'.$$

Обозначим через t , моменты условного времени, в которых зарегистрированы вспышки сверхновых. Пусть T' - момент первой вспышки в данной галактике, если она имела место, если же вспышка не имела место, то T' - общее время наблюдений за этой галактикой и пусть n , - число

галактик, для которых $T' \geq t_i$, а k_i - число галактик, у которых в момент условного времени t_i зарегистрированы первые вспышки сверхновых. В этом случае, оценкой максимального правдоподобия функции выживания $F_1(T)$ является оценка Каплана-Мейера (см., например, [39]):

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

где через Π обозначено произведение по всем i , $t_i \leq T$. Дисперсия этой оценки равна [39]:

$$\text{var} [F_1(T)] = [F_1(T)]^2 \sum \frac{k_i}{n_i(n_i - k_i)},$$

где Σ - сумма по всем i , $t_i \leq T$.

При практическом решении обратной задачи, к числу которых относится данная задача, полезным условием является знание предварительной информации о характере исходной функции. Функция $F_1(T)$ в значительной степени удовлетворяет этому условию: по своему определению она является монотонно убывающей функцией T и меняется строго в пределах от 1 до 0. Представляется очень важной также возможность оценки ошибки определения $F_1(T)$.

Однако данных пока недостаточно для применения приведенных выше статистических методов, ибо вспышки сверхновых наблюдались пока в малом числе галактик.

7. Заключение. Приводится краткий обзор методов, разработанных, в основном в Бюраканской обсерватории, и применяемых в статистике звездных вспышек. Начало этим разработкам было положено в работах Амбарцумяна, где в очередной раз проявились его огромный математический талант и интуиция.

Нередко математические методы, разработанные Амбарцумяном для решения конкретных астрофизических задач, по своей научной ценности и новизне, по крайней мере, не уступали астрофизическим результатам, полученным при помощи этих методов и положили основы новым математическим направлениям. Не стали исключением и рассмотренные в данном обзоре методы. Обзор аналогичных методов математической статистики показывает, что и здесь Амбарцумян был первопроходцем.

Работы Амбарцумяна в области статистики звездных вспышек привели к фундаментальному заключению, что стадия вспышечной активности является закономерной стадией эволюции красных карликовых звезд.

Ограниченный объем не позволил более детально представить астрофизические результаты, касающиеся статистике звездных вспышек. Они подробно представлены во многих обзорных статьях и монографиях, посвященных вспыхивающим звездам.

Авторы выражают благодарность А.Г.Никогосяну за полезное обсуждение.

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

V.A.AMBARTSUMIAN AND PROBLEMS OF STAR FLARES STATISTICS

A.A.AKOPIAN, ELMA S.PARSAMIAN

The brief review of the star flares statistics methods developed, basically in the Byurakan observatory, is presented. The beginning of these methods lie in works of Ambartsumian, which have led to the fundamental conclusion, that the stage of flaring activity is a natural stage of evolution of red dwarf stars. The mathematical methods developed by Ambartsumian for the solution of astrophysical problems of the statistics of star flares, by their scientific value and novelty, do not concede to the astrophysical results obtained by means of these methods.

Key words: *flare stars:statistics*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Звезды, Туманности, Галактики, Изд.-во АН Арм ССР, 1969, с.283.
2. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян и др., *Астрофизика*, 6, 7, 1970.
3. В.А.Амбарцумян, *Астрофизика*, 6, 31, 1970.
4. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян и др., *Астрофизика*, 7, 319, 1971.
5. V.A.Ambartsumian, L.V.Mirzoyan, IAU Colloquium N15, Bamberg, 1971, p.98.
6. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян и др., *Астрофизика*, 8, 485, 1972.
7. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян и др., *Астрофизика*, 9, 461, 1973.
8. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Материалы симпозиума МАС №67 "Переменные звезды в звездных системах", 1974, 3, "Variable Stars and Stellar Evolution", eds. V.E.Sherwood, L.Plaut, 1975.

9. *В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян*, Вспыхивающие звезды, Ереван, Изд.-во АН Арм. ССР, 1977, с.63.
10. *В.А.Амбарцумян*, *Астрофизика*, 14, 367, 1978.
11. *В.А.Амбарцумян*, Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига-Аро, Изд.-во АН Арм. ССР, 1980, с.85.
12. *В.С.Осканян, В.Ю.Теребиж*, *Астрофизика*, 7, 83, 1971.
13. *V.Pazzani, M.Rodono*, *Astrophys. Space Sci.*, 77, 347, 1981.
14. *Л.В.Мирзоян*, Нестационарность и эволюция звезд, Изд.-во АН Арм. ССР, Ереван, 1981.
15. *G.Haro*, IAU symp. N20, The Galaxy and the Magellanic Clouds, Rodgers, 1964, p.30.
16. *G.Haro, E.Chavira*, *Vistas in Astronomy*, 8, 89, 1966.
17. *Э.С.Парсамян*, *Астрофизика*, 12, 235, 1976.
18. *Л.В.Мирзоян, Г.А.Брутян*, *Астрофизика*, 16, 97, 1980.
19. *Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян*, *Астрофизика*, 28, 375, 1988.
20. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, 38, 279, 1995.
21. *Э.С.Парсамян*, *Астрофизика*, 38, 369, 1995.
22. *Э.С.Парсамян*, Вспыхивающие звезды, Изд.-во АН Арм. ССР, 1977, с.87.
23. *E.S.Parsamian*, Star Cluster Symposium, Roland Eotvos Univ., Budapest, 1978, p.119.
24. *Л.В.Мирзоян, О.С.Чогушян, Л.К.Ерастова и др.*, *Астрофизика*, 13, 205, 1977.
25. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, 41, 73, 1998.
26. *М.А.Мнацаканян*, *Астрофизика*, 24, 621, 1986.
27. *М.А.Мнацаканян, А.Л.Мирзоян*, *Астрофизика*, 29, 32, 1988.
28. *A.Chao*, *Biometrics*, 43, 783, 1987.
29. *A.Chao*, "Encyclopedia of Statistical Sciences", Second Edition, v.12, 7907, eds. N.Balakrishnan, C.B.Read, B.Vidakovic, Wiley, New York, 2005.
30. *Э.С.Парсамян*, *Астрофизика*, 16, 677, 1980.
31. *Э.С.Парсамян*, Докторская диссертация, Бюракан, 1983.
32. *Э.С.Парсамян*, *Астрофизика*, 45, 23, 2002.
33. *Г.А.Арутюнян*, *Астрофизика*, 21, 163, 1984.
34. *Р.Е.Гершберг*, Вспыхивающие звезды и родственные объекты, Изд.-во АН Арм. ССР, Ереван, 1986, с.162.
35. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, 46, 75, 2003.
36. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, 51, 63, 2008.
37. *В.А.Амбарцумян*, Научные труды, т.3, 360, Изд.-во АН Арм. ССР, 1988. Доклад на симпозиуме "Фундаментальные проблемы теоретической и математической физики", Дубна, 23-27 августа 1979.
38. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, 39, 561, 1996.
39. *Д.Р.Кокс, Д.Оукс*, "Анализ данных типа времени жизни", Финансы и статистика, М., 1988.

DISTANCES AND PECULIAR VELOCITIES OF SPIRAL GALAXIES IN THE 2MFGC AND SFI++ SAMPLES

Yu.N.KUDRYA¹, V.E.KARACHENTSEVA¹, I.D.KARACHENTSEV²,
S.N.MITRONOVA², W.K.HUCHTMEIER³

Received 7 November 2008

We compare infrared Tully-Fisher (TF) distances and peculiar velocities derived for spiral galaxies from the two largest datasets: the 2MASS selected Flat Galaxy Catalog, 2MFGC and the Arecibo General Catalog with I-band photometry, SFI++. These samples contain peculiar velocities for ~3000 and ~4000 objects, respectively. Based on a sub-sample of ~1000 common very inclined galaxies, we reach the following conclusions. Irrespective to high (SFI++) or low (2MFGC) quality of the used photometric data, both the samples have ~10% fraction of galaxies deviating considerably from the main body of the TF relation. After their deletion, the standard TF scatter drops to $0^m.47$ (2MFGC) and $0^m.40$ (SFI++). The TF distances, derived from two samples, demonstrate a high degree of mutual agreement with a correlation coefficient $\rho = +0.95$ and $\sigma(H_0 r) = 837$ km/s. Peculiar velocities of the galaxies are also correlated with $\rho = 0.56 - 0.59$ and $\sigma(V_{pec}) = 610$ km/s. We find that a bulk motion of the 2MFGC and SFI++ galaxies on a typical scale of $H_0 r = 5700$ km/s can be represented by a dipole solution with the amplitude $V = (297 \pm 23)$ km/s directed towards $(l = 292^\circ \pm 4^\circ, b = -12^\circ \pm 3^\circ)$, being only slightly sensitive to different modifications of the TF relation.

Key words: galaxies:spiral:distances:peculiar velocities

1. *Introduction.* The Tully-Fisher (TF) relation [1] determines an empirical association between rotational velocity or width of the 21-cm radio line and absolute magnitude (luminosity) of a spiral galaxy. This diagram is widely used for deriving galaxy distances $H_0 r$ and peculiar velocities defined as $V_{pec} = cz - H_0 r$, where cz is a measured radial velocity of a galaxy and H_0 is the Hubble constant. Within the context of the linear theory of gravitational instability, peculiar velocities of galaxies are related with mass fluctuations via cosmological parameters [2]. So, matter distribution in a sufficiently large volume can be restored from an observed field of peculiar velocities in it by giving a set of cosmological parameters and boundary conditions [3]. Analysis of peculiar velocities gives an opportunity to determine direction and modulus of the velocity of bulk motions of galaxies, and the distance at which the local stream of galaxies becomes convergent.

To solve this and other cosmological problems we need a catalog of peculiar velocities for an "ideal" sample of galaxies which would be characterized by a large number of galaxies, their uniform distribution over the sky, a sufficient redshift depth and a high quality of observational data. Such a single sample does not

exist yet. During 30 years different groups of astronomers accumulated extensive observational datasets which were subsequently used to determine parameters of coherent motions of galaxies, deriving peculiar velocity field, calculation of cosmological parameters, etc. Data on different samples of galaxies show satisfactory mutual agreement of parameters of the bulk motion within a distance $H_0 r$ up to 5000 km/s, but at larger distances a discrepancy of results is pointed out [4,5]. Some lists of peculiar velocities were briefly compared in [6,7].

Scatter in the TF-diagram can be reduced considerably at transition from optical to infrared photometry which was first applied in [8-10] (see also a review adduced in the thesis [11]). An example of creation of a uniform sample for studying the large-scale non-Hubble flows is the Flat Galaxy Catalog, FGC [12] and its updated version RFGC [13]. Spiral edge-on galaxies were successfully used for construction of the TF relation and estimation of distances [14]. Application of the simplest selection criterion of thin galaxies with an apparent axial ratio of $a/b > 7$ allowed us selecting disc-dominated (Sc-Sd) galaxies of the general field uniformly distributed over all the sky. The RFGC catalog contains 4236 galaxies. Rotational velocities or the 21-cm radio line widths are known for about 1600 of them. By these data and by optical parameters adduced in RFGC, a list of individual peculiar velocities and distances for 1327 galaxies was compiled basing on the TF relation in its "linear diameter - line width" version [15]. Successful application of the infrared TF relation to RFGC galaxies [16] suggested us a possibility of selecting flattened spiral galaxies from the Extended Sources Catalog (XSC) [17,18] on a basis of their 2MASS characteristics. The 2MASS selected Flat Galaxy Catalog 2MFGC [19] contains 18020 galaxies with an infrared (NIR) axial ratio of $b/a < 0.3$ that corresponds approximately to an optical axial ratio of $a/b > 6$. Among them there are 3074 spiral galaxies with measured characteristics for constructing the TF relation. Comparison of distances calculated independently from optical and infrared data reveals their good mutual agreement [20]. A coefficient of correlation between optical and NIR distances turns out to be about +0.95. Parameters of the dipole solution for the peculiar velocity fields at a characteristic scale of ~ 6000 km/s turn out to be close to each other also.

Recently, Springob et al. [7] published the SFI++ catalog which holds observational data on the TF-diagram and also distances and peculiar velocities for 4053 spiral galaxies in clusters and in the field. When compiling this catalog, they make use of digital optical images, optical long-slit spectra and global HI line profiles to extract parameters of relevance to disk scaling relations, incorporating several previously published datasets as well as a new photometric sample of some 2000 objects. In this paper we intend to find out how estimates of TF-distances and peculiar velocities of spiral galaxies depend on properties of an initial sample, as well as a method of correction of observables and a manner of data analysis. With this idea in mind, we compare distances and peculiar velocities held in the catalogs [20,7].

2. *Determination of distances and peculiar velocities by the Tully-Fisher method.* The sky distribution of 3074 galaxies from the 2MFGC sample and 4053 galaxies from the SFI++ sample are shown in galactic coordinates $\{l, b\}$ in the upper and lower panels of Fig.1, respectively. As it is seen from their comparison, galaxies from the infrared catalog 2MFGC show a more uniform distribution and better fill the Milky Way region.

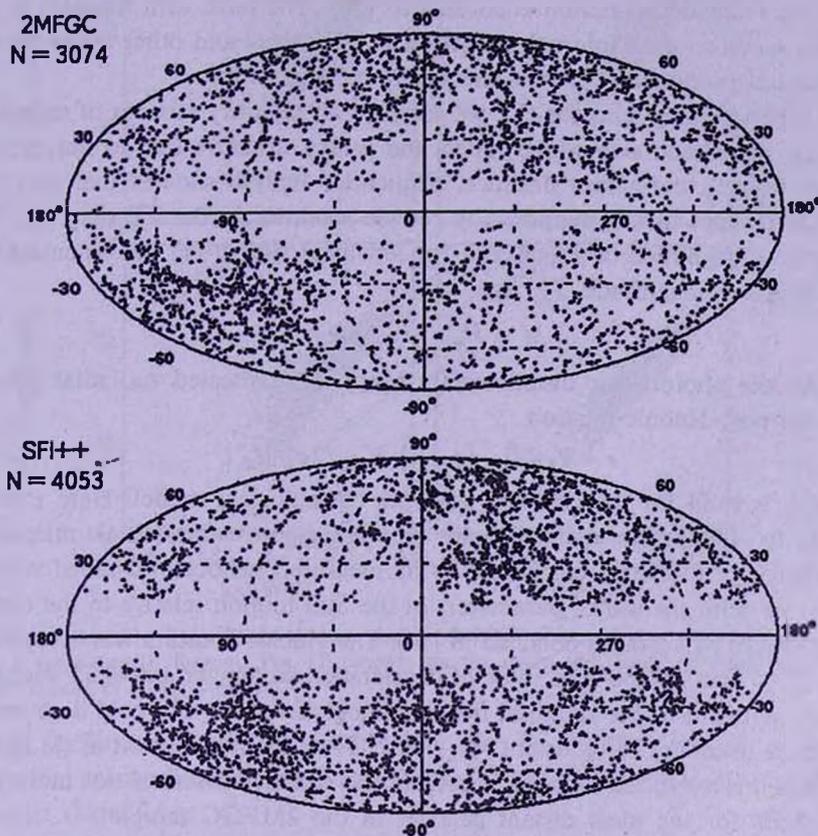


Fig.1. Sky distribution of galaxies from the 2MFGC sample (top panel) and the SFI++ sample (bottom panel) in galactic coordinates.

2.1. *The 2MFGC sample.* The data sources about magnitudes, radial velocities, HI widths and rotational velocities have been described in details in the articles [21,22]. Distances and peculiar velocities were determined by us in two stages. At the first step we calibrated a linear multiparametric TF relation of the following form:

$$M = c_0 + c_1 \cdot \log W_{50}^c + c_2 \cdot \log(a/b) + c_3 \cdot J_{hl} + c_4 \cdot (J_{je}^c - K_{je}^c) + c_5 \cdot J_c \text{ dex}, \quad (1)$$

where M denotes galaxy absolute magnitude and W_{50}^c is the HI line width

corrected for cosmological widening. The following photometric characteristics were taken from the XSC catalog: the Kron "elliptic" J_e - and K_e -magnitudes, the J -band effective surface brightness Jhl , the concentration index J_{dex} (ratio of radii inside which 3/4 and 1/4 of galaxy light is concentrated) and the major-to-minor axial ratio a/b . The Kron J - and K -magnitudes were corrected for the Galactic extinction according to [23]. The term with $\log(a/b)$ in (1) takes account of an internal extinction in the galaxy and other terms trace a structural proportion between the galaxy bulge and disk.

When making relations (1), we assumed an arbitrary number of regressors in the right-hand side which reflect the galaxy structure but do not depend (like W_{30}) on the galaxy distance. Sequential analysis showed that only five of them, kept in (1), significantly reduce a scatter in the TF diagram. The absolute magnitude of a galaxy in the left-hand side of (1) was calculated by its apparent magnitude J_e^c as:

$$M = J_e^c - 25 - 5 \log r, \quad (2)$$

where the photometric distance r (in Mpc) was expressed via radial velocity by the post-Hubble relation

$$r = V_{3K} \{1 - (q_0 - 1) \cdot V_{3K} / 2c\} / H_0, \quad (3)$$

which is valid for the uniform isotropic cosmological model. Here c is the velocity of light. The radial velocity V_{3K} with respect to the cosmic microwave background (3K) was calculated by its measured heliocentric radial velocity $V_h = cz$ with the use of parameters of the Sun motion relative to the cosmic microwave background obtained in [24]. The Hubble constant was accepted to be $H_0 = 75$ km/s/Mpc. The value of deceleration parameter $q_0 = -0.55$ was taken correspondent to the standard flat cosmological model with cold dark matter and the cosmological constant $\Omega_\Lambda = 0.7$. Note that application of (3) instead of the linear Hubble relation increases the distance estimate not more than by 2.5% for the most distant galaxies in the 2MFGC sample.

The calibration constants c_i in (1) are calculated by minimizing the sum of squared deviations of the right-hand sides in (1) and (2) with account of (3). Using the calculation scheme (1)-(3), we had to ignore at this stage the peculiar velocities which are especially essential for the nearest galaxies. Since we minimize the sum of squared deviations, a slight asymmetry called the Malmquist bias arises because of the term $\log(V \pm \Delta V)$. It manifests itself in "swelling" of the TF diagram which is the largest for nearby dwarf galaxies.

The TF diagram for the sample of 3074 2MFGC galaxies is given in the upper left part of Fig.2. Its scatter is rather large: $\sigma_{TF} = 0^m.76$. Following [20], we eliminated galaxies deviating from the regression line by more than $3\sigma_{TF}$ and also galaxies with peculiar velocities in the 3K reference frame higher than 3000 km/s, assuming that such deviations are caused by observational errors,

but not physical reasons. After making several consecutive eliminating iterations (up to the process convergence) we obtained a cleaned sample of $N=2724$ which is characterized by the scatter $\sigma_{TF} = 0^m.47$. The TF relation for the cleaned sample is given in the upper right part of Fig.2.

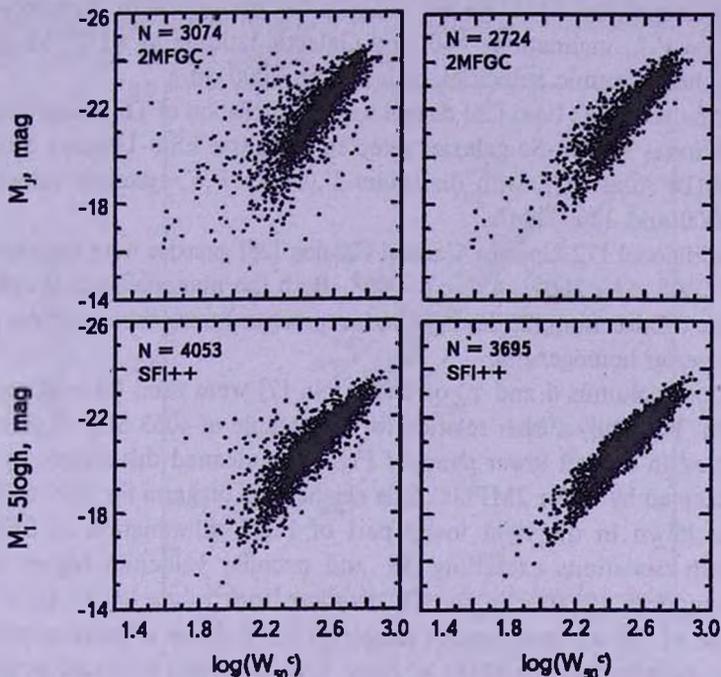


Fig.2. Top: The Tully-Fisher diagram for the 2MFGC sample before cleaning (left) and after it (right panel). Bottom: The TF diagram for the initial (left panel) and cleaned (right panel) sample of SFI++ galaxies.

At the second step, after calibrating the TF relation, we determined individual galaxy distances $H_0 r$ from (1) and (2) and calculated their individual peculiar velocities as

$$V_{pec} = V_{3K} - H_0 r \{1 + (q_0 - 1) H_0 r / 2c\}. \quad (4)$$

As a result, individual distances and peculiar velocities of 2724 2MFGC galaxies were presented in [20].

2.2. The SFI++ sample. This sample was compiled as a sum of the following subsamples.

- The SCI (24 clusters having mean velocities less than 10000 km/s).
- The SC2 (52 all sky clusters with recessional velocities $5000 < cz < 25000$ km/s).
- The SFI was comprised of a TF sample of 2000 field galaxies limited to $cz < 7500$ km/s, blue magnitude $m_b < 14.5$ and line width $W_{50}^c > 100$ km/s.
- The SF2 program was intended to obtain photometry for objects either with

existing HI or optical spectroscopy in existing database and to target the region $-15^\circ < \delta < +35^\circ$ to a depth of $cz < 10000$ km/s and optical diameter $a > 0'.9$.

e) The Mathewson, Ford, & Buchhorn [25] dataset was a compilation of TF measurements for 1355 Sb-Sd galaxies in the southern hemisphere, diameters $a > 1'.7$, inclinations $> 40^\circ$ and Galactic latitude $|b| > 11^\circ$. Most of the objects had systemic velocities of less than 7000 km/s.

f) The Mathewson & Ford [26] dataset was a compilation of TF measurements for an additional 920 Sb-Sc galaxies selected from the ESO-Uppsala Survey of the ESO(B) Atlas [27], with diameters $1'.0 < a < 1'.6$, systemic velocities between 4000 and 14000 km/s.

g) An additional 172 Uppsala General Catalog [28] galaxies were observed in the region $250^\circ < l < 360^\circ$, $45^\circ < b < 80^\circ$. Both the photometric and optical spectroscopic datasets from [25,26] have been reprocessed using the algorithms [29] to achieve greater homogeneity.

Data from columns 6 and 10 of Table 2 in [7] were used for making the TF diagram. The Tully-Fisher relation for the sample of 4053 SFI++ galaxies is represented in the left lower panel of Fig.2. We cleaned this sample by the manner accepted by us for 2MFGC. The cleaned TF diagram for 3695 SFI++ galaxies is shown in the right lower part of Fig.2. Elimination of SFI++ galaxies with deviations exceeding 3σ and peculiar velocities higher than 3000 km/s reduces a scatter in the TF diagram from $\sigma_{TF} = 0^m.57$ to $0^m.39$. Comparison of the top and bottom panels in Fig.2 shows a lower scatter of the SFI++ galaxies than the 2MFGC ones. This difference is caused by much higher quality of photometric data in the SFI++ sample and by different manner of estimating the absolute magnitude of nearby dwarf galaxies with their relatively larger errors in luminosity because of peculiar velocities.

3. Common galaxies in the 2MFGC and SFI++ samples.

3.1. *Comparison of initial data.* Comparison of radial velocities for 983 galaxies which are common in the two samples shows that these arrays are practically identical. Considerable differences are found for four objects only (2MFGC 3827, 9300, 15222, 17898; respective Arecibo numbers 23663, 211029, 32909, 330958). Fig.3 represents comparison of the 21-cm line width for galaxies common in the SFI++ and 2MFGC samples. The line widths measured at the 50% level of peak were corrected for the galaxy disk incline and cosmological widening. In the SFI++ sample the authors also introduced a correction for turbulent motions in galaxies. The solid line in Fig.3 represents the diagonal and the dashed lines are shifted up and down from the diagonal by $3\sigma = 0.098$. Galaxies outside the band ($N=15$) are denoted by their numbers in 2MFGC. On the whole, differences in the data arrays are not large. In some cases (2MFGC 1249, 1685, 17422, 17786) the width differences are

caused by different estimates of galaxy incline angle derived from *J*- or *I*-band isophots. Note, that in spite of some differences in the linewidth correction, we find $\sigma(\Delta \log W^c) = 0.03$, i.e. the *rms* scatter in the corrected linewidths turns out to be 8% only. However, with the TF relation slope of about -7, this equals to the magnitude scatter of $\sigma_{TF} \sim 0^m.2$, which is comparable to a photometric error $\sim 0^m.25$ in the 2MASS sample.

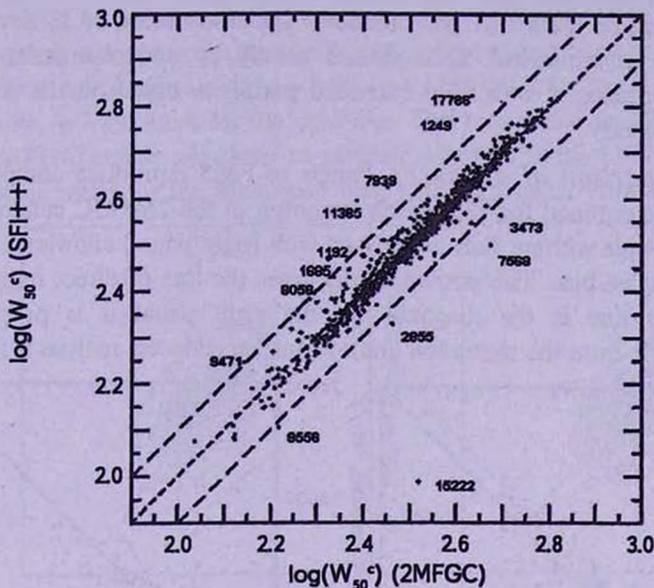


Fig.3. Comparison of corrected line-widths in the SFI++ and 2MFGC samples for 983 common edge-on galaxies. Galaxies outside the 3σ band are marked by their 2MFGC numbers.

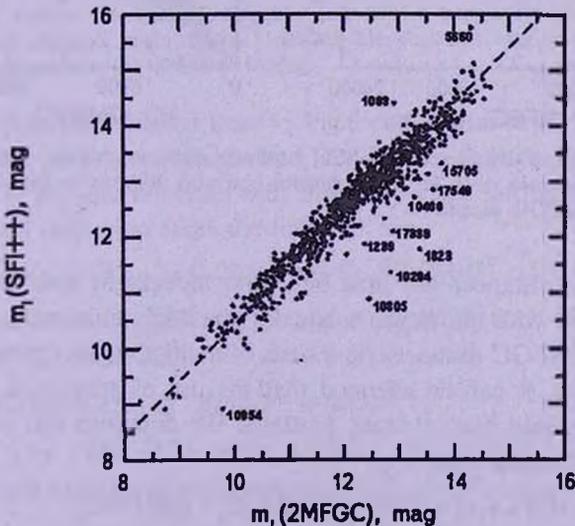


Fig.4. Comparison of corrected *I*-band and *J*-band magnitudes for 983 common galaxies in the considered samples. Deviating galaxies are denoted by their 2MFGC numbers.

Fig.4 demonstrates the relation between apparent magnitudes of 983 common galaxies. The I -band magnitudes corrected for internal and external (Galactic) extinction are taken from [7], and J -band magnitudes corrected only for the Galactic extinction [23] are taken from 2MASS. The regression line $m_I = m_J + 0.412$ is shown in the Figure. The galaxy scatter relative to it is $\sigma_m \sim 0^m.28$. Eleven galaxies with deviations from the straight line exceeding 3σ are denoted by their 2MFGC numbers. The distribution of 11 deviating galaxies looks asymmetrical. It is caused mostly by underestimating total luminosities of galaxies with faint extended periphery based on the shallow 2MASS photometry.

3.2. *Comparison of distances.* Panels of Fig.5 reproduce comparison of distances determined for 983 objects common in the 2MFGC catalog and the SFI++ sample without (left panel) and with (right panel) allowance made for the Malmquist bias. The dashed line denotes the line of direct regression and the solid line is the diagonal (in the right panel it is practically indistinguishable from the regression line). From the adduced analysis it follows

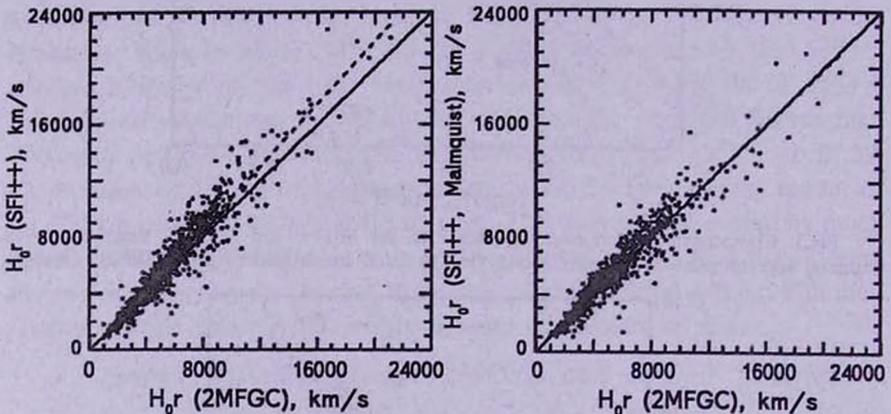


Fig.5. Comparison of distances to 983 SFI++ galaxies calculated without (left panel) and with (right panel) allowance made for the Malmquist bias with distances to the same galaxies calculated for the 2MFGC sample.

that the 2MFGC distances are in a bit better agreement with the SFI++ distances obtained with allowance made for the Malmquist bias. Since we determined the 2MFGC distances on a basis of multiparameter generalization of the TF relation, it can be assumed that the use of additional regressors reduces the Malmquist bias, at least, partially. We note also that in the case of orthogonal regression with

$$H_0 r(\text{SFI}++) = (1.024 \pm 0.005) \cdot H_0 r(2\text{MFGC})$$

the Fisher statistics is equal to 1.8. Comparing this value with the Fisher quantile for the 95% significance level (3.84), we conclude that this hypothesis

may be statistically consistent. In such a case, we have the straight proportion of distances with the *rms* scatter $\sigma(H_0 r) = 840$ km/s and $\rho = +0.95$.

3.3. *Comparison of peculiar velocities.* Two panels in Fig.6 presents comparison of peculiar velocities for 983 common galaxies. Ellipses in the Figure are boundaries of the 95%-probability level, if one accepts the plane distribution of points to be a two-dimensional Gaussian one with averages, dispersions, and a correlation coefficient ρ determined from the observational data. Our calculations yield $\rho = 0.56$, $\sigma = 1110$ km/s for the left diagram and $\rho = 0.59$, $\sigma = 898$ km/s for the right one. This means that peculiar velocities in the 2MFGC sample are closer to peculiar velocities in the SFI++ sample with allowance made for the Malmquist bias, than to peculiar velocities without it.

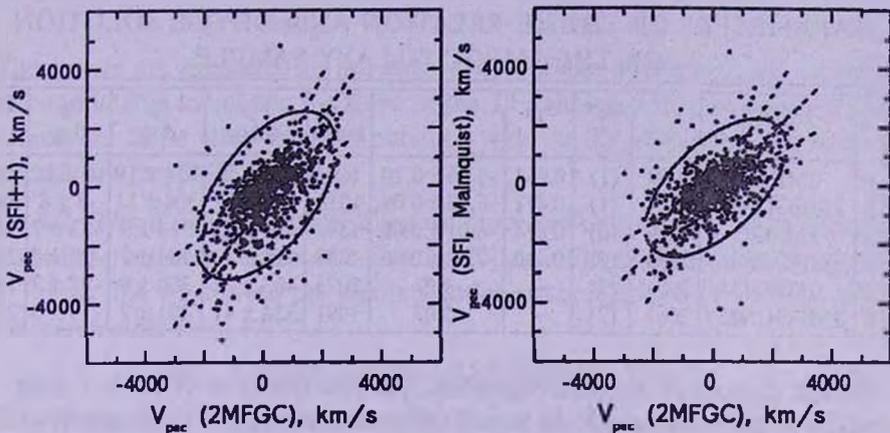


Fig.6. Peculiar velocities obtained from the SFI++ sample without (left panel) and with (right panel) allowance made for the Malmquist bias versus peculiar velocities of the same 983 galaxies derived from the 2MFGC catalog.

The outermost dashed lines in Fig.6 correspond to the direct and inverse regressions, and the middle dashed line denotes the orthogonal regression. In the case of peculiar velocities with allowance made for the Malmquist bias, the orthogonal regression takes the form:

$$V_{pec}(SFI++) = (1.00 \pm 0.04) \cdot V_{pec}(2MFGC) - (230 \pm 28),$$

i.e. the velocities $V_{pec}(SFI++)$ are, on average, 230 km/s less than the peculiar velocities $V_{pec}(2MFGC)$.

4. Parameters of dipole solution.

4.1. *The 2MFGC sample.* Now we use arrays of peculiar velocities V_{pec} to calculate orthogonal components $\vec{V} = (V_x, V_y, V_z)$ of a dipole term of bulk velocity

$$V_{pec,i} = \vec{V} \cdot \vec{e}_i + V_{p,i} \quad (5)$$

by minimizing the sum of squares of a "noise" component V_{pi} of the peculiar velocity (i is the order number of a galaxy in the sample). Here $\bar{e}_i = (\cos l_i \cos b_i, \sin l_i \cos b_i, \sin b_i)$ is a unit vector of direction to galaxy i in the reference related to galactic coordinates l, b . Then we calculate the module V_p and direction l_p, b_p of the bulk motion of galaxies by orthogonal components.

In Table 1 we present for the 2MFGC sample results of calculation of parameters of the dipole solution together with the slope coefficient c_1 of the TF relation (simple or generalized), the *rms* deviation σ_{TF} from the TF relation, the *rms* noise component of the peculiar velocity σ_V and the Fisher significance F of the vector of bulk motion. The fourth column refers to the

Table 1

PARAMETERS OF THE TF RELATION AND DIPOLE SOLUTION
FOR THE 2MFGC GALAXY SAMPLE

n	Sample	N	reg r	σ_{TF}	c_1	σ_V , km/s	V_p , km/s	l_p , deg	b_p , deg	F
1	2MFGC	3074	(1)	0.763	-4.66 ± 0.10	1668	169 ± 56	314 ± 19	-7 ± 15	3.1
2	2MFGC(cln)	2724	(1)	0.471	-6.53 ± 0.08	1018	199 ± 37	304 ± 11	-8 ± 8	9.8
3	2MFGC	3074	(6)	0.874	-6.01 ± 0.09	1892	411 ± 65	314 ± 9	-32 ± 7	14
4	2MFGC(cln)	2676	(6)	0.482	-7.53 ± 0.06	1050	313 ± 39	304 ± 7	-20 ± 5	21
5	2MFGC	3074	(7)	-	-9.07	2073	463 ± 72	300 ± 9	-32 ± 7	14
6	2MFGC(cln)	2663	(7)	-	-9.07	1091	334 ± 41	291 ± 7	-19 ± 5	21

formula number of the used regression. The first two rows of Table 1 present results of calculation with the use of the multiparametric TF relation (1) and eqs. (2) and (3) for the complete ($N=3074$) and cleaned (cln) ($N=2724$) galaxy samples. Recall that the cleaning of data is a sequential deletion of galaxies which either give deviations exceeding 3σ in the TF diagram or lead to unfeasible peculiar velocities exceeding modulo 3000 km/s.

Results of the second row correspond exactly to the dipole solution discussed by us earlier [20]. The coefficients c_i in (1) for the cleaned sample together with their significance according to the Fisher criterion (given in parentheses) turn out to be:

$$\begin{aligned}
 c_0 &= -9.95 \pm 0.43 \text{ (541)}, & c_1 &= -6.53 \pm 0.08 \text{ (6696)}, \\
 c_2 &= 1.17 \pm 0.05 \text{ (466)}, & c_3 &= 0.228 \pm 0.016 \text{ (208)}, \\
 c_4 &= -0.53 \pm 0.07 \text{ (53)}, & c_5 &= 0.016 \pm 0.009 \text{ (3)}.
 \end{aligned}$$

These quantities manifest different statistical significances of the regressors used in the multiparameter TF relation (1).

Then we introduce some variations in the calculation method for the same sample to estimate how much the value and direction of the dipole solution are dependent on the variations.

a) We repeated calculation using the simple TF relation instead of (1)

$$M - 5 \cdot \log(h) = c_0 + c_1 \cdot \log W_{50}^c, \tag{6}$$

where h is the Hubble constant in units of 100 km/s/Mpc. The results are given in rows 3 and 4 of Table 1. Comparing these data with those indicated in the previous rows, we note that the rejection of additional regressors in the TF relation noticeably increases the dipole amplitude and shifts its direction toward lower galactic latitudes. In so doing, the procedure of cleaning excludes somewhat more galaxies (398 instead of 350), and the slope of the TF relation increases.

b) We derived dipole solutions without calculating coefficients of the Tully-Fisher relation by the 2MFGC data, but using the simple TF relation with parameters obtained in [30] for the SFI++ sample:

$$M_J - 5 \cdot \log(h) = -21.00 - 9.07 \cdot (\log W_{50}^c - 2.5). \tag{7}$$

The results are presented in last two rows of Table 1. Surprisingly, in spite of considerable increasing the slope of the TF relation, the dipole parameters turned out to be close to those obtained with the TF relation (6) calibrated directly by the 2MFGC data.

4.2. *The SFI++ sample.* Then we processed data on the SFI++ sample following the scheme accepted before in [20] and [6] with some modifications:

a) At first we derived the dipole solution using a simple TF relation with the parameters from [7]:

$$M_J - 5 \cdot \log(h) = -20.85 - 7.85 \cdot (\log W_{50}^c - 2.5). \tag{8}$$

The results are given in the first two rows of Table 2, where notations are similar to those of Table 1.

b) Then we accepted the TF relation (6) in the manner, which has been applied by us to the 2MFGC sample. Absolute magnitudes and line-width logarithms for the SFI++ sample were taken from Table 2 in [7]. The TF diagrams for the initial ($N=4053$) and cleaned ($N=3695$) samples are shown in lower panels of Fig.2. Results of calculation of parameters of the TF relation

Table 2

PARAMETERS OF THE TF RELATION AND DIPOLE SOLUTION
FOT THE SFI++ GALAXY SAMPLE

n	Sample	N	regr.	σ_{TF}	c_1	σ_V , km/s	V_p , km/s	l_p , deg	b_p , deg	F
1	SFI++	4053	(8)	-	-7.85	1669	358 ± 51	291 ± 9	-3 ± 6	18
2	SFI++(cln)	3674	(8)	-	-7.85	1044	266 ± 34	281 ± 7	-6 ± 6	21
3	SFI++	4053	(6)	0.568	-6.65 ± 0.06	1528	397 ± 46	295 ± 7	-5 ± 5	26
4	SFI++(cln)	3695	(6)	0.394	-7.12 ± 0.04	1012	320 ± 33	288 ± 6	-11 ± 4	32
5	SFI++	3655	(9)	0.555	-6.19 ± 0.07	1338	431 ± 42	294 ± 6	-1 ± 5	42
6	SFI++(cln)	3405	(9)	0.407	-6.87 ± 0.06	977	348 ± 34	287 ± 6	-6 ± 4	40

and the dipole bulk motion are given in the rows 3 and 4 of Table 2. As may be seen, deletion of only 9% of unreliable observational data from the initial sample increases the slope of the TF relation (from 6.65 to 7.12) and considerably decreases dispersion (from $0^m.57$ to $0^m.39$). In so doing, the dipole amplitude decreases noticeably, but its direction remains approximately unchanged.

c) Table 1 in [7] holds various galaxy parameters obtained on a basis of their *I*-band photometry: average surface brightness *SB*, ellipticity of galaxy shape *e*, ratio of isophotal radius to effective one, $r_{23.5}/r_{83L}$ and morphological galaxy type *T* in digital code. All these parameters do not depend on distance (if neglecting the Tolmen effect for surface brightness) and can serve as any equivalents of additional regressors which we used in (1): *SB* is an analog of the index *Jhl*, $1 - e$ is an axial ratio, *T* is an analog of the color index *J-K* and $r_{23.5}/r_{83L}$ is an analog of the concentration index *J*index characterizing a disk/bulge ratio. By analogy with (1) we used the multiparameter TF relation

$$M_I - 5 \cdot \log(h) = c_0 + c_1 \cdot \log W_{corr} + c_2 \cdot \log(1 - e) + c_3 \cdot \log(r_{23.5}/r_{83L}) + c_4 \cdot T \quad (9)$$

applying it to the initial and cleaned SFI++ samples. A number of galaxies fell out of analysis because of lack of additional data for them. Results of our calculation are shown in two last rows of Table 2. The coefficients c_i in the relation (9) for the cleaned sample together with their significance according to Fisher criterion (given in parentheses) turn out to be:

$$\begin{aligned} c_0 &= -3.86 \pm 0.15 \quad (661), & c_1 &= -6.87 \pm 0.05 \quad (13890), \\ c_2 &= -0.421 \pm 0.038 \quad (123), & c_3 &= -0.63 \pm 0.10 \quad (36), \\ c_4 &= -0.0188 \pm 0.0054 \quad (12). \end{aligned}$$

It should be noted that the surface brightness *SB* is found to be a statistically insignificant regressor, and its deletion from (9) actually does not change parameters of the dipole solution. On the whole, introduction of additional regressors slightly decreases the TF relation slope and increases amplitude of bulk motions in the dipole approximation.

5. Discussion and conclusions. In this paper we tried to outline how much the estimates of distances and peculiar velocities of spiral galaxies determined by the Tully-Fisher method depend on features of forming an initial sample and a manner to analyse these data. We considered the two most nowadays-representative samples of spirals which have been compiled on essentially different principles. A number of galaxies that are common for both the samples is sufficiently large ($N=983$) for statistical comparison, but is a small part of the samples themselves. Again, the photometric data used for common galaxies are completely independent. The main results of the comparison can be formulated as follows.

Irrespective to quality of photometric dataset (deep in *I* band and shallow in the 2MASS survey) about 10% of spiral galaxies show considerable deviations

from the main body of the TF relation. Reasons of these deviations can be very various: measurement errors in cases of noisy 21-cm line, uncertain correction for inclination for galaxies with asymmetric structure, unaccurate photometry for low surface brightness objects, confusion of HI signals from two or more galaxies situated within a telescope beam, etc. Most significant deviations fall on dwarf galaxies with their small amplitude of internal motions. Elimination of these 10% of low-quality observational data essentially reduces the dispersion σ_{TF}^2 . The slope of the TF relation therewith increases appreciably.

For the sample of 983 common edge-on galaxies having the median depth of $H_0 r \approx 5700$ km/s their TF distances determined by independent methods show a high degree of agreement with the correlation coefficient $\rho = 0.95$ and the *rms* deviation $\sigma(H_0 r) = 837$ km/s. Herein the account or neglect of the Malmquist bias affects faintly the value ρ . The mutual agreement of the TF distances looks somewhat better with allowance made for the Malmquist bias in the SFI++ sample.

Residual non-Hubble (peculiar) velocities also demonstrate a considerable level of correlation with $\rho = 0.56 - 0.59$; here the second value corresponds to the case when the Malmquist bias was taken into account. Relation between the two datasets of V_{pec} can be expressed by the linear orthogonal regression $V_{pec}(SFI++) = (1.00 \pm 0.04) \cdot V_{pec}(2MFGC) - (230 \pm 28)$ with the *rms* deviation 614 km/s.

As was repeatedly noted, one or another manner to determine TF distances and peculiar velocities for spiral galaxies is acted upon by a number of obvious and hidden selection effects (the Malmquist bias, dependence of the TF parameters on galaxy morphology and environment, probable curvature of the TF relation, ignoring or including in the consideration of dwarf galaxies, etc.). The integral checking for these veiled effects can be a reproducibility of parameters of the peculiar velocity field in the simplest, dipole approximation. Results of determining the amplitude and direction of the dipole component $\{V_B, l_B, b_B\}$ are presented in Tables 1 and 2, where both simple and multiparameter versions of the TF relation for both samples were used. From our analysis it follows that a modification of the TF regression form by means of allowing for the galaxy morphologic type, surface brightness, index of light concentration and apparent axial ratio changes the apex location at the level $(1+2)\sigma$, while amplitude of the bulk motion changes to a greater extent, at the level $(2+3)\sigma$.

Taking into consideration the statistical "goodness" $G = (N/100)^{1/2} / \sigma_{TF}$ of two considered samples ($G = 11.1$ for 2MFGC and $G = 14.3$ for SFI++), we derive the weight-average dipole parameters: $V_B = (297 \pm 23)$ km/s, $l_B = 292^\circ \pm 4^\circ$, $b_B = -12^\circ \pm 3^\circ$. The obtained values are in a satisfactory fit with the estimates $\{V_B, l_B, b_B\}$ derived by MarkIII team [31] and some other samples, with due

regard to their lower goodness. The observed agreement between directions and amplitudes of bulk motions for different samples of spiral galaxies on the scale ~ 6000 km/s allows us assuming that a combined sample of $N \sim 6000$ disk-dominated galaxies (with the expected goodness of $G \sim 20$) will serve as a firm ground for studying in details the local peculiar velocity field.

Acknowledgements. We wish to thank Martha Haynes for fruitful discussions. This work was partly supported by the DFG-RFBR grant 06-02-04017 and the national NASU programme "Cosmomicrophysics".

¹ Astronomical observatory of the Kiev Taras Shevchenko National University, Ukraine, e-mail: kudrya@observ.univ.kiev.ua

² Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Russia, e-mail: ikar@luna.sao.ru

³ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn, Germany

РАССТОЯНИЯ И ПЕКУЛЯРНЫЕ СКОРОСТИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В ВЫБОРКАХ 2MFGC И SFI++

Ю.Н.КУДРЯ¹, В.Е.КАРАЧЕНЦЕВА¹, И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ²,
С.Н.МИТРОНОВА³, В.К.ХАЧМАЙЕР³

Мы сравниваем инфракрасные Талли-Фишер (TF) расстояния и пекулярные скорости, определенные для спиральных галактик из двух наибольших выборок: 2MASS каталога плоских галактик, 2MFGC и The Arecibo General Catalog с фотометрией в I -полосе, SFI++. Эти выборки содержат пекулярные скорости для ~ 3000 и ~ 4000 объектов соответственно. Основываясь на подвыборке ~ 1000 общих сильно наклоненных галактик, мы пришли к следующим выводам. Независимо от высокого (SFI++) и низкого (2MFGC) качества фотометрических данных, в обеих выборках доля галактик, которые сильно отклоняются от TF зависимости, составляет $\sim 10\%$. После их исключения стандартные TF отклонения уменьшаются до $0^m.47$ (2MFGC) и $0^m.40$ (SFI++). TF расстояния, определенные для этих двух выборок, показывают высокую степень взаимного согласия с коэффициентом корреляции $\rho = +0.95$ и стандартным отклонением $\sigma(H_0 r) = 837$ км/с. Пекулярные скорости галактик также скоррелированы с $\rho = 0.56 - 0.59$ и $\sigma(V_{pec}) = 610$ км/с. Мы нашли, что параметры коллективного движения 2MFGC и SFI++ галактик мало чувствительны к различным модификациям TF зависимости. На типичном масштабе $H_0 r = 5700$ дипольное решение

для обеих выборок характеризуется амплитудой $V = (297 \pm 23)$ км/с и направлением $\{l = 292^\circ \pm 4^\circ, b = -12^\circ \pm 3^\circ\}$.

Ключевые слова: *галактики:спиральные.расстояния.пекулярные скорости*

REFERENCES

1. *R.B.Tully, J.P.Fisher*, *Astron. Astrophys.*, **54**, 661, 1977.
2. *P.J.E.Peebles*, *The Large-Scale Structure of the Universe* (Princeton University Press), 1980.
3. *M.Strauss, J.A.Willick*, *Phys. Reports*, **261**, 271, 1995.
4. *A.Dekel*, In *ASP Conf. Ser. 201, Cosmic Flows: Toward an Understanding of Large-Scale Structure*, eds. S.Courteau, M.A.Strauss, J.A.Willick, San Francisco, ASP, 420, 1999.
5. *S.Zaroubi*, In *Cosmic flows: Review of Recent Developments, The Proceeding of the XIIIrd Rencontres de Blois "Frontiers of the Universe"*, ed. L.M.Celniker et al, 65, 2001.
6. *Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, S.N.Mitronova, W.K.Huchtmeier*, *Astronomy Letters*, **32**, 73, 2006.
7. *C.M.Springob, K.L.Masters, M.P.Haynes, R.Giovanelli, C.Marinoni*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **172**, 595, 2007.
8. *M.Aaronson, J.P.Huchra, J.R.Mould*, *Astrophys. J.*, **229**, 1, 1979.
9. *M.Aaronson, J.R.Mould, J.P.Huchra*, *Astrophys. J.*, **237**, 655, 1980.
10. *M.Aaronson, J.Huchra, J.Mould, P.L.Schechter, R.B.Tully*, *Astrophys. J.*, **258**, 64, 1982.
11. *S.P.Bamford*, preprint astro-ph/0210227, 2002.
12. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, S.L.Parnovsky*, *Astron. Nachr.*, **314**, 97, (FGC) 1993.
13. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, Yu.N.Kudrya, M.E.Sharina, S.L.Parnovsky*, *Bull. Spec. Astroph. Obs.*, **47**, 5, (RFGC) 1999.
14. *I.D.Karachentsev*, *Astron. J.*, **97**, 1566, 1989.
15. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, Yu.N.Kudrya, D.I.Makarov, S.L.Parnovsky*, *Bull. Spec. Astroph. Obs.*, **50**, 5, 2000.
16. *Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev et al.*, *Astron. Astrophys.*, **407**, 889, 2003.
17. *R.M.Cutri, M.F.Skrutski*, *BAAS*, **30**, 1374, 1998.
18. *T.H.Jarrett, T.Chester, R.Cutri et al.*, *Astron. J.*, **119**, 2408, 2000.
19. *S.N.Mitronova, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, T.H.Jarrett, Yu.N.Kudrya*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, **57**, 5, (2MFGC) 2004.
20. *I.D.Karachentsev, Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, S.N.Mitronova*, *Astrophysics*, **49**, 450, 2006.

21. *W.K.Huchtmeier, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, Yu.N.Kudrya, S.N.Mitronova*, *Astron. Astrophys.*, **435**, 459, 2005.
22. *S.N.Mitronova, W.K.Huchtmeier, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, Yu.N.Kudrya*, *Astronomy Letters*, **31**, 501, 2005.
23. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeier, M.Davis*, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.
24. *A.Kogut, C.Lineweaver, G.F.Smoot et al.*, *Astrophys. J.*, **419**, 1, 1993.
25. *D.S.Mathewson, V.L.Ford, M.Buchhorn et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **81**, 413, 1992.
26. *D.S.Mathewson, V.L.Ford*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **107**, 97, 1996.
27. *A.Lauberts*, *ESO-Uppsala survey of the ESO(B) Atlas*, Munich, ESO, 1982.
28. *P.Nilson*, *Uppsala General Catalog og Galaxies* (Uppsala: Astron. Obs. Pub.), 1973.
29. *M.P.Haynes, R.Giovanelli, J.J.Salzer et al.*, *Astron. J.*, **117**, 1668, 1999.
30. *K.L.Masters, C.M.Springob, J.P.Huchra*, *Astron. J.*, **135**, 1738, 2008.
31. *J.A.Willick, S.Courteau, S.M.Faber et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **109**, 333, 1997.

THE LUMINOSITY DEPENDENCE OF CLUSTERING PROPERTIES OF LUMINOUS RED GALAXIES (LRGs)

Xin-Fa Deng, Ji-Zhou He, Jun Song, Xiao-Xia Qian, Ping Wu

Received 17 October 2008

Accepted 29 April 2009

From the approximately volume-limited Luminous Red Galaxy (LRG) sample of the Sloan Digital Sky Survey Data Release 6 (SDSS DR6), we construct three LRG samples with different luminosity, which have the nearly same number density, to investigate the luminosity dependence of clustering properties of LRGs. We preferentially conclude that the luminosity dependence of clustering properties of galaxies is fairly complicated, and that there is no single tendency for clustering properties of galaxies to change with luminosity.

Key words: galaxies; fundamental parameters

1. *Introduction.* It is widely accepted that galaxies with different luminosities cluster differently: luminous galaxies exhibit stronger clustering than faint galaxies [1-11]. In the past, correlation function was the most popular method for investigating this issue. Norberg et al. [8] measured the projected two-point correlation function of galaxies in a series of volume-limited samples drawn from the 2dFGRS, each with different absolute magnitude and redshift limits, and found that the clustering amplitude increases slowly with absolute magnitude for galaxies fainter than $M_{BJ}^* - 5\log_{10} h = -19.7$ (Folkes et al. [12]), but rises more strongly at higher luminosities, and that the slope of the best-fitting power law correlation function is independent of luminosity. Norberg et al. [8] further demonstrated the robustness of this study in two ways. First, they calculated the correlation function of galaxies in three disjoint absolute magnitude bins measured in the same volume (subject to the same large-scale structure fluctuations). A clear increase in clustering amplitude was found for the brightest galaxies in the volume (see Fig.1a of [8]). Secondly, they also explored the correlation function of galaxies in a fixed luminosity bin, but using samples taken from different volumes and gave consistent results (see Fig.1b of [8]). These results showed that the difference of clustering of galaxies in a series of volume-limited samples is due to their luminosity difference, not to different volumes, establishing the dependence of clustering on galaxy luminosity. Using SDSS data, Zehavi et al. [10,11] got the same conclusions. Zehavi et al. [13] investigated the intermediate-scale (0.3 to $40 h^{-1}$ Mpc) clustering of 35000 luminous early-type galaxies in the redshift region $0.16 \leq z \leq 0.44$ from the Sloan Digital Sky Survey and found

that clustering properties are dependent on the luminosity, more luminous LRGs being yet more strongly clustered. But using correlation function, we can not clearly understand the geometry of the distribution of galaxies. Maybe, we should try some new methods and use different galaxy samples, in order to get more informations about the luminosity dependence of clustering properties. Some works studied how the filaments depend on galaxy properties (Pandey & Bharadwaj [14-16]). Pandey & Bharadwaj [14] showed that the degree of filamentarity exhibits a luminosity dependence with the brighter galaxies having a more concentrated and less filamentary distribution as compared to the faint ones.

Cluster analysis (Einasto et al. [17]) is a method which has been widely applied to study the geometry of point samples and is more sensitive to the geometry of the distribution of galaxies. By this method, the galaxy sample can be separated into isolated galaxies, close double and multiple galaxies, galaxy groups or clusters and even superclusters which consist of clusters and strings of galaxies. Galaxy strings form bridges between superclusters and join all superclusters to a single infinite network. From the apparent-magnitude Main galaxy sample (Strauss et al. [18]) of the Sloan Digital Sky Survey Data Release 6 (SDSS DR6) (Adelman-McCarthy et al. [19]), Deng et al. [20] constructed three volume-limited samples with different luminosity and performed comparative studies of clustering properties between them, using cluster analysis. It is found that the luminosity dependence of clustering properties does not exhibit a single trend, which is different between samples fainter than the characteristic luminosity M^* of the Schechter luminosity function and ones brighter than M^* . In the galaxy samples brighter than M^* , the brighter galaxies have a more concentrated and less filamentary distribution as compared to the faint ones. But when performing comparative studies of the luminosity dependence of clustering properties between the sample fainter than M^* and the one brighter than M^* , an opposite trend is found.

The SDSS galaxy data contains two interesting samples: the Main galaxy sample [18] and the Luminous Red Galaxy (LRG) sample [21]. Main galaxies mostly are located within the redshift interval $0.02 \leq z \leq 0.2$, while LRGs are at higher redshift, intrinsically red and luminous early-types. In this study, we still use cluster analysis and investigate the luminosity dependence of clustering properties of Luminous Red Galaxies. Our paper is organized as follows. In section 2 we describe the data used. The cluster analysis is discussed in section 3. In section 4 we investigate the luminosity dependence of clustering properties of Luminous Red Galaxies. Our main results and conclusions are summarized in section 5.

2. Data. The Sloan Digital Sky Survey (SDSS) is one of the largest astronomical surveys to date. Many of the survey properties were discussed in

detail in the Early Data Release paper [22]. Galaxy spectroscopic target selection was implemented by two algorithms. The Main galaxy sample [18] comprises galaxies brighter than $r_{\text{petro}} < 17.77$, where r_{petro} is the apparent r -band Petrosian magnitude. This sample has a median redshift of 0.10. The Luminous Red Galaxy algorithm [21] selects galaxies to $r_{\text{petro}} < 19.5$ that are likely to be luminous early-types, based on their observed colors. In our work, the data was downloaded from the Catalog Archive Server of SDSS Data Release 6 [19] by the SDSS SQL Search (<http://www.sdss.org/dr6/>).

Eisenstein et al. [21] strongly advised the researcher that LRGs should be selected at $z > 0.15$ and showed that the LRG sample appears to have approximately constant passively evolved selection, physical size and comoving number density out to $z \approx 0.4$. From this, the LRG sample can be called a approximately volume-limited one. Thus, we extract all LRGs with the redshift $0.16 \leq z \leq 0.4$ (with SDSS flag: `Primtarget_Galaxy_Red`, redshift confidence level: $z_{\text{conf}} > 0.95$) and construct an approximately volume-limited sample which contains 77148 LRGs. This sample is therefore the lower redshift regime of the LRGs and does not extend into the $z > 0.4$ regime of just brighter objects.

We suspect that when comparing samples with different number density, the difference of number density of samples may result in the difference of clustering properties between samples, even if dimensionless radii are used to express distances. This is not a physical effect. Thus, across different luminosity ranges, we construct three samples with the nearly same number density, labeled S1 to S3. S1 contains 25419 LRGs with the luminosity range $M_g \geq -21.96$, S2 includes 26169 LRGs with the luminosity range $-22.22 \leq M_g < -21.96$, S3 has 25560 LRGs with the luminosity range $M_g < -22.22$.

Because the LRG sample spans a wide range of redshifts, the interpretations of the sample often require the application of K -corrections and stellar population evolution corrections ($K+e$ corrections) for comparison of photometry at different redshifts. Following Appendix B of Eisenstein et al. [21], we use the measured redshift and the observed r_{petro} magnitude to construct the rest-frame, passively evolved g_{petro} absolute magnitude M_g . In this paper, we have selected the "nonstar-forming" model presented in Appendix B (which describes the $K+e$ correction procedure) of Eisenstein et al. [21] and normalized to M_g at $z=0$.

In calculating the distance we used a cosmological model with a matter density $\Omega_0 = 0.3$, cosmological constant $\Omega_\Lambda = 0.7$ and Hubble constant $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ with $h = 0.7$.

3. *Cluster analysis.* Cluster analysis [17] used here is actually the friends-of-friends algorithm by which the galaxy sample can be separated into individual systems at a given neighbourhood radius R . Starting from one galaxy of the sample, we search all galaxies within a sphere of radius R around it and call these close galaxies "friends". These "friends" and the starting galaxy

are considered belonging to the same system. Around new neighbours, we continue above procedure using the rule "any friend of my friend is my friend". When no more new neighbours or "friends" can be added, then the procedure stops and a system is identified. Apparently, at small radii, most systems are some isolated single galaxies, the rest being close double and multiple galaxies. At larger radii groups and clusters of galaxies and even superclusters will be formed. Superclusters are the largest non-percolating galaxy systems which contain clusters and groups of galaxies with their surrounding galaxy filaments (Einasto et. al [23-26]). By selecting different neighbourhood radii, we can probe the structures at different scales.

The mean density of galaxies is $\bar{\rho} = N/V$ (N is the number of galaxies contained in the volume V). The Poisson radius (radius of the sphere with unit population) is $R_0 = (3/4\pi\bar{\rho})^{1/3}$. To compare samples with different number density we express all distances in dimensionless radii $r = R/R_0$. Poisson radii (comoving distance) are 28.25 Mpc for the S1 sample, 27.98 Mpc for the S2 sample and 28.20 Mpc for the S3 sample.

4. *Luminosity dependence of clustering properties.* According to the analysis of Einasto et al. [17], maximum lengths of the systems can be calculated by three different methods. In this study, the maximal length of a system is defined as the maximum distance between members of this system. The largest system has the longest one, but it often is not the richest system which contains the most member galaxies. Fig.1 shows the galaxy number N_{max} of the richest system and the maximal length D_{max} of the largest system as a function of the dimensionless radius r for three LRG samples with different luminosity. As Deng et al. [27], we define $L_0 = V^{1/3}$ (the edge length of the cube) as the rough estimate of the edge length of the sample volume V and express the maximal length of the largest system as dimensionless length $d_{max} = D_{max}/L_0$. The edge length L_0 of our LRG sample is 1339.10 Mpc. In the volume-limited Main galaxy sample, Deng et al. [20] did not find significant tendency for the galaxy number N_{max} of the richest system and the maximal length D_{max} of the largest system to change with luminosity. But in the LRG sample we note that richer and larger systems can be more easily formed in the S1 sample containing the faintest LRGs. In the dimensionless radius region $r \leq 0.8$, the LRG systems identified by cluster analysis consist mostly of isolated galaxies, close double and multiple galaxies and few systems form groups. At dimensionless radius $r=0.8$, the richest system contains 49 LRGs in the S1 sample, 27 LRGs in the S2 sample and 51 LRGs in the S3 sample; the maximal length of the largest system is 159.47 Mpc in the S1 sample, 143.51 Mpc in the S2 sample and 162.42 Mpc in the S3 sample. Even at dimensionless radius $r=1.0$ (if the distribution of galaxies is uniform, all galaxies merge into a huge network at this radius), the richest system only contains 212 LRGs in the S1 sample, 127 LRGs in the S2 sample and 100 LRGs in the

S3 sample; the maximal length of the largest system is 398.29 Mpc in the S1 sample, 374.28 Mpc in the S2 sample and 358.87 Mpc in the S3 sample, while in the volume-limited Main galaxy samples with different luminosity, Deng et al. [20] found that the richest and largest systems identified at dimensionless radius $r=0.70$ already are huge clusters. This indicates that LRGs show stronger clustering on smaller scales, which is in accord with the analysing results of correlation function [13,28]. The observed features of the galaxy distribution are undoubtedly important constraints on the models for the formation and evolution of the universe. Geller and Huchra [29] indicated that the cold dark matter model can successfully explain the clustering of galaxies on scales $\leq 10 h^{-1}$ Mpc and the qualitative appearance of the large-scale galaxy distribution. However, the occurrence of super-large-scale structure in the distribution of galaxies is a serious challenge to the cold dark matter model. Geller and Huchra [29] claimed that hot dark matter model may be a good

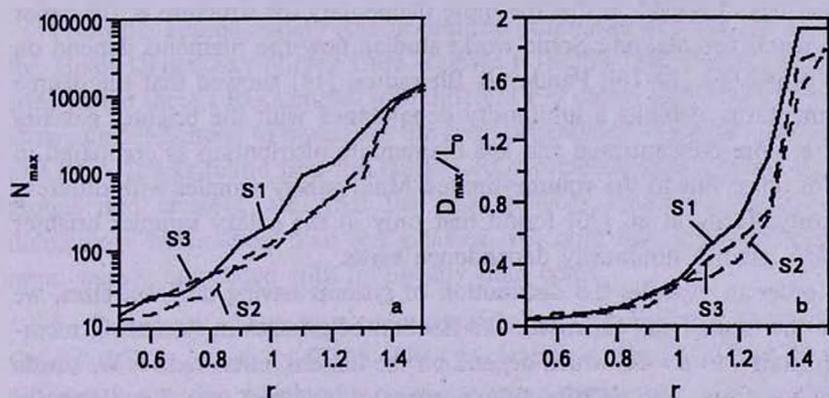


Fig.1. Clustering properties for the S1, S2 and S3 samples: a) the galaxy number N_{\max} of the richest system, b) the maximal length D_{\max}/L_0 of the largest system, as a function of the dimensionless radius r .

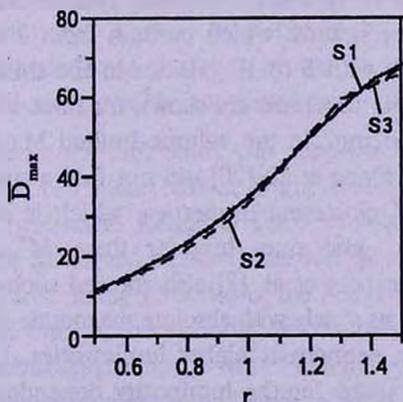


Fig.2. Average size of systems as a function of the dimensionless radius r for the S1, S2 and S3 samples.

alternative.

Fig.2 shows the average size of the systems (not including isolated galaxies) vs. dimensionless radii for LRG samples with different luminosity. The average size of the systems as a function of the dimensionless radius r is nearly the same for LRG samples with different luminosity.

With increasing neighbourhood radius various systems merge into strings and later into a string network. At a certain critical radius r_c , called the percolation radius, the largest string system reaches opposite sidewalls of the sample. In this study, the percolation radius r_c is defined as the radius at which the maximal length D_{max} of the largest system approximate to the edge length L_{\square} : $r_c \approx 1.30$ for the S1 sample, $r_c \approx 1.32$ for the S2 sample and $r_c \approx 1.34$ for the S3 sample. There is a weak dependence of the percolation radius on the luminosity. As indicated in Einasto et al. [17], the percolation radius depends on two factors: the degree of clustering and the degree of concentration to the strings. It is evident that the more filamentary the structure is, the easier it is to reach percolation.. Some works studied how the filaments depend on galaxy properties [14-16]. Pandey & Bharadwaj [14] showed that the degree of filamentarity exhibits a luminosity dependence with the brighter galaxies having a more concentrated and less filamentary distribution as compared to the faint ones. But in the volume-limited Main galaxy samples with different luminosity, Deng et al. [20] found that only in the galaxy samples brighter than M^* , such a luminosity dependence exists.

In order to describe the distribution of systems having different sizes, we analyse the multiplicity functions: the fraction of galaxies in systems of membership from n to $n + dn$, which depend on the dimensionless radii r . We divide the interval from 1 to N (the total number of galaxies) into 7 subintervals: $n = 1$; $2 \leq n < 5$; $5 \leq n < 20$; $20 \leq n < 50$; $50 \leq n < 100$; $100 \leq n < 200$; $n \geq 200$ and then construct histograms of the multiplicity functions at different radii ($r=0.7$, $r=0.8$, $r=0.9$). In each histogram, systems which contain one galaxy are in the first bin, systems which contain from 2 to 4 galaxies are in the second bin, systems with 5 to 19 galaxies in the third bin and so on.

In Fig.3, the multiplicity functions are shown for three samples. The (1σ) error bars are Poissonian errors. In the volume-limited Main galaxy samples with different luminosity, Deng et al. [20] did not find a single trend for the luminosity dependence of clustering properties, which is different between samples fainter than M^* and ones brighter than M^* . The studies of correlation function by Norberg et al. [8] also showed such a difference: the clustering amplitude increases slowly with absolute magnitude for galaxies fainter than M^* , but rises more strongly at higher luminosities. In this study, we still do not find a single trend for the luminosity dependence of clustering properties of LRGs. May be, the luminosity dependence of clustering properties

of galaxies is fairly complicated. There is no single tendency for clustering properties of galaxies to change with luminosity.

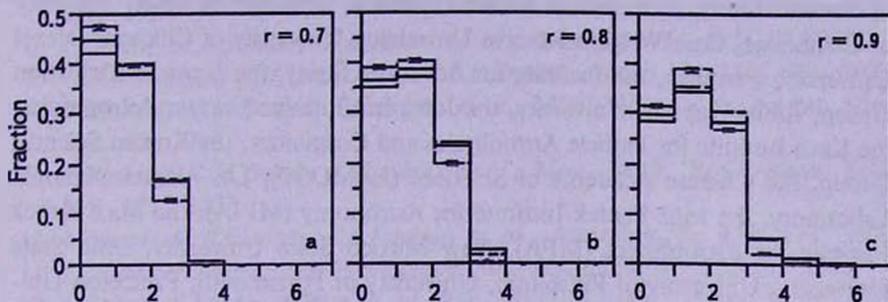


Fig.3. Histograms of multiplicity functions for the S1, S2 and S3 samples at different radii. a) at $r=0.7$. b) at $r=0.8$. c) at $r=0.9$. The error bars for the S2 sample are 1σ Poissonian errors. Error bars for the S1 and S3 samples are omitted for clarity.

From the approximately volume-limited Luminous Red Galaxy sample of the Sloan Digital Sky Survey Data Release 6 (SDSS DR6), Deng et al. [30] constructed three LRG samples with different $g-r$ color, which have the nearly same number density, to investigate the color dependence of clustering properties of LRGs. It was found that the bluest LRGs preferentially inhabit the dense groups and clusters, and that the blue galaxies seemingly have a more filamentary distribution than red galaxies. We note that galaxy clustering is more weakly correlated with luminosity than color.

5. *Summary.* From the approximately volume-limited Luminous Red Galaxy (LRG) sample of SDSS DR6, we construct three LRG samples with different luminosity, which have the nearly same number density, to investigate the luminosity dependence of clustering properties of LRGs. It is found that richer and larger systems can be more easily formed in the faintest sample. Our results also seemingly show that there is a weak dependence of the percolation radius on the luminosity. As seen from Fig.3, there is no a single trend for the luminosity dependence of clustering properties of LRGs. We also note that galaxy clustering is more weakly correlated with luminosity than color.

Acknowledgements. Our study was supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC, Grant 10863002) and also supported by the Program for Innovative Research Team of Nanchang University.

Funding for the SDSS and SDSS-II has been provided by the Alfred P.Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, the US Department of Energy, the National Aeronautics and Space Administration, the Japanese Monbukagakusho, the Max Planck Society and the Higher Education Funding Council for England. The SDSSWeb site is <http://www.sdss.org>.

The SDSS is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions. The Participating Institutions are the American Museum of Natural History, Astrophysical Institute Potsdam, University of Basel, University of Cambridge, Case Western Reserve University, University of Chicago, Drexel University, Fermilab, the Institute for Advanced Study, the Japan Participation Group, Johns Hopkins University, the Joint Institute for Nuclear Astrophysics, the Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology, the Korean Scientist Group, the Chinese Academy of Sciences (LAMOST), Los Alamos National Laboratory, the Max Planck Institute for Astronomy (MPIA), the Max Planck Institute for Astrophysics (MPA), New Mexico State University, Ohio State University, University of Pittsburgh, University of Portsmouth, Princeton University, the US Naval Observatory and the University of Washington.

School of Science, Nanchang University, Jiangxi,
China, e-mail: xinfadeng@yahoo.com.cn

ЗАВИСИМОСТЬ ОСОБЕННОСТЕЙ СКУЧИВАНИЯ ЯРКИХ КРАСНЫХ ГАЛАКТИК ОТ СВЕТИМОСТИ

ХИН-ФА ДЕНГ, ДЖИ-ШУ ХЕ, ДЖАН СОНГ,
ХИАО-ХИА КИАН, ПИНГ ВУ

Используя пространственно ограниченную выборку Ярких Красных Галактик (ЯКГ) из обзора SDSS DR6, составлены три ЯКГ выборки с различными светимостями, которые имеют примерно одинаковую плотность. Указанные выборки используются для исследования зависимости особенностей скучивания ЯКГ от светимости. Делается заключение, что эта зависимость довольно сложная и нет единой тенденции для ее изменения со светимостью.

Ключевые слова: *галактики:основные параметры*

REFERENCES

1. *M.Davis, A.Meiksin, M.A.Strauss et al.*, *Astrophys. J.*, 333, L9, 1988.
2. *A.J.S.Hamilton*, *Astrophys. J.*, 331, L59, 1988.
3. *S.D.M.White, R.B.Tully, M.Davis*, *Astrophys. J.*, 333, L45, 1988.

4. *C.Park, M.S.Vogeley, M.J.Geller, J.P.Huchra*, *Astrophys. J.*, 431, 569, 1994.
5. *J.Loveday, S.J.Maddox, G.Efstathiou, B.A.Peterson*, *Astrophys. J.*, 442, 457, 1995.
6. *L.Guzzo, M.A.Strauss, K.B.Fisher et al.*, *Astrophys. J.*, 489, 37, 1997.
7. *C.N.A.Willmer, L.N. da Costa, P.S.Pellegrini*, *Astron. J.*, 115, 869, 1998.
8. *P.Norberg, C.M.Baugh, E.Hawkins et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 328, 64, 2001.
9. *P.Norberg, C.M.Baugh, E.Hawkins et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 332, 827, 2002.
10. *I.Zehavi, M.R.Blanton, J.A.Frieman et al.*, *Astrophys. J.*, 571, 172, 2002.
11. *I.Zehavi, Z.Zheng, D.H.Weinberg et al.*, *Astrophys. J.*, 630, 1, 2005.
12. *S.Folkes, S.Ronen, I.Price et al.* (the 2dFGRS team), *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 308, 459, 1999.
13. *I.Zehavi, D.J.Eisenstein, R.C.Nichol et al.*, *Astrophys. J.*, 621, 22, 2005.
14. *B.Pandey, S.Bharadwaj*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 372, 827, 2006.
15. *B.Pandey, S.Bharadwaj*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 377, L15, 2007.
16. *B.Pandey, S.Bharadwaj*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 387, 767, 2008.
17. *J.Einasto, A.A.Klypin, E.Saar et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 206, 529, 1984.
18. *M.A.Strauss, D.H.Weinberg, R.H.Lupton et al.*, *Astron. J.*, 124, 1810, 2002.
19. *J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agueros, S.S.Allam et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 175, 297, 2008.
20. *X.F.Deng, J.Z.He, Y.Xin et al.*, *IJMPD*, submitted, 2008.
21. *D.J.Eisenstein, J.Annis, J.E.Gunn et al.*, *Astron. J.*, 122, 2267, 2001.
22. *C.Stoughton, R.H.Lupton, M.Bernardi et al.*, *Astron. J.*, 123, 485, 2002.
23. *M.Einasto, J.Einasto, E.Tago et al.*, *Astron. J.*, 122, 2222, 2001.
24. *J.Einasto, M.Einasto, E.Saar et al.*, *Astron. Astrophys.*, 459, L1, 2006.
25. *J.Einasto, M.Einasto, E.Saar et al.*, *Astron. Astrophys.*, 462, 397, 2007.
26. *J.Einasto, M.Einasto, E.Tago et al.*, *Astron. Astrophys.*, 462, 811, 2007.
27. *X.F.Deng, S.Y.Zou, J.Z.He et al.*, *AN*, 329, 69, 2008.
28. *D.J.Eisenstein, M.Blanton, I.Zehavi et al.*, *Astrophys. J.*, 619, 178, 2005.
29. *M.J.Geller, J.P.Huchra*, *Science*, 246, 897, 1989.
30. *X.F.Deng, J.Z.He, C.H.Luo et al.*, *Astrophys. J.*, submitted, 2008.

OBSERVATIONAL EVIDENCES OF MULTIPLE SHOCK WAVES IN X-RAY SELECTED BL LACERTAE OBJECTS

B.Z.KAPANADZE

Received 21 November 2008

Accepted 29 April 2009

The results of optical *R*-band photometry of three X-ray selected BL Lacertae objects IES 0502+675, IES 0806+524 and IES 1959+650 from the Einstein Slew Survey are presented. The observations are performed during 1997-2006 with 70-cm meniscus type telescope of Abastumani Astrophysical Observatory. The objects show clear long-term variability with timescales of 1-3 years without evident periodicity. Main results consist in the discovery of multiple-peak structures on historical lightcurves as predicted theoretically on basis of the assumption that long-term variability of blazars are triggered by ultrarelativistic shock waves propagating through their jets. They are the direct evidence of existence of reverse shocks besides the main one arisen by a single disturbance. Two-peak maxima are found for IES 0502+675 and IES 0806+524. More complicated structure shows IES 199+650 - a maximum with four consequent peaks. Relative strengths of main and reverse shocks are mainly equal according to the shape of respective peaks. Brightness dip between them is in average 60% less than in case of consequent main shocks. Optical maximum epochs, covered well by the observations, show that main shocks are either not always accompanied by reverse ones or the later aren't always enough strong to be discovered by the observations.

Key words: BL Lacertae objects - individual: IES 0502+675:
IES 0806+524: IES 1959+650

1. *Introduction.* Blazars are the most extreme class of Active Galactic Nuclei. The term "Blazar" was introduced three decades ago by Ed Spiegel in order to denote the objects which come forward with following characteristics (e.g. [1]): a) strong radio emission; b) smooth spectra, featureless or with very weak lines with equivalent width less than 5 \AA [2] except for the occasional presence of strong quasar emission lines; c) violent variability throughout all the spectral diapasons; d) strong and variable polarization especially in the optical range; e) most of them have been proven to possess highly relativistic jets with apparent superluminal motion. Besides, blazars come forward as γ -loud objects - the bulk of identified TeV sources are blazars [3].

Blazars are divided into BL Lacertae objects and Flat Spectrum Radio Quasars (FRSQs). They are found to be the active galactic nuclei of bright ($M_R \sim -23^m.1$), large ($r_e \sim 7 \text{ kpc}$) and fairly round ($\epsilon = 0.1 - 0.3$) elliptical galaxies (e.g. [4], [5]), whose bulk properties do not differ significantly from the population of inactive giant ellipticals. The central engine is assumed to be a supergiant black hole with masses of $\sim 10^7 - 10^8 M_\odot$ (e.g. [6]). It's generally

accepted that one of blazar jets is pointed towards the observer, so, in fact, we are able to observe only its nonthermal emission. Relativistically hot, magnetized plasma, collimated into the jets, should flow outward with speeds up to at least $0.995c$ [7]. Presumably, an oppositely directed jet should emanate from blazar nucleus, but it's invisible for us [7]. Emission lines with equivalent width in excess of 5 \AA have been detected several times ([8-10]) suggesting that blazars should possess a broad line region (BLR), but it would be usually obscured by the beamed synchrotron emission of the jet.

The spectral energy distributions (SEDs) of blazars are characterized by a double-peak structure. The peak at lower energies (from radio through UV or X-rays) is generally explained by Doppler-boosted synchrotron radiation from relativistic electrons in a jet which is closely aligned to the line of sight, while the high frequency bump (MeV-TeV energy range) is produced by inverse Compton scattering from the same electron population interacting either with the synchrotron photons (SSC, Synchrotron-Self Compton models, e.g.[11]) or with other photons that originated in the local environment (ERC, External Radiation Compton models, [12]).

Depending on the position of low-energy peak, one divides BL Lacertae objects into LBLs (low-frequency peaked BL Lac) and HBLs (high-frequency peaked BL Lacs). LBLs are intermediate between the FSRQs and HBLs, having much higher bolometric luminosities, when the latter are the least luminous among blazars [13]. The peak of their low-frequency component is located at IR or optical wavelengths, their high-frequency component peaks at several GeV, and the γ -ray output is of the order of or slightly higher than the level of the low-frequency emission [14]. Above mentioned two peaks are situated at relatively high UV/X-ray and GeV/TeV energies for XBLs. It's notable that most of the detected TeV blazars (16 of 17) belong to HBLs [15].

One of the key blazar characteristics is their violent variability. The time-scales of optical variability are broadly divided into 3 classes: intra-day variability (IDV) or micro-variability, short term outbursts and long term trend. Short term outburst and long term trends can have time scales range from few weeks to several months and several months to years, respectively [16].

Long-term outbursts could be triggered by an increase in the accretion rate provoking formation and downstream propagation shock waves[13]. It's inherent to shock waves to decelerate supersonic flows to subsonic velocities [7]. A forward shock decelerates the downstream fluid, overtaken the energy from it (in the rest frame of shock front). Consequently, shock front propagates supersonically relative to downstream fluid. A reverse shock, on other hand, slows high-velocity upstream fluid entering the shocked region from behind down to subsonic speeds, as measured in the frame of reverse shock front. The reverse shock front propagates downstream, but more slowly than does either

the forward shock front or the upstream, unshocked gas. A given disturbance can have only a forward shock or both a forward and a reverse shock, with the relative strength of the shocks depending on the details of time-variable flow. One or more reverse shocks separate very rapidly flowing, rarefied gas from slower but denser and higher pressured material behind a forward shock. The structure is therefore complex and blazar lightcurve should reflect this occasion to some extent. According to Marscher [7], it's therefore possible to deal with bumps and even multiple peaks on lightcurves (plus flattening of the spectrum near the peak because of presence of multiple components) even if there has only been a single disturbance in the jet.

The direct evidences of multiple shocks are found for three XBLs during the optical monitoring of their variability behaviour at Abastumani Astrophysical Observatory.

2. *The sample.* Our sample belongs to the Einstein Slew Survey [17]. These objects discovered in 1980 by Einstein (HEAO2) X-ray satellite operating in a "slow" mode. Their optical identification, as BL Lacertae objects, was made

Table 1

LIST OF TARGET OBJECTS WITH POSITIONS AND REDSHIFTS

Object	α_{2000}	δ_{2000}	z	Reference
1ES 0502+675	05:07:56.18	+67:37:24.3	0.314	[18]
1ES 0806+524	08:09:49.19	+52:18:58.4	0.138	[19]
1ES 1959+650	19:59:59.8522	+65:08:54.668	0.048	[18]

* <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-fid>

by Shachter et al. [20], using the spectra obtained with Michigan/Darhmouth/MIT 1.3 telescope. Optical spectra of our sample was later obtained with 2.1m telescope of Kitt Peak National Observatory. The spectra exhibited very weak absorption features, allowing to determine the redshifts of the blazars [18,19].

1ES0502+675 was observed by Hubble Space Telescope (03/02/96; 740 second exposition, [19]). At such resolution, the object is clearly double, with separation of only 0".33 and surrounded by a galaxy. A careful comparison of the two radial profiles showed that the brighter object is more extended than the fainter one. Even at HST resolution the alleged companion is unresolved. Optical spectra of 1ES 0502+675 and their companions were obtained again on 2001 March 9 with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) [21]. The companion object spectra with their absorption features indicate that it is a star of intermediate spectral type (likely F or G), leading to an idea that we deal with foreground galactic star projection. 1ES 0806+524 consists of a nucleus surrounded by a bright elliptical galaxy. An unusual thing is the large arc-like structure 1".93 south of the nucleus[19]. 1ES 1959+650 is hosted by

an elliptical galaxy plus a point source. Some small deviations from de Vaucouleurs law indicate a disturbed morphology. An unusual dust lane is apparent along the major axis, about $0''.2$ north to the nucleus [4]. Latest (June 2001) optical spectral observations of 1ES 1959+650 belong to Falomo et al. [6], in order to determine BH mass by stellar dispersion, using the 2.5-m Nordic Optical Telescope (NOT). One obtained $\log(M_{BH}) = 8.12 \pm 0.13 (M_{\odot})$.

Up to now very little data are published about optical photometry of our sample. A POSS "O" magnitude of $18^m.5$ ($V \sim 18^m.0$) is found for 1ES 0502+675 by Schachter et al. [20] when identifying the object optically, while Perlman et al. [18] report $V = 17^m.0$. Reiteri et al. [22] carried out R -band photometry of the object since 1996 October 18 with 1.05 m telescope of Torino Observatory. The lightcurve shows an increasing trend with maximum variation of $\Delta R = 0^m.58$. Villata et al. [23] observed 1ES 1959+650 with the same telescope during 1996-1997 through B , V and R bands. Rapid brightness flickerings were revealed. In particular, a decrease of $0^m.28$ in 4 days was recorded on June 8-12, 1996. Tagliaferri et al. [24] observed the object for about nine hours in R -band during the night of September 28-29 2001 with the 50 cm telescope of the Astronomical Station of Vallinfreda (Rome). The source remained constant around a mean value of $R = 14^m.67$. In order to evaluate the contribution of the host galaxy within used photometric radius, one computed its R magnitude integrating de Vaucouleurs profile, finding $R = 15^m.66$ following Scarpa et al. [21] and $R = 15^m.95$ following Heidt et al. [25]. Preliminary results of optical monitoring of 1ES 1959+650 carried out since 1994 by the Roma and Perugia groups are also provided. The source shows a flux variability between $R = 14^m.4$ and $R = 15^m.2$, without evident periodicity.

Later 1ES 1959+650 was observed by Krawczynski et al. [26] with 0.4m Boltwood Observatory telescope during multiwavelength campaign 2002 between May 18 and August 16, using broadband B , V and I filters. One revealed the variations of about $0^m.1$ with typical timescales of about 10 days. The mean optical brightness increased from the first 4 weeks to the last 2 weeks of the campaign by about $0^m.1$ in all the bands. Moreover, the object was observed with Bordeaux optical telescope in V -band between May 2, 2003 and June 7, 2003. The flux measured during 54 nights between varied between $14^m.89$ and $15^m.67$ with an average of $15^m.21 \pm 0^m.05$. During the 2002 VHE flaring phase, the V -magnitudes varied in $15^m.4$ - $15^m.7$ [27].

Last times 1ES 1959+650 was observed with the AIT (0.40m) of the Perugia Observatory and with both the KVA telescope on La Palma and the Tuorla 1.03m telescope as a part of the Tuorla blazar monitoring program from June 2004 to August 2006 [28]. R -band data shows that the source was in a relatively active state. During the more intense monitoring of May-June 2006, the source showed a variability of 0.1-0.2 magnitude around a mean value of

14^m.4 (including the galaxy). In particular, in the period May 25 - June 1, the *R*-flux increased by about 40%, at odd with the 2-10 keV X-ray flux, that instead shows a decrease in the period May 25-29.

The only optical polarimetric observations of our sample was performed by Marcha et al. [29] for 1ES 1959+650 during 1992-1993 using 90- and 61-inch telescopes of Steward Observatory. It's polarization was found to be above 2%.

Radio observations of our sample are little too. NRAO VLA observations detected neither extended structure nor radio flux density variability between different observational epochs for 1ES 0502+675 [21]. 1ES 0806+524 turned out to be a heavily core-dominated source with a short (about 5 mas), northbound (PA ~ 13°) jet. Very faint, diffuse extended emission surrounds the jet, suggesting it has a broad opening angle which may be as wide as 70°. Between two observational epochs (1998-2002) flux density varied at 1.4 GHz and 5 GHz are found [30]). 1ES 1959+650 exhibited a broad, diffuse jet to the north. High frequency (15 GHz) radio observations suggests a 1 mas jet to the southeast [31]. The 4.8 and 14.5 GHz observations carried out with 26m paraboloid of Michigan University didn't show significant flux variations between 2002 May 5 and August 9 [26].

On the contrary, the sample is much frequently observed in high-energy diapasons. BeppoSAX spectral observations of 1ES 0502+675 carried out on 1996 October 6/7 through 1.3-10 keV passband didn't revealed any X-ray variabilities [32]. As for 1ES 1959+650, it was observed with EXOSAT (0.07-2.4 keV range [33]), ROSAT (0.4-2.4 keV range, [33]), BeppoSAX [34,24], USA (Unconventional Stellar Aspect Experiment, 1-17 keV [35]), RXTE (Rossi X-Ray Timing Explorer [35]). In later two cases, which lasted 2000 July - November, the source was bright and variable in the X-ray band, with the X-ray spectrum significantly harder than observed during the epochs of lower brightness. Variability of a factor ~6 was detected within 20 days and a factor ~3 within 7 days. The source did not appear to vary significantly shorter than a day. RXTE observed 1ES 1959+650 during multiwavelength campaign 2002 in a flare state [26]. 10 keV X-ray flux was strongest on May 18-20 which decreased by a factor of 18.7 from the maximum on May 20 to a minimum on June 17. RXTE re-observed the object during 2003 May 2 - 2003 June 7 revealing an increased level of X-ray activity [27]. High-signal-to-noise X-ray spectrum of 1ES 1959+650 was obtained by the XMM-Newton X-ray telescope on 2002 November 23 which does not show any spectral lines, contrary to expectations from some previous observations [36]. Suzaku and Swift-XRT observed the object from 2006 May 19 to 2006 May 26 in the 0.2-12 keV band [28]. Besides the variability with a factor of 2, the peak of the synchrotron component, situated in 0.3-10 keV diapason, moves to higher energies with the increasing flux. During the monitoring the source showed also some rapid variabilities.

No results of γ -ray observations of 1ES 0502+675 are mentioned in the literature. 1ES 0806+52.4 was observed by HEGRA during 1996-2002. No TeV photons are detected [37].

1ES 1959+650 is very interesting object in point of TeV astrophysics. First EGRET and Whipple observations above 300 GeV detected no VHE photons and only upper limits was set [38]. Subsequent EGRET observations allowed Hartmann et al. [39] to put it in the third EGRET catalog at the energies above 100 MeV. TeV photons were detected by Nishiyama et al. [40] using the Utah Seven Telescope Array detector (1998 May 18 - August 30) with a significance of 5.3σ between May 22 and 31 and 5.0σ between July 1 and 28. VHE flux variability of a day-scale were found. TeV photons were afterwards detected by Whipple 10m telescope [41,26] during its strong outburst 2002 between May 16 and July 28 reaching a maximum of 5 Grab. The variability timescales were as short as 7 hours. On 2002 June 4, the source flared dramatically without coincident increase in the X-ray emission, providing the first example of an "orphan" gamma-ray flare. Whipple observations were confirmed by the HEGRA [42] and CAT [43]. MAGIC observations carried out during 2004 September-October show no significant variations [44]. Later (2006 May 21-27) it found 10.4σ signal above 400 GeV. VHE spectrum was well described by a simple power law from 150 GeV to 3 TeV [28]. VHE flux remained steady near its low level during VERITAS 2006-2008 observations [45].

3. Observations and Data Reduction. Bulk of observational material is obtained with ST-6 CCD camera attached to the Newtonian focuse of the 70 cm (1/3) meniscus telescope. Since September 2006 it was replaced by APOGEE-6 camera attached to the prime focus of the same telescope.

ST-6 camera consists of a thin, back-illuminated chip TC241 with 375 x 242 array and 23 x 27 microns pixel size. Array area is 8.63 mm x 6.53 mm. Readout noise is nearly $30 e^-$. Thermoelectric (Peltier-type) cooler allows to cool the device about 40°C less than the ambient temperature (minimum setpoint is -50°). Peak quantum efficiency is about 60% at 675 nm. $QE(400\text{ nm}) \approx 30\%$. Typical Dark Current is $13 e^-/\text{pixel/s}$ at -20°C . APOGEE - 6 camera possesses a thin, back-illuminated Kodak KAF 1001E chip with 1024 x 1024 array and 24 x 24 microns pixel size. Readout noise is $8 e^-$. One uses a thermoelectric cooler with forced air. Maximum cooling is -50°C below ambient temperature. Peak quantum efficiency of more than 72% is at 560 nm. $QE(400\text{ nm}) \approx 39\%$. Typical Dark Current - $1 e^-/\text{pixel/s}$ at -25°C .

All the observations were performed using glass filter which match the standard R_c band of Johnson - Cousin system well. Exposure time varied between 300 and 500 seconds depending on source brightness and observing conditions. Image processing or pre-processing (bias and dark current subtraction, flat-fielding and cosmic rays removal) are performed using standard routines in IRAF (Image

Reduction and Analysis Facility). Besides, we use ST6OPS and MaxImDL softwares developed specially for ST6 and APOGEE-6 devices respectively. Photometric reduction or processing of the data were performed by means of DAOPHOT software. For each observing night we generated a master bias by taking median of all bias frames in the night. Master bias frame is subtracted from all the target image frames and flat field image frames of the night.

Reference stars are selected from Villata et al. [23] and Fiorucci et al [46].

Table 2

LIST OF USED REFERENCE STARS

Blazar Name	Star No.	R magnitude (error)	Reference
1ES 0502 +675	1	13.69 (0.05)	[25]
	3	13.89 (0.04)	
	5	14.31 (0.03)	
	6	14.49 (0.03)	
1ES 0806+524	C2	13.86 (0.04)	[48]
	C3	14.04 (0.05)	
	C5	14.99 (0.06)	
1ES 1959+650	4	14.08(0.03)	[25]
	6	14.78(0.03)	
	7	14.79(0.03)	

4. Results and discussion.

a) *1ES 0502+675*. The observations were carried out between 1997 November 9 and 2007 March 10. Totally 186 frames are selected. Unfortunately, the observations aren't distributed uniformly per above mentioned term due to several reasons. The constructed historical lightcurve shows clear long-term variability, which timescales are of 3 year order (according to minima 1,2,3). No evident periodicity is exhibited. The greatest observed amplitude is $\Delta R = 1^m.23$. No intranight variabilities are detected. The fastest observed change is an increase of optical radiation with $0^m.24$ in two days.

Let's consider the part of the lightcurve situated between maxima 2 and 4. The later is covered by the observations in contrast to Maximum 2, which should be located near $JD = 2451250$. Consequently, 1100-1200 day intervals (or 3 year order timescale in observer's frame) are typical for single perturbations arising in the jet . The depth of Minimum 3 ($15^m.97-16^m.35-15^m.93$) is much less than the same of minima 1, 2, 4 ($15^m.68-16^m.91-16^m.23$, $16^m.23-16^m.79-15^m.97$, $15^m.93-16^m.69-15^m.95$ respectively). So, two consequent peaks noted as maxima 3 and 4 (separated by the interval of only 493 days and Minimum 3, well covered by the observations) should be considered as a result of double shocks provoked by one disturbance. In fact this peaks are similar each to other and their heights are the same, leading to the suggestion, that the main and reverse shocks are of the same power in this case. There is another interesting

picture around Maximum 2 epoch, but we are not able to draw any conclusion in point of multiple shocks because of bad coverage with the observations.

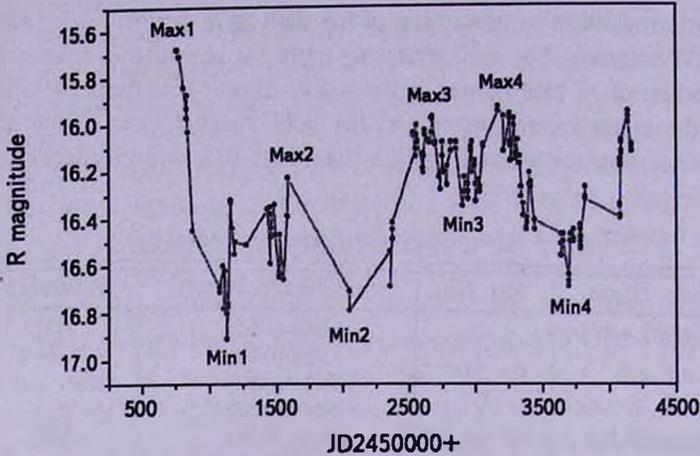


Fig.1. Historical *R*-band lightcurve of IES 0502+675.

b) *IES 0806+52.4*. The observations are performed between 1997 December 28 and 2007 May 14. Totally 263 frames are obtained. Despite some suspensions in observations, long-term variability with the scales of greater than 2 years are found, according to the variability trend. The greatest observed amplitude is $\Delta R = 0^m.85$. No intra-night variabilities are disclosed. The fastest change - a decrease with $0^m.23$ in 4 days.

Unfortunately, minima 2 and 4, which might have the same depth as for Minimum 1, aren't covered by the observations. Presumably, well covered maxima 3 and 4 are the results of a double shock arisen from a single disturbance. The height of later peak is greater than previous one, which might

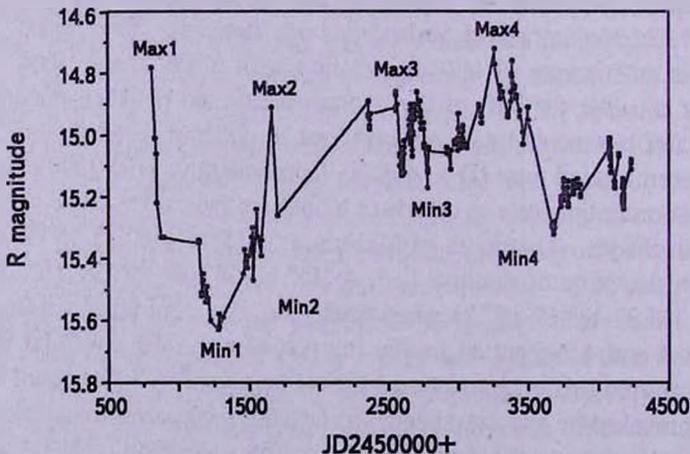


Fig.2. Historical *R*-band lightcurve of IES 0806+52.4.

be the result of microvariabilities imposed on long-term trend. The depth of well covered Minimum 3 ($14^m.86 - 15^m.17 - 14^m.72$) is much less than the same of Minimum1 ($14^m.78 - 15^m.63 - 14^m.91$). The intrinsic depths of Minimum 2 and 4 should be of the same order as Minimum1 is and greater than of Minimum 3.

c) *1ES 1959+650*. The observations were carried out between 1997 May 16 and 2007 July 25. Totally 1835 frames are selected. *1ES 1959+650* is most frequently observed object in our sample, but some observation gaps are presented too. According to constructed historical lightcurve, we deal with more rapidly variable object than other two objects of our target. No evident periodicity is shown. On basis of minima 1, 3-8 we may conclude, that the terms between mayor disturbances are confined within 1 and 3 years. The maximum observed amplitude is $\Delta R = 0^m.82$. No intra-night variabilities are detected. The fastest observed change in optical brightness - a fade with $0^m.1$ in about 1.5 days.

Presumably, we deal with double-peak structure situated between minima 1 and 3. This interval is relatively well covered with the observations in opposite

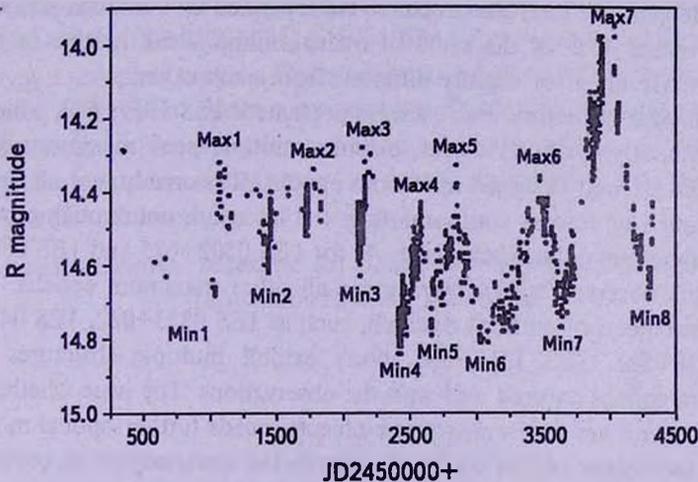


Fig.3. Historical *R*-band lightcurve of *1ES 1959+650*.

of above mentioned minima. Max 1 and 2 (superimposed by the microvariabilities) should be considered as the peaks reflecting the existence of double-shock event. The depths of the Min 2 ($14^m.32 - 14^m.60 - 14^m.34$) is much less than the same of minima 4-8 ($14^m.30 - 14^m.84 - 14^m.43 - 14^m.79 - 14^m.33 - 14^m.81 - 14^m.35 - 14^m.77 - 13^m.95 - 14^m.69$) covered well with the observations. On basis of excellent expressed maxima 4-7, which are the results of different single disturbances, we should conclude that no every disturbance arisen at jet basis is able to produce multiple-peak structure.

5. *Conclusions and future works.* As mentioned above, our target have no long history of the investigation. Only 15 years passed after their optical identification as BL Lacertae objects and nothing to wonder that they are less investigated. The observations, presented in this paper, are much numerous and cover greater interval compared to other investigations for the sample published so far. Despite many efforts, the obtained data do not cover uniformly all the observational term. Nevertheless we are able to make up some conclusions.

All the objects of our sample exhibit evident long-term variability without periodical behaviour. Long-term variability scales are of several years order. The observed variability amplitude doesn't exceed $1^m.23$. So, it is small relative to FSRQs and RBLs (see e.g. [47,48]). The heights of the peaks are not equal each to other. Consequently, respective shock waves are characterized by different powers.

The experimental confirmations of theoretical suggestion of Marscher [7] on possible existence of multiple shock waves arisen by single disturbance in blazar jet are found. Two peak structures are found for each target object. The single peaks of multiple structures are separated by a minima which depths are in average 40% of the same of main minima. Peak heights in multiple structures are equal or slightly different from each other.

Multi-peak structures aren't always presented. 1ES 1959+650, which is the most frequently observed object, exhibits multiple-peak maximum only one times from six well observed maximum epochs. Reasonably, not all shocks are accompanied by reverse counterparts or the laterers are not enough powerful to influence blazars optical behaviour. As for 1ES 0502+675 and 1ES 0806+524, they aren't observed sufficiently during all other maximum epochs.

Other objects of author's research, such as 1ES 0323+022, 1ES 0414+009, 1ES 1028+511, 1ES 1517+656, don't exhibit multiple structures for the maximum epochs covered well with the observations. The issue whether multi-peak structures are inherent to these objects, needs further optical monitoring with as numerous and as uniformly distributed observations as possible.

Besides the future planned research of optical behaviour of our target objects, it's sensible to re-examine published long-term variability data both XBLs and other blazar subclasses in point of multiple-peak structures, which could make us capable to see how much this event is inherent to blazars and make some statistical and theoretical conclusions.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ КРАТНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В РЕНТГЕНОВСКИХ ЛАЦЕРТИДАХ

Б.З.КАПАНАДЗЕ

Представлены результаты оптической фотометрии трех рентгеновских блазаров 1ES 0502+675, 1ES 0806+524 и 1ES 1959+650 из каталога Einstein Slew Survey в цвете *R* системы Джонсона-Кузена. Наблюдения проведены в 1997-2006гг. на 70-см менисковом телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории. Объекты показывают ярко выраженные крупномасштабные изменения блеска с длительностью 1-3 года без очевидной периодичности. Главный результат заключается в обнаружении структур с кратными пиками на кривых блеска исследуемых объектов, что теоретически предсказано на основе допущения о возможном инициировании изменения блеска блазаров распространением ультра-релятивистских ударных волн в их джетах. Эти структуры представляют собой наглядное доказательство существования обратных ударных волн, помимо главных, вызванных однократным возмущением в основе джета. Максимумы с двумя пиками найдены для 1ES 0502+675 и 1ES 0806+524, а 1ES 1959+650 показывает более сложную структуру с четырьмя пиками. Падение блеска между этими пиками составляет в среднем 40% глубин главных минимумов. Те максимумы, которые хорошо покрыты наблюдениями, показывают, что если не все волны сопровождаются обратными волнами, то их мощь не всегда достаточна, чтобы они были обнаружены наблюдениями.

Ключевые слова: *объекты BL Лацерта - объекты: 1ES 0502+675:
1ES 0806+524: 1ES 1959+650*

REFERENCES

1. *J.H.Fan, R.Lin, Astrophys. J., 537, 101, 2000.*
2. *J.H.Fan, Chin. J. Astron. Astrophys., Suppl. Ser., 5, 213, 2005.*
3. *W.Cui, astro-ph/0608042, 2006.*
4. *R.Scarpa, C.M.Urry, R.Falomo et al., Astrophys. J., 532, 740, 2000.*
5. *K.Nilsson, M.Pasanen, L.O.Takalo et al., astro-ph/ 07092533, 2007.*
6. *R.Falomo, J.K.Kotilainen, A.Treves, Astrophys. J., 569, L35, 2002.*
7. *A.Marscher, in Blazar Continuum Variability, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 100, 248, 1996.*
8. *R.C.Vermeulen, P.M.Ogle, H.D.Tran et al., Astrophys. J., 452, L5, 1995.*
9. *E.A.Corbett, A.Robinson, D.J.Axon et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 281, 737, 1996.*

10. *E.A. Corbett, A. Robinson, D.J. Axon, J.H. Hough*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **311**, 485, 2000.
11. *A. Marscher, W. Gear*, *Astrophys. J.*, **298**, part 1, 11, 1985.
12. *E. Massaro, A. Tramacere, M. Perri*, astro-ph/0511673, 2005.
13. *A. Mücke, R.J. Protheroe, R. Engel et al.*, astro-ph/0206164, 2002.
14. *M. Bötcher*, astro-ph/ 0608713, 2006.
15. *B.G. Piner, N. Pant, E.G. Edwards*, astro-ph/08012749, 2008.
16. *A.C. Gupta, J.H. Fan, J.M. Bai, S.J. Wagner*, astro-ph/08011217, 2008.
17. *M. Elvis, D. Plummer, J. Schachter, G. Fabbiano*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **80**, 257, 1992.
18. *E.S. Perlman, J.T. Stocke, J.F. Schachter et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **104**, 251, 1996.
19. *R. Scarpa, C.M. Urry, R. Falomo et al.*, *Astrophys. J.*, **521**, 134, 1999.
20. *J.F. Schachter, J.T. Stocke, E.S. Perlman et al.*, *Astrophys. J.*, **412**, 541, 1993.
21. *G. Giovannini, R. Falomo, R. Scarpa et al.*, *Astrophys. J.*, **613**, 747, 2004.
22. *C.M. Raiteri, M. Villata, G. De Francesco et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **132**, 361, 1998.
23. *M. Villata, C.M. Raiteri, L. Lanteri*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **130**, 305, 1998.
24. *G. Tagliaferri, M. Ravasio, G. Ghisellini et al.*, astro-ph/0305568, 2003.
25. *J. Heidi, K. Nilsson, A. Sillapaa et al.*, *Astron. Astrophys.*, **341**, 683, 1999.
26. *H. Krawczynski, S.B. Hughes, D. Horan et al.*, *Astrophys. J.*, **601**, 151, 2004.
27. *K. Gutierrez, H.M. Badran, S.M. Bradbury et al.*, astro-ph/0603013, 2006.
28. *G. Tagliaferri, L. Foschini, G. Ghisellini*, astro-ph/08014029, 2008.
29. *M.J.M. Marcha, I.W.A. Browne, C.D. Ippey, P.S. Smith*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **281**, 425, 1996.
30. *T.A. Rector, D.C. Gabusda, J.T. Stocke*, *Astron. J.*, **125**, 1060, 2003.
31. *B.G. Piner, P.G. Edwards*, *Astrophys. J.*, **600**, 115, 2004.
32. *A. Wolter, A. Comantri, G. Ghisellini*, *Astron. Astrophys.*, **335**, 899, 1998.
33. *W. Brinkmann, J. Siebert*, *Astrophys. J.*, **285**, 812, 1994.
34. *V. Beckmann, A. Wolter, A. Celotti et al.*, *Astron. Astrophys.*, **383**, 410, 2002.
35. *B. Giebels, E.D. Bloom, W. Focke et al.*, *Astrophys. J.*, **571**, 763, 2002.
36. *E.S. Perlman, G. Madejski, M. Georganopoulos et al.*, *Astrophys. J.*, **625**, 727, 2005.
37. *M. Tluczykont, N. Goetting, G. Heinzlmann*, HEGRA Collaboration, in proceedings of 28th International Cosmic Ray Conference, 2547, 2003.
38. *T.C. Weekes, C.W. Akerlof, S. Biller et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **120**, 603, 1996.
39. *R. Hartmann*, EGRET Team, *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*, **159**, 199, 1999.
40. *T. Nishiyama*, Utah Seven Telescope Array detector collaboration, in proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference, 370, 1999.
41. *J. Holder, I.H. Bond, P.J. Boyle et al.*, *Astrophys. J.*, **583**, L9, 2003.
42. *F. Aharonian, A. Akhperjanian, W. Bellicke et al.*, *Astron. Astrophys.*, **406**, L9, 2003.
43. *A. Djannati-Atale, B. Khelifi, S. Vorobiov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **391**, L25, 2003.
44. *J. Albert, E. Aliu, P. Anderhub et al.*, *Astrophys. J.*, **639**, 761, 2006.
45. *P. Cogan* (on behalf of the VERITAS Collaboration), astro-ph/0810.0291v1
46. *M. Fiorucci, G. Tosti, N. Rizzi*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **110**, 105, 1998.
47. *S.A. Cellone, G.E. Romero, A.T. Araudo*, astro-ph/0610131, 2006.
48. *S. Ciprini, G. Tosti, C.M. Raiteri et al.*, *Astron. Astrophys.*, **400**, 487, 2003.

БЮРАКАНСКИЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОБЗОРЫ НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. ПОЛОСА $\delta = +47^\circ$

Л.К.Ерастова

Поступила 22 сентября 2008

Принята к печати 29 апреля 2009

Приводится список 111 голубых звездных объектов и отдельных активных галактик с избыточным ультрафиолетовым континуумом, расположенных между 08^h-17^h по α и $+45^\circ - +49^\circ$ по δ (1950.0). Проведена классификация обзорных объектов по типам активности.

Ключевые слова: *внегалактические обзоры: Второй Бюраканский Обзор: голубые звездные объекты*

1. *Введение.* Во время проведения Второго Бюраканского Обзора пластинки полосы $\delta = 51^\circ$ были смещены по склонению на $15'$ к северу. Поэтому возникла необходимость получения дополнительных обзорных снимков для исправления этого недостатка. Было решено снять низкодисперсионные снимки ниже южной границы Второго Обзора. В отличие от других полос Второго Обзора предельная звездная величина этих пластинок лишь ненамного превышает предельную звездную величину пластинок Первого Бюраканского Обзора, в частности из-за сильного поярчения фона неба в Бюраканской обсерватории. Кроме того, не были получены красные пластинки, поэтому задача систематических поисков галактик с эмиссионными линиями не ставилась. Все объекты, которые имели $\delta > +49^\circ$, вошли в списки основной области Второго Бюраканского Обзора.

2. *Новая область.* В статье приводится список голубых звездных объектов, расположенных в полосе северного неба с центром $\delta = +47^\circ 15'$ между $08^h 00' + 17^h 20^m$ по α и $+45^\circ 15' + 49^\circ 15'$ по δ . Она непосредственно примыкает к южной полосе Второго Бюраканского Обзора. Для ряда площадок на метровом телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории были получены низкодисперсионные пластинки по методике Второго Обзора на фотоземлю Kodak IIIaJ в сочетании с $1^\circ.5$ призмой.

Для отдельных полей использовались только пластинки Первого Бюраканского Обзора. Для поисков, классификации и обозначений объектов применялась известная методика проведения Бюраканских обзоров [1,2].

СПИСОК ОБНАРУЖЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

Название	Координаты 2000.0		Обор. тип	Размер "	m(B)	V(АРМ)	z	Физич. тип			Ссылки	
	α	δ										
	h m s	o . .										
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
0747+476	■	075055.26	+472822.8	BS		17.0	16.69		В6		SDSS	[12]
0752+466	■	075601.53	+462947.9	BS		15.5	15.65					
0802+478	■	080544.28	+474321.2	BSO		17.0	17.58					
0809+482	■	081308.63	+480642.6	BS		17.0	16.74					
0815+486	■	081905.59	+483107.0	BSO		17.5	17.08					
0818+461	■	082145.23	+455923.7	BSO		17.0	17.06					
0829+487	■	083242.11	+483443.8	BSO		17.0	17.36					
0852+482	■	085624.90	+480107.3	BSO		16.0	16.32					
0906+461	■	090948.65	+455852.1	BSO		17.0	17.77					
0908+464	■	091208.84	+461646.0	BSO		17.0	17.61					
0911+472	g	091434.96	+470207.4	sd1e	9	16.5	16.83	0.0273	BCDG	SBS		[12]
0913+474	■	091625.41	+471441.7	BS		17.5	17.92	0.538	QSO		SDSS	
0915+460	■	091826.94	+454729.4	BS		17.0	17.64					
0922+472	■	092520.73	+470330.9	BS		17.5	17.68					
0926+473	■	093017.73	+470721.4	BSO		17.5	17.78	0.160	SyI	SDSS	US0656	[11]
0941+468	■	094445.31	+463532.3	BS		16.5	16.91	0.000	sdB	HS	US0909	[11]
0947+482	g	095040.64	+475757.1	se	8	17.0	16.84	0.0247	SBN:		SDSS	
0950+457	■	095343.03	+453310.3	BSO		16.5	17.32					
0952+457	■	095539.98	+453215.7	BS		16.5	17.16	0.259	QSO		US1107	
1000+470	■	100324.11	+464946.1	BS		17.0	17.27					
1001+473	■	100409.76	+470520.2	BS		17.0	17.25				US1184	[11]
1002+465	■	100538.97	+461706.8	BSO		17.0	17.41					
1007+461	■	101043.96	+455239.5	BS		16.5	16.99	0.000	HBB		SDSS	
1010+465	■	101401.86	+461953.8	BSO		16.5	17.20	0.324	QSO	SBS	SDSS	[13]
1017+480	g	102007.08	+474925.1	sd2	8*7	16.5	16.10	0.0309	SBN:		SDSS	
1021+473	■	102417.12	+470644.9	BSI		17.0	18.07	0.000	HBB		SDSS	
1038+478	■	104157.91	+473329.8	BSO		17.5	17.38	1.644	QSO		SDSS	
1040+467	■	104343.82	+462904.7	BSO		17.5	17.10					
1047+467	■	105049.07	+462745.5	BSO		17.5	16.49					
1051+487	■	105444.69	+483139.5	BS		16.0	15.62	0.286	SyI		SDSS	[19]
1055+473	■	105759.36	+470307.4	BS		17.5	16.77					
1055+482	■	105811.43	+475753.5	BSO		17.5	17.50					
1103+476	■	110603.22	+472254.0	BS		17.0	16.55					
1107+472	■	111024.23	+465859.4	BS		17.0	17.00					
1107+487	■	111038.50	+483115.8	QSO		16.7	17.20	2.951	QSO	SBS		[6,13]
1109+484	g	111219.60	+481126.0	d2e	13*11	16.5		0.0578	SBN		SDSS	
1111+487	■	111438.19	+483129.3	BS		18.0	18.23	0.598	NLSyI		SDSS	
1118+482	■	112127.92	+475625.3	BSO		17.0	15.30					
1122+482	■	112503.50	+475929.9	BSO		17.0	17.34	2.276	QSO		SDSS	
1125+467	■	112843.06	+462528.9	BSO		17.5	16.91	0.944	QSO		SDSS	
1126+475	■	112914.16	+471501.9	BS		16.0	16.11					
1129+485	■	113153.50	+481849.5	BS		17.0	16.67					
1133+489	■	113609.61	+484319.5	BS		16.5	16.26	0.000	sdOB			[14]
1135+474	■	113803.08	+471021.8	BS		17.0	17.45					
1135+481	■	113836.35	+475510.2	BS		17.0	16.81	0.000	WD	SDSS		

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3		4	5	6	7	8	9	10	11	12
1141+476	s	114349.82	+472046.1	BSO		17.0	18.26					
1142+456	s	114536.12	+452454.9	QSO		17.5	17.0					
1144+476	s	114737.81	+472049.3	BS		17.0	16.70					
1147+484	s	115012.19	+480905.5	BS		17.5	17.56					
1148+474	s	115106.62	+471157.9	BSO		17.0	17.0	0.317	QSO	SDSS	HS	
1151+487	s	115359.00	+483118.2	BSO		17.5	17.20					
1206+481	s	120900.08	+475455.6	BS		16.0	16.71					
1211+459	s	121405.04	+453817.9	BSO		17.5	17.17				CSO1291	[10]
1211+489	s	121423.12	+484315.9	BS		17.0	16.41					
1214+460	s	121703.15	+454539.6	BSO		17.0	16.90				CBS461	[10]
1215+465	s	121813.45	+461806.1	BSO		18.0	17.84					
1217+464	s	121944.79	+461015.1	QSO?		18.0	17.65	2.484	QSO	SDSS		
1218+460	s	122106.88	+454852.1	BSO		17.5	17.60	0.525	QSO	SDSS	CSO1308	[10]
1221+484	s	122419.75	+481104.4	BSO		17.5	17.92	0.855	QSO	SDSS		
1223+476	s	122549.26	+472343.9	BSO		18.0	18.33	0.319	QSO	SDSS		
1227+455	s	122928.97	+451339.1	BSO		16.5	16.76	0.194	QSO	HS	CSO1329	[7,10]
1227+468	s	123015.00	+463719.9	BS?		13.5	12.76					
1227+486	g	122948.76	+482504.0	d2e:	7	18.0	17.72	0.0639	SBN:	SDSS		
1229+481	s	123159.44	+475100.3	BSO		17.5	17.52					
1232+466	s	123516.13	+462309.5	BSO		17.5	17.34	0.545	QSO	SDSS		
1232+470	g	123517.97	+464549.7	d3e	7	16.5	15.87	0.0492	E+abs	SDSS		
1244+477	s	124644.86	+473009.5	BS		16.5	16.44					
1244+481	s	124647.00	+475059.3	BSO		17.5	18.06					
1246+482	s	124905.46	+475825.7	BS		17.5	17.38	0.620	QSO	SDSS	HS	
1250+475	s	125253.44	+471759.8	RSO		20.0	19.47					
1253+482	s	125524.37	+480041.2	BSO		17.0	16.97	1.084	QSO	SDSS		
1302+469	s	130432.96	+464245.5	BSO		17.5	18.10	0.446	QSO	SDSS		
1302+477	s	130438.24	+473128.0	BS		14.5	14.81					
1307+462	s	131011.58	+460124.4	QSOel		16.0	16.10	2.125	QSO	SBS	HS	[13,18]
1307+473	g	130912.62	+470602.8	d3e:	12*7	17.0	15.95	0.0553	SBN:	SDSS		
1309+485	g	131118.02	+481423.2	s1	13*9	16.5	15.00					
1311+481	g	131317.81	+475013.5	de	11	17.5		0.0921	E+abs	SDSS		
1317+457	s	131923.19	+452953.5	BSO		17.0	17.50					
1320+470	s	132222.70	+464535.2	BSO		17.5	16.83	0.375	QSO	SDSS		
1320+479	s	132239.31	+473928.6	BSO		18.0	17.62	1.559	QSO	SDSS		
1323+483	g	132457.29	+480241.6	e	7	17.5	17.00	0.0164	BCDGG	SBS		[12]
1330+473	s	133236.12	+470410.8	BS		14.5	16.39	0.000	WD			
1331+470	s	133316.68	+464513.4	BSO		18.0	18.59	1.921	QSO	SDSS		
1333+464	s	133605.38	+461105.5	BSO		17.0	17.62					
1358+481	s	140028.57	+475642.7	BSO		17.0	15.71					
1400+461	g	140210.30	+455148.0	d2e:	14*10	16.5		0.0071	SBN:	SBS		[12]
1401+486	s	140321.52	+482255.4	BSO		18.0	17.57				CSO605	[5]
1403+473	g	140502.62	+470747.5	d12	9	17.5		0.152	Sy1	SDSS	CG909	[5]
1418+471	s	142047.16	+465604.4	BS		18.0	16.23	0.000	WD		CBS265	[5]
1418+473	g	142004.30	+470716.8	d2e:	9	17.5		0.0702	Sy1	SDSS	CG404	[4]
1419+480	g	142129.77	+474724.8	s1e	15*9	16.5	14.31	0.0734	Sy1	SBS	CG912	[5,15,16]
1428+457	g	143012.11	+453233.4	d3el	24*14	16.0		0.0078	BCDGG	SBS, SDSS		
1432+459	s	143432.83	+454236.0	BSO		18.0	17.32	0.000	WD		CBS275	[17]
1437+473	s	143922.19	+471105.4	BSO		18.0	17.22					

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1439+479	■	144129.32	+474300.4	BSO		18.0	17.61				
1450+457	■	145203.95	+453329.5	BSO		17.5	16.53			CBS291	[10]
1459+483	■	150124.91	+480627.6	dsz	10	17.0		0.0107	BCDG	SDSS	CG608, HS
1513+482	■	151535.24	+480530.6	BSO		16.5	15.72	0.312	QSO	SDSS	HS
1532+469	■	153416.11	+464707.4	BSO		17.5	16.85				
1533+469	■	153500.25	+464852.7	ds	15°10	16.5	16.92	0.0190		SBS	IZw 116
1538+459	■	154024.58	+454427.9	BSO		17.5	16.92				
1543+454B	■	154501.05	+451626.0	ds	9	17.0	17.00	0.0385	LINER:	SDSS	HS
1543+460	■	154448.30	+455039.7	BSO		17.5	16.82				1RXS
1551+476A	■	155244.44	+473124.4	BSO		18.0	18.64				
1551+476B	■	155245.22	+473129.8	BSO		18.0	18.44				
1603+487	■	160507.94	+483422.0	BSO		16.5	16.61	0.295	QSO	SDSS	HS
1622+457	■	162339.22	+453635.7	BS		16.5	15.83	0.000	IIBB	SDSS	
1629+455	■	163100.50	+452710.8	BSO		18.0	17.05				
1630+481	■	163150.88	+480432.3	BSO		17.0	16.43				
1640+478	■	164208.90	+474642.8	BSO		16.0	15.28				
1641+460	■	164256.30	+455601.6	BS		14.5	13.80	0.000	dB		HS
											[9]

Описания объектов таблицы 1.

0911+472 - Очень голубая. Сильные N1+N2+H β и H γ на фоне слабого континуума.

1109+484 - Красноватая, овальная.

1118+482 - Южный компонент пары звездных объектов, в базе данных NED описан как галактика.

1135+474 - По распределению энергии в спектре скорее всего QSO.

1211+459 - Очень голубой звездный объект. Спектр сигарообразный.

1232+470 - Ядерная область галактики. Голубая.

1307+473 - Искаженный овал. Имеет хороший УФ.

1309+485 - Не исключено, что это тесная двойная звезда.

1311+481 - Голубая, мало отличается от звезд на картах Паломарского атласа.

1323+483 - Очень голубая. Почти не отличается от звезд. N1+N2+H β на фоне слабого континуума.

1333+464 - Спектр короткий, плоский, возможно, эмиссионный.

1358+481 - Яркий компонент двойной звезды.

1418+473 - Красная, сферическая.

1419+480 - Красная, овальная. По распределению энергии в спектре - сейфертовская галактика, $z \sim 0.09$.

1428+457 - Голубая, линзовидная. Отличны N1+N2+H β и [OII] λ 3727.

1459+483 - На POSS не отличается от звезд.

1533+469 - Очень сильные N1+N2+H β . Голубая. Возможно двойная.

1543+454B - Голубая, мало отличается от звезд.

1551+476A,B - Тесная пара голубых звездных объектов с расстоянием между компонентами $\rho \sim 10''$.

В табл.1 представлен список обнаруженных объектов, где последовательно приведены следующие данные: название объекта; вид объекта: s-stellar, g-galaxy; экваториальные координаты для равноденствия 2000.0 года, определенные по DSS1; угловые размеры в секундах дуги для диффузных объектов; глазомерные синие звездные величины; B-звездные величины согласно APM, для галактик эти величины иногда не приводятся; красные

смещения, при этом для звезд дано формальное значение $z = 0.000$; физический тип объекта согласно виду щелевого спектра; источник красного смещения обнаруженного объекта; названия объекта согласно другим обзорам. При этом HS - Гамбургский обзор ярких квазаров, CG, CSO, CS [4,5,10] - объекты, пересекающиеся с CASE-обзором, US-голубые звездные объекты из обзора [11]. Естественно, HS-объекты изучены и имеют определенный физический тип и красное смещение для квазаров и активных галактик. Для CASE и US-объектов это не обязательно.

В таблицу также включено несколько преимущественно компактных галактик, имеющих избыточный ультрафиолетовый континуум. Кроме того, все 49 галактик Маркаряна и 51 PG-объект, которые были нами независимо обнаружены, попадающие в данную полосу, автоматически являются объектами данной выборки.

Большинство объектов типа BSO являются голубыми или очень голубыми звездными объектами с плоскими спектрами, не содержащими сколько-нибудь заметных деталей. Часто отнесение данного конкретного объекта к этому типу объясняется тем, что его звездная величина близка к предельной звездной величине обзорной пластинки.

Точность определения экваториальных координат достаточна для отождествления объекта, поэтому карты отождествления не приводятся. Для отдельных объектов приводятся описания спектров на низкодисперсионных пластинках и морфология, а также другие сведения, помогающие уверенно отождествить данный объект.

3. Некоторые результаты. Список, приведенный в табл.1, был подготовлен около 20 лет тому назад, но по не зависящим от нас обстоятельствам, не был опубликован. В данную полосу попадают независимо обнаруженные нами PG объекты - 4 квазара и 47 вырожденных звезд высоких галактических широт [3,8].

За это время для многих объектов списка были получены щелевые спектры, по которым видна их физическая природа. В основном спектры получены в SDSS обзоре, 26 объектов, из которых 13 квазаров и один возможный лайнер. Нам удалось получить небольшое количество щелевых спектров. Физическая природа некоторых объектов, которые пересекаются с известными низкодисперсионными обзорами - CASE- (CSO, CS) и US также часто пока не ясна из-за отсутствия щелевых спектров. Однако появление их в разных обзорах внегалактических объектов показывает, что это, возможно, очень интересные объекты - QSO или звезды высоких галактических широт.

Одним из результатов просмотра данной полосы следует считать то, что мы не обнаружили ни одного квазара ярче $16^m.5$ - предельной звездной величины PG-обзора.

На рис.1 сопоставлены наши глазомерные оценки звездных величин с синими звездными величинами по АРМ.

Рис.2 показывает, что между звездными величинами из АРМ и РГ для некоторых звезд есть большие различия в звездных величинах,

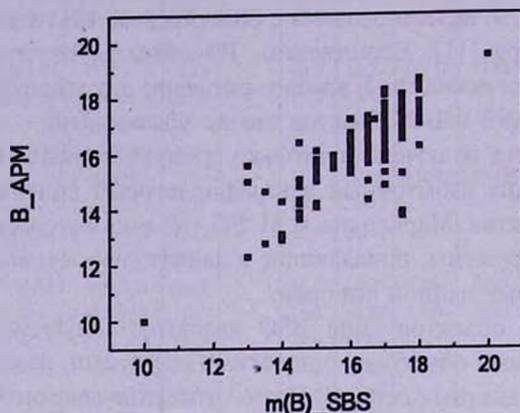


Рис.1. Сравнение синих обзорных звездных величин с *V*-величинами из АРМ.

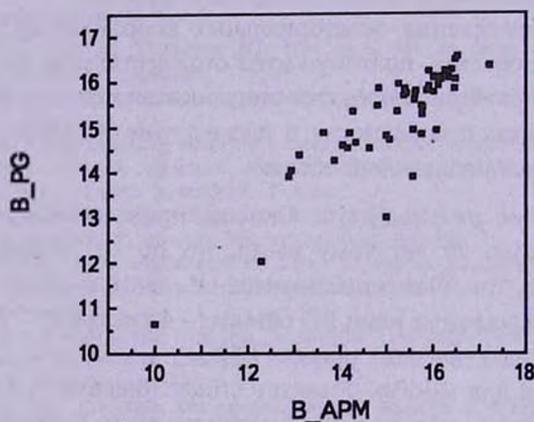


Рис.2. Сравнение звездных величин РГ-обзора с *V*-величинами из АРМ.

Таблица 2

ТИПЫ ОБНАРУЖЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

Галактики								
Sy1	LINER	SBN	BCDG	E + abs	QSO			
6	1	6	4	2	27			
Звезды								
Dap	DB	WD	sdB	sdO	sd	HBB	B6	CV
11	1	4	19	9	6	7	1	2

доходящие до 2^m. Это касается только звезд. Для квазаров звездные величины совпадают в пределах ошибок измерений.

Таким образом, к настоящему времени из 162 объектов, обнаруженных нами в данной области, только для 56 нет целевых спектров, по которым можно судить об их физической природе. В табл.2 приведено распределение остальных объектов по типам активности и типам звезд высоких галактических широт.

Данная таблица была опубликована ранее в каталоге [20] в таком виде, что она фактически непригодна для дальнейшего использования. Поэтому мы решили опубликовать ее заново с привлечением новых данных.

В работе была использована база данных NED (NASA/IPAC), сопровождение которой осуществляет Лаборатория реактивного движения (JPL) Калифорнийского технологического института в рамках соглашения с НАСА.

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

BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEYS. BLUE STELLAR OBJECTS. STRIPE $\delta = +47^\circ$

L.K.ERASTOVA

The list of 111 blue stellar objects and some active galaxies with the excess UV-continuum in the region between 08^h-17^h in RA and $+45^\circ - +49^\circ$ (1950.0) in Dec. is presented. The classification of survey objects for activity types is done.

Key words: *extragalactic surveys:Second Byurakan Survey:blue stellar objects*

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967.
2. Б.Е.Маркарян, В.А.Луповецкий, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 19, 29, 1983.
3. R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.
4. N.Sanduleak, P.Pesch, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 63, 809, 1987.
5. N.Sanduleak, P.Pesch, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 70, 173, 1989.
6. N.Sanduleak, P.Pesch, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 101, 1081, 1989.

7. *D.Groote, U.Huber, S.Jordan*, *Astron. Astrophys.*, **223**, L1, 1989.
8. *M.Schmidt, R.F.Green*, *Astrophys. J.*, **269**, 352, 1983.
9. *H.Edelmann, U.Heber, H.-J.Hagen et al.*, *Astron. Astrophys.*, **400**, 939, 2003.
10. *P.Pesch, C.B.Stephenson, D.J.MacConnell*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **98**, 41, 1995.
11. *J.Mitchell, P.D.Usher*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **153**, 119, 2004.
12. *T.X.Thuan, V.A.Lipovetsky, J.-M.Martin, S.A.Pustilnik*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **139**, 1, 1999.
13. *J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, V.H.Chavushian, L.K.Erastova, S.K.Balayan*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs., (Izv. SAO)*, **36**, 5, 1993.
14. *J.A.Stepanian, V.H.Chavushian, L.Carrasco, H.M.Tovmassian, L.K.Erastova*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **111**, 1099, 1999.
15. *Дж.А.Степанян, В.А.Липовецкий, А.И.Шаповалова, Л.К.Ерастова*, *Астрофизика*, **33**, 89, 1990.
16. *J.A.Stepanian, L.K.Erastova, V.H.Chavushyan, V.T.Ayvazyan, N.I.Serafimovich*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs., (Izv. SAO)* **49**, 32, 2000.
17. *G.P.McCook, E.M.Sion*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **121**, 1, 1999.
18. *D.Reimers, P.Rodriguez-Pascual, H.-J.Hagen, L.Wisotzki*, *Astron. Astrophys.*, **293**, L21, 1995.
19. *N.Bade, H.H.Fink, D.Engels et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **110**, 469 1995.
20. *J.A.Stepanian*, *Revista Mexicana de AA*, **41**, 155-368, 2005.

КЛАССИФИКАЦИЯ 18 ИНФРАКРАСНЫХ ГАЛАКТИК
В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Л.А.САРГСЯН

Поступила 8 октября 2008

Принята к печати 15 июня 2009

Представлена классификация 18 инфракрасных объектов в оптическом диапазоне, спектры которых получены со спектрографом космического телескопа "Спитцер". В работе делается попытка провести классификацию по спектральным распределениям энергии на основе фотометрических данных из архивов SDSS и 2MASS (11 объектов, 4 из них также имеют спектры SDSS). В случае 7 объектов классификация сделана по спектрам SDSS, а для 5 объектов приведены классификации из других источников, для 4 из которых не доступны классификации по спектрам и по фотометрическим данным. В случае 3 объектов классификации по фотометрическим данным и спектрам SDSS совпадают, что позволяет надеяться, что предлагаемую классификацию можно использовать для классификации многих объектов при наличии лишь фотометрических данных. Указанные объекты классифицированы также по ИК-спектрам. При сравнении классификаций в ИК и оптическом диапазонах в основном наблюдается согласие. Представлены также морфологические описания объектов.

Ключевые слова: *галактики:инфракрасные - классификация галактик*

1. *Введение.* Изучение инфракрасных (далее ИК) галактик вышло на более высокий уровень после запуска в августе 2003г. космического телескопа "Спитцер" (*Spitzer Space Telescope*) [1]. Из-за малой чувствительности более ранних инфракрасных приемников было возможно изучать галактики в среднем и далеком ИК-диапазонах с красными смещениями $z \leq 1$. После запуска "Спитцера" чувствительность многополосного фотометра [2] сделала возможным изучение более далеких ИК-объектов, которые в оптическом диапазоне очень слабы. В работе [3] представлена выборка 28 очень слабых в оптическом диапазоне, но очень ярких в ИК-диапазоне галактик. Для них отношение ИК-потоков к "оптическим" $43 < \text{ИК}/\text{оптика} < 1110$, где под "оптическим" потоком понимается поток в 2MASS J-полосе. Объекты имеют красные смещения $0.12 < z_{\text{ИК}} < 1.0$ и светимости $43.4 < \log[\nu L_{\nu}(5.5 \text{ мкм})] < 46.7$ в эрг/с. Чтобы составить более полное представление о физических свойствах источников, необходимо сопоставить данные, полученные в ИК-диапазоне с данными в оптическом диапазоне. В данной работе представлена классификация в оптическом диапазоне для 18 из этих галактик. В разделе 2 приведены классификации объектов по спектрам SDSS [4] (для 7) и их морфологическое описание. Так как спектры большинства этих источников в оптическом диапазоне не

наблюдались, делается попытка их классификации в оптическом диапазоне с помощью фотометрических данных из архивов SDSS и 2MASS [5], так как в настоящее время данные из этих архивов доступны для более чем 10.000.000 объектов. Этот способ хорош тем, что дает возможность классифицировать многочисленные объекты без получения их спектров в оптическом диапазоне, т.е. классифицировать очень слабые объекты (раздел 3).

2. Морфологическое описание и классификация объектов по спектрам SDSS. Для морфологического описания были использованы изображения из SDSS. Для двух объектов, не имеющих таких данных, использованы изображения из DSS2. Спектры из SDSS доступны только для 7 источников. Один из объектов (FSC 13080+3237) из [3] оказался известным квазаром с $z=0.997$ [6], этот объект не рассматривается в данной работе. Далее приводится морфологическая классификация объектов выборки:

FSC07247+6124 - Не имеет данных из SDSS, однако на DSS2 имеет вид звездообразной галактики, окруженной слабой периферией. Объект также является объектом BIG - BIG072 [7], объектом из каталога QDOT, где имеет тип Sy2 с красным смещением, равным $z=0.1372$ [8].

FSC09105+4108 - Возможно, спиральная галактика. Объект также является членом скопления галактик: MACS J0913.7+4056 с красным смещением, равным $z=0.442$ [9,10]. $z_{SDSS}=0.4418$ ($z_{HK}=0.446$), линия H α выходит за пределы спектра, объект классифицирован как Sy2, исходя из того, что $\log I([\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA})/I(\text{H}\beta) = 11.03$, линии узкие.

FSC09121+2430 - Звездообразная галактика. $z_{SDSS}=0.8440$, линия H α выходит за пределы спектра. Объект классифицирован как Sy1.

FSC09235+5425 - Круглая с ярким, ярко выраженным ядром.

FSC09284+0413 - Спиральная галактика с ярким ядром. Рядом на NW расположена другая галактика.

FSC09425+1751 - Спиральная галактика с ярким ядром. Виден один из спиральных рукавов. $z_{SDSS}=0.1283$ ($z_{HK}=0.130$). Объект классифицирован как Sy2, исходя из того, что $\log I([\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA})/I(\text{H}\beta) = 1.01$, $\log I([\text{NII}]\lambda 6584\text{\AA})/I(\text{H}\alpha) = -0.05$, $\log I([\text{OI}]\lambda 6300\text{\AA})/I(\text{H}\alpha) = -0.92$, линии узкие.

FSC10219+2657 - Круглая галактика с ярким ядром. $z_{SDSS}=0.2275$ ($z_{HK}=0.225$). Объект классифицирован как III, исходя из того, что $\log I([\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA})/I(\text{H}\beta) = 0.12$, $\log I([\text{NII}]\lambda 6584\text{\AA})/I(\text{H}\alpha) = -0.12$, $\log I([\text{OI}]\lambda 6300\text{\AA})/I(\text{H}\alpha) = -1.28$. На SE от нее расположены две другие галактики.

FSC11257+5113 - Галактика круглой формы с ярким ядром. На севере наблюдается возможный спутник этой галактики. Возможно, взаимодействующая система.

FSC13297+4907 - Галактика круглой формы с ярким ядром.

FSC14475+1418 - Не исключено, что это взаимодействующая система

из 4 галактик. Главная галактика, возможно, является спиральной.

FSC14481+4454 - Звездообразная. Согласно [11] является HLIRG галактикой с болометрической светимостью $L_{\text{БОЛ}} \sim 10^{13} L_{\odot}$ и имеет тип активности Sy2 с красным смещением $z = 0.660$.

FSC14516+3851 - Галактика круглой формы с ярким ядром. На *N* и *NW* наблюдаются еще две галактики. Согласно [12] имеет красное смещение $z = 0.152$.

FSC14589+2329 - Спиральная галактика с компактным и ярким ядром. Согласно [13] имеет красное смещение $z = 0.258$ и тип активности Sy1, что означает, что в спектре видна широкая линия $\text{H}\alpha$. $z_{\text{SDSS}} = 0.2580$ ($z_{\text{HK}} = 0.261$). Исходя из того, что $\log I([\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA})/I(\text{H}\beta) = -0.72$, $\log I([\text{NII}]\lambda 6584\text{\AA})/I(\text{H}\alpha) = -1.20$ объект можно классифицировать как НП. Однако в спектре видны широкие линии, т.е. возможно галактика является Sy1. Это может означать, что, скорее всего, измерения SDSS не правильные. Согласно SDSS изображению, объект является спиральной галактикой с компактным ярким ядром.

FSC15307+3252 - Галактика круглой формы. Согласно [14] имеет красное смещение $z = 0.9257$ и тип активности Sy2.

FSC15458+0041 - Звездообразная галактика, $z_{\text{SDSS}} = 0.2520$ ($z_{\text{HK}} = 0.254$). Объект классифицирован как Sy1.9, исходя из того, что $\log I([\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA})/I(\text{H}\beta) = 1.22$, $\log I([\text{NII}]\lambda 6584\text{\AA})/I(\text{H}\alpha) = 0.10$, $\log I([\text{OI}]\lambda 6300\text{\AA})/I(\text{H}\alpha) = -1.01$, под линией $\text{H}\alpha$ заметна широкая эмиссионная подложка, хотя под линией $\text{H}\beta$ она не заметна.

FSC15496+0331 - Возможно является "мерджером". $z_{\text{SDSS}} = 0.1936$ ($z_{\text{HK}} = 0.193$). Объект классифицирован как Sy2, исходя из того, что $\log I([\text{OIII}]\lambda 5007\text{\AA})/I(\text{H}\beta) = 0.87$, $\log I([\text{NII}]\lambda 6584\text{\AA})/I(\text{H}\alpha) = -0.14$, $\log I([\text{OI}]\lambda 6300\text{\AA})/I(\text{H}\alpha) = -1.28$.

FSC16001+1652 - Спиральная галактика.

FSC16156+0146 - Не имеет данных из SDSS, однако по DSS2 возможно является "мерджером". Согласно [15] имеет тип активности Sy2 и красное смещение, равное $z = 0.132$.

3. *Классификация по фотометрическим данным SDSS и 2MASS.* В статье впервые делается попытка классификации объектов в оптическом диапазоне при отсутствии спектральных наблюдений, имея в распоряжении лишь фотометрические данные. Для построения спектральных распределений энергии на основе фотометрических данных, из каталога AGN [16] были выбраны объекты, для которых $16 < V < 17.5$ и $z < 1.0$, всего 1002 объекта (QSO, HPQ, BLL, S1.0, S1.2, S1.5, S1.8, S1.9, NLS1, S2, LINER, НП). Но оказалось, что только для 805 из них есть данные из 2MASS.

Для вычисления потоков была использована следующая формула:

$$f_{\nu} = f_0 \cdot 10^{(-m/2.5)},$$

где f_0 для u, g, r, i, z цветов равна 3631 Ян, а для J, H, K , соответственно, 1594, 1024 и 666.7 Ян. После этого были созданы спектральные распределения энергии для всех объектов. В результате были обнаружены многочисленные подгруппы для одного и того же типа объектов. Более того, полученные кривые показывают голубое (рис.1a) и красное (рис.1b) распределение для одного и того же типа источников. Для прояснения ситуации было решено выбрать также ULIRG разных типов. Они все, как оказалось, показывают красное распределение.

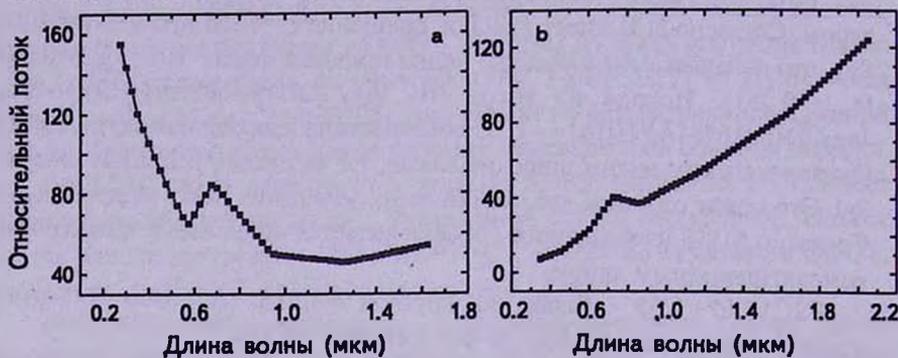


Рис.1. Примеры SED для подгруппы Sy1. SED на рис.1a показывает голубое, а на рис.1b - красное распределение.

В каталоге [16] также возможны ошибочные классификации, поэтому подозрительные объекты были исключены. После построения спектрального распределения, было произведено усреднение по соответствующим типам. В результате были получены такие средние распределения для типов Sy1, Sy2, НШ, которые далее были использованы в качестве моделей для классификации наших источников. В случае наших 18 ИК-источников только 14 имеют фотометрические данные одновременно из архивов SDSS и 2MASS. В данной работе в качестве примера были классифицированы 11 объектов.

Результаты классификации описанным путем приведены в табл.1, что можно рассматривать как предварительный результат. Более точные исследования по созданию спектральных распределений энергии для разных типов и подгрупп продолжаются.

Как видно из табл.1, для этих объектов классификации в ИК-диапазоне, в основном, согласуются с классификациями в оптическом диапазоне. Тип "Сомп." указывает на одновременное присутствие AGN и окооядерных областей звездообразования. В случае объекта №4 ИК-классификация указывает на тип "Сомп.", а спектральное распределение указывает на тип Sy2: (т.е. неуверенная классификация). Несоответствие также заметно в случае объектов №11 и №17. Во втором случае, скорее всего, это может быть результатом неправильной классификации в оптическом диапазоне (классификация по спектральному распределению неуверенная). Объект №11

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ КЛАССИФИКАЦИИ

N	Название объекта по IRAS FSC	Координаты		$z_{ИК}$	EW (6.2мкм)	S_{10}	Класс по ИК- спектр.	Класс. по SDSS	Класс. по SED	Класс. по др.	Результ класс.	
		α_{2000}										δ_{2000}
		h	m									s
1	FSC07247+6124	072912.10	+611853.5	0.137	0.08±0.01	-0.31	Sy2			Sy2	Sy2	
2	FSC09105+4108	091345.28	+405632.6	0.446	<0.002	-0.34	Sy2	Sy2			Sy2	
3	FSC09121+2430	091501.71	+241812.2	0.840	<0.01	0.0	Sy1	Sy1:	Sy1		Sy1	
4	FSC09235+5425	092703.07	+541206.6	0.123	0.19±0.02	0.0	Comp.		Sy2:		Comp.	
5	FSC09284+0413	093101.27	+035955.2	0.146	0.56±0.03	0.0	SB		III		SB	
6	FSC09425+1751	094521.36	+173753.4	0.130	<0.1	-0.78	Sy2	Sy2	Sy2		Sy2	
7	FSC10219+2657	102447.39	+264209.0	0.225	0.29±0.04	0.0	Comp.	III			Comp.	
8	FSC11257+5113	112832.73	+505721.1	0.197	0.07±0.01	-0.51	Sy2		Sy2:		Sy2	
9	FSC13297+4907	133150.54	+485150.6	0.128	<0.05	-0.69	Sy2		Sy2:		Sy2	
10	FSC14475+1418	144954.86	+140610.5	0.251	0.03±0.005	-0.89	Sy2		Sy2		Sy2	
11	FSC14481+4454	144953.70	+444150.3	0.670	<0.006	0.0	Sy1			Sy2	Sy1/Sy2	
12	FSC14516+3851	145335.96	+383913.1	0.153	0.20±0.03	-0.87	Sy2		Sy2:		Sy2	
13	FSC14589+2329	150113.19	+232908.2	0.261	<0.017	-0.24	Sy1	Sy1	Sy2	Sy1	Sy1	
14	FSC15307+3252	153244.05	+324246.7	0.927	<0.006	-0.32	Sy2			Sy2	Sy2	
15	FSC15458+0041	154823.38	+003212.8	0.254	<0.01	0.0	Sy1	Sy1.9			Sy1/Sy1.9	
16	FSC15496+0331	155206.16	+032244.0	0.193	<0.01:	-1.10	Sy2	Sy2	Sy2		Sy2	
17	FSC16001+1652	160222.38	+164354.3	0.672	<0.01	0.0	Sy1		Sy2:		Sy1	
18	FSC16156+0146	161809.36	+013922.1	0.133	<0.01	-2.6	Sy2			Sy2	Sy2	

является HLIRG галактикой с болометрической светимостью $L_{Бол} \sim 10^{13} L_{\odot}$ [11], и, возможно, оптическая классификация, приведенная из другого источника, ошибочна. В случае объекта №13 разногласие возможно появляется из-за того, что классификация по спектральному распределению неуверенная.

В последовательных столбцах табл.1 даны: 1 - номер объекта; 2 - название объекта в IRAS FSC каталоге; 3, 4 - координаты для эпохи 2000.0J: 5 - красное смещение, определенное по ИК-спектрам; 6 - эквивалентная ширина эмиссионной линии полициклического ароматического углеводорода на $\lambda 6.2$ мкм, приведенной из [3] (':' означает что в спектре наблюдается эмиссия полициклического ароматического углеводорода на $\lambda 11.3$ мкм); 7 - глубина абсорбционной линии силиката S_{10} из [3]; 8 - классификация объектов по ИК-спектрам; 9 - классификация объекта по спектрам SDSS; 10 - классификация по спектральным распределениям (':' неуверенные данные); 11 - классификация объекта по другим источникам; 12 - результирующая классификация.

8. **Заключение.** В работе представлена классификация 18 ИК-галактик ($c 43 < ИК/опт < 11103$, $0.12 < z_{ИК} < 1.0$ и $43.4 < \log[\nu L_{\nu}(5.5 \text{ мкм})] < 46.7$ в эрг/с) в оптическом диапазоне, наблюдаемых на инфракрасном спектрографе космического телескопа "Спитцер".

Сделана попытка классифицировать объекты, используя лишь фотомет-

рические данные из архивов SDSS и 2MASS. Для этого предварительно были построены спектральные распределения для объектов разных типов из каталога AGN, которые затем использованы для классификации наших объектов.

В табл.1 представлены результаты классификации в ИК (по ИК-спектрам) и оптическом диапазонах (с использованием спектров SDSS (для 7 объектов) спектральных распределений (для 11), для 5 классификации в оптическом диапазоне приведены из других источников). При сравнении этих классификаций в основном наблюдается согласие, что говорит в пользу использования спектральных распределений для классификаций объектов в оптическом диапазоне. Несоответствия в классификациях обнаружены только в трех случаях (№11, №17, №13), что, возможно, является результатом неуверенной классификации в оптическом диапазоне.

Представлено также морфологическое описание для 18 ИК-галактик. Звездообразными галактиками являются 4 источника, 6 галактик являются спиральными, и 6 - галактиками круглой формы. Один объект (FSC09105+4108) является членом скопления галактик.

Автор выражает благодарность А.Микаеляну, Д.Видману и Л.Ерастовой за полезные советы и обсуждения. Автор также благодарит рецензента за замечания, которые улучшили статью. Работа поддержана грантом CRDF ARP1-2849-YE-06.

Эта работа основана на наблюдениях космического телескопа "Спитцер", управляемого Лабораторией реактивного движения (JPL, Калифорнийского технологического института) по контракту с Национальным управлением аэронавтики и космических исследований (NASA) 1407.

В работе использованы данные обзора 2MASS, который является совместным проектом Университета Массачусетса и Центра обработки и анализа инфракрасных данных (IPAC) Калифорнийского технологического института.

Также использованы данные обзора SDSS, который управляется Консорциумом астрофизических исследований (ARC) для институтов участников.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: sar111@yahoo.com

OPTICAL CLASSIFICATION OF 18 INFRARED GALAXIES

L.A.SARGSYAN

The optical classification for infrared galaxies is presented having spectra obtained with Infrared Spectrograph onboard *Spitzer* Space Telescope. An

attempt of classification of objects with spectral energy distribution (SED) based on photometric archival data from archives SDSS and 2MASS is presented (11 sources, for 4 of them the SDSS spectra are available). In case of 7 sources, the SDSS spectra are used and for 5 objects classifications from other sources were used, for 4 of them the classifications with SDSS spectra and by photometric data are not available. In case of 3 sources, the classifications by SDSS spectra agree with classifications by photometric data, which is pointing that the stochastic classifications by SED can be used for many objects with only photometric data. Also are presented the classification based on IR spectra. The comparison of IR and optical classifications mainly shows agreement. The morphological descriptions for the sources are presented as well.

Key words: *galaxies:infrared - classification of galaxies*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.W.Werner, T.L.Roelling, F.J.Low et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 154, 1, 2004.
2. *G.H.Rieke, E.T.Young, C.W.Engelbracht et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 154, 25, 2004.
3. *L.Sargsyan, A.Mickaelian, D.Weedman, J.R.Houck*, *Astrophys. J.*, 683, 114, 2008.
4. The SDSS Photometric Catalog, Release 6, <http://www.sdss.org/dr6/>.
5. *M.F. Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al.*, *Astron. J.*, 131, 1163, 2006.
6. *S.L.O'Dell, J.J.Puschell, W.A.Stein*, *Astrophys J.*, 213, 351, 1977.
7. *А.М.Микаелян, К.С.Гугоян, Д.Руссей*, *Астрофизика*, 40, 581, 1997.
8. *A.Lawrence, M.Rowan-Robinson, R.S.Ellis et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 308, 897, 1999.
9. *A.C.Edge, H.Ebeling, M.Bremer et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 339, 913, 2003.
10. *S.J.L2Roque, M.Joy, J.E.Carlstrom et al.*, *Astrophys. J.*, 583, 559, 2003.
11. *R.J.Wilman, A.C.Fabian, R.M.Cutri, C.S.Crawford, W.N.Brandt*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 300, 7, 1998.
12. *S.A.Stanford, D.Stern, W.Van Breugel, C. De Breuck*, *Astrophys. J.*, 131, 185, 2000.
13. *P.S.Smith, G.D.Schmidt, D.C.Hjines*, *Astrophys J.*, 569, 23, 2002.
14. *R.M.Cutri, J.P.Huchra, F.J.Low, R.L.Brown, P.A.V.Bout*, *Astrophys. J.*, 424, 65, 1994.
15. *D.-C.Kim, D.B.Sanders*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 119, 41, 1998.
16. *M.-P.Veron-Cetty, P.Veron*, *Astron. Astrophys.*, 455, 773, 2006.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРАВИЛЬНОГО ПЕРЕМЕННОГО КРАСНОГО ГИГАНТА 2 CEN

Е.В.РУБАН, А.А.АРХАРОВ, Е.И.ГАГЕН-ТОРН, В.В.НОВИКОВ

Поступила 2 апреля 2009

Принята к печати 29 апреля 2009

Для переменной звезды 2 Cen (V806 Cen) проведены исследования результатов фотометрических наблюдений, представленных в каталоге Hipparcos, и спектрофотометрических наблюдений, выполненных группой пулковских наблюдателей в Боливии. Фурье-анализ позволил уточнить период изменения блеска - 12.57d, вместо 12.0d. Показано, что кривые блеска, построенные по фотометрическим данным, имеют плавный систематический ход с амплитудой порядка $0^m.2$. Имеются кратковременные, в течение нескольких часов, скачки блеска на $0^m.1$. Определены различия температуры излучающего слоя и его радиуса при максимальном и минимальном блеске, которые попадают на фазы 0.00 и 0.58, соответственно. В максимуме радиус был меньше на 6%, а температура выше на 70K; возможно эти различия характеризуют пульсации звезды.

Ключевые слова: *звезды: спектрофотометрия: переменность*

1. *Введение.* Переменная звезда 2 Cen (V806 Cen, BS 5192, HD 120323, HIP 67457) спектрального класса M5 III по характеру переменности относится к звездам типа SRB [1]. Этот тип звезд объединяет пульсирующие полуправильные переменные гиганты поздних спектральных классов с плохо выраженной периодичностью от 20 до 2300 дней и амплитудой от нескольких сотых до нескольких звездных величин. Согласно [2], период изменения блеска 2 Cen составляет 12.0d, амплитуда в полосе V - $\sim 0^m.1$. Как видно, данная звезда не является типичной звездой SRB: амплитуда изменений величины V находится у нижней границы амплитуд, свойственных данному типу звезд, а период настолько мал, что даже не попадает в диапазон соответствующих периодов.

Ранее мы исследовали спектрофотометрическую переменность звезды такого же типа L₂ Pup [3] с большим периодом и амплитудой ($\sim 140d$ и $\sim 3^m$, соответственно). Для нее были найдены изменения физических параметров излучающего в континууме слоя во время вариаций блеска. Представляет интерес провести аналогичное исследование для звезды 2 Cen с малыми параметрами переменности.

Результаты таких исследований для звезд одного типа с сильно различающимися наблюдательными характеристиками важны для понимания процессов, происходящих в звездах и приводящих к такому большому

разбросу этих характеристик. Они также необходимы при изучении дальнейшей судьбы красных гигантов, находящихся на поздней стадии звездной эволюции.

Задачей настоящей работы является исследование спектрофотометрической и фотометрической переменности 2 Cep с целью получения физических параметров слоя, излучающего в континууме.

2. Результаты наблюдений, спектрофотометрическая температура. Спектрофотометрические наблюдения звезды 2 Cep проводились в Боливии в 1988-1989гг. на телескопе АЗТ-7 в спектральном диапазоне 485-1105нм. Их результаты опубликованы в [4]. В табл.1 приведены: порядковые номера наблюдений, N , даты наблюдений в юлианских днях, JD , и фазы наблюдений, ph , ph_p (их определение дано ниже; целая часть числа - количество полных циклов).

Таблица 1

ДАТЫ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ И ИХ ФАЗЫ

N	JD2447	ph	ph_p	N	JD2447	ph	ph_p
1	659	0.13	0.07	8	686	2.38	2.22
2	660	0.22	0.15	9	708	4.22	3.97
3	667	0.80	0.71	10	709	4.30	4.05
4	669	0.97	0.87	11	714	4.72	4.44
5	670	1.05	0.95	12	716	4.88	4.60
6	678	1.72	1.58	13	721	5.30	5.00
7	682	2.05	1.90	14	722	5.38	5.08

Значения абсолютизированных квазимонохроматических звездных величин, m_λ , полученные в разные даты, нанесены на рис.1а в зависимости от длины волны. По оси абсцисс отложена длина волны, λ , в нм с шагом 2.5нм; по оси ординат - величина $m_\lambda = -2.5 \log E_\lambda$, где E_λ - квазимонохроматическая освещенность от звезды на внешней границе земной атмосферы, в $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{см}^{-1}$. На вертикальных отрезках, ограниченных горизонтальными штрихами, отложены средние величины случайных ошибок в крайних участках спектра, s , найденные в [5] для пулковских наблюдений. Даты наблюдений не приводятся, поскольку соответствующие им точки на рисунке неразличимы, а кривые, проведенные через эти точки, образуют сплошную полосу.

Оценка спектрофотометрической температуры производится путем сравнения наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре звезды с теоретическими распределениями энергии в спектрах абсолютно черных тел разных температур. В предыдущих работах [6,7] мы подробно рассматривали трудности сравнения теоретических и наблюдаемых распределений энергии в спектрах звезд поздних спектральных классов.

Эти трудности обуславливаются огромным количеством линий и полос, бланкетирующих непрерывный спектр, так что "чистого" континуума в наблюдаемых кривых практически нет. Большая неопределенность континуума сказывается и на большой неопределенности спектрофотометрической температуры. Для уменьшения ошибки мы использовали два графических

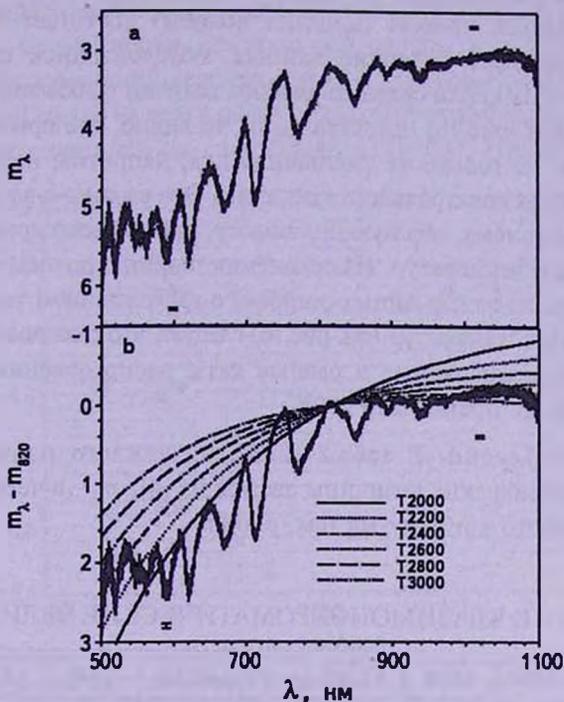


Рис.1. а) Спектральные зависимости наблюдаемых квазимонохроматических величин звезды, полученные в разные даты (сплошная полоса). б) Распределения энергии в спектре звезды для тех же дат и в спектрах абсолютно черных тел разных температур (разные типы линий, T в градусах Кельвина). Нормировка в $\lambda = 820$ нм.

метода сравнения наблюдаемых и теоретических данных: абсолютный и дифференциальный. В настоящем исследовании воспользуемся абсолютным графическим методом только для оценки температуры, а ее изменение определим алгебраически дифференциальным методом путем решения системы линейных уравнений (см. ниже, раздел 4), в которые входят разности наблюдаемых величин в заданных длинах волн. Можно считать, что эффект бланкетирования приблизительно одинаково занижает уровень непрерывного спектра в данной длине волны в различные моменты наблюдений, т.е. при использовании разностей монохроматических величин для двух наблюдений звезды влияние бланкетирования практически исключается.

Оценим температуру излучающего в континууме слоя. На рис.1б нанесены наблюдаемые освещенности, нормированные к освещенности в

длине волны 820 нм, $m_\lambda - m_{820}$. Здесь же представлены теоретические потоки для разных температур с той же нормировкой. Из сравнения кривых реального континуума с теоретическими кривыми следует, что температура излучающего слоя звезды была не более 2800К.

По этому же рисунку можно оценить диапазон изменения температур. Как видно, разброс кривых (ширина полосы) достигает $\sim 0^m.10$. Это несколько превышает различие данных, обусловленное случайными ошибками ($2s = 0^m.06$). Если сравнить разброс величин в абсолютном (рис. 1a) и нормированном (рис. 1b) представлении, то видно, что при нормировке ширина полосы не только не уменьшилась, а, напротив, несколько увеличилась на концах спектрального диапазона. Это связано с веерообразным расположением кривых, образующих полосу, причем веер кривых определяется различием температур. Из сравнения ширины полосы (за вычетом разброса данных из-за случайных ошибок) с расхождением теоретических кривых для разных температур (см. рис. 1b) следует, что различие температур, определяющих наблюдаемые в разные даты распределения энергии в спектре звезды, не превышало 200К.

3. *Кривые блеска.* В табл.2 даны для каждого наблюдения, N , квазимонохроматические величины звезды из [4], m_λ , в четырех длинах волн, λ , реального континуума (см. рис.1).

Таблица 2

НАБЛЮДЕННЫЕ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ, m_λ

N	$\lambda 610$	$\lambda 700$	$\lambda 820$	$\lambda 1040$	N	$\lambda 610$	$\lambda 700$	$\lambda 820$	$\lambda 1040$
1	4.90	3.98	3.26	3.03	8	4.93	4.01	3.25	3.08
2	4.95	4.05	3.27	3.03	9	4.95	3.94	3.24	3.05
3	4.87	4.03	3.23	3.01	10	4.92	4.02	3.24	3.07
4	4.85	3.97	3.22	3.04	11	4.87	3.95	3.20	3.02
5	4.90	3.95	3.24	3.01	12	4.85	3.94	3.21	3.06
6	4.97	4.01	3.26	3.03	13	4.80	3.95	3.20	3.08
7	4.90	3.97	3.25	2.99	14	4.90	3.96	3.22	3.03

На рис.2 нанесены величины m_λ из табл.2 для разных дат, JD-2440000 (см. табл.1). Ошибки m_λ не приведены, поскольку они на рисунке не превышают размеры изображающих их символов. Различия в величинах, полученных в разные даты, могут превышать $\sim 0^m.1$, однако какой-либо закономерности в этих различиях на рисунке не прослеживается. Трудности обнаружения цикличности в данном случае могут быть связаны с малым количеством наблюдений в каждом цикле (см. табл.1).

В качестве дополнительного материала мы использовали фотометрические данные каталога Hipparcos [8], в котором приводятся результаты 127 наблюдений звезды 2 Сеп за три с лишним года. На рис.3 приведены

эти результаты в полосах B_V , V_I для разных дат, JD-2440000; на вертикальных отрезках у точек нанесена величина стандартной ошибки. Видно, что разброс точек на рисунке достигает $\sim 0^m.3$, что значительно превосходит случайный разброс. Даже в одну дату различие величин может быть больше ошибок и доходить $\sim 0^m.1$.

Из-за нерегулярности наблюдений, наличия больших по сравнению с периодом переменности исследуемой звезды (12 дней) пропусков, циклических изменений величин с таким периодом обнаружить на рис.3 невозможно. Однако на нем в обеих полосах отчетливо выделяется максимум блеска, приходящийся на дату JD2448425.41024. Принимая эту дату в

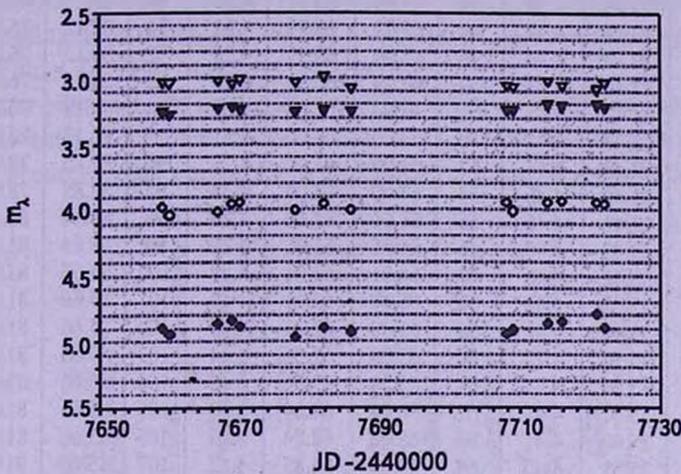


Рис.2. Величины m_λ в избранных длинах волн λ (нм), полученные в разные даты.

◆ $\lambda 610$, ◊ $\lambda 700$, ▼ $\lambda 820$, ▽ $\lambda 1040$.

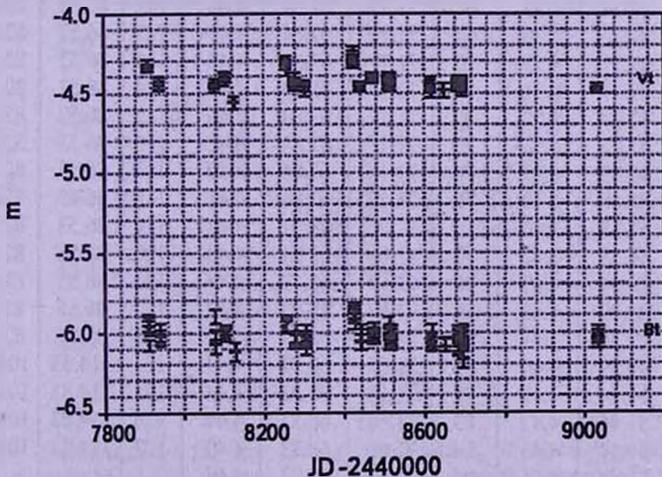


Рис.3. Величины m в полосах B_V , V_I [8] для разных дат.

качестве исходной даты отсчета и используя период изменения блеска 12.0d [2], можно распределить данные по циклам, вычислив даты ожидаемых максимумов, приходящихся на время наблюдений [4] и [8], и определить

Таблица 3

ВЕЛИЧИНЫ I [8] И ФАЗЫ В РАЗЛИЧНЫХ ЦИКЛАХ

N	ph	ph _F	I	N	ph	ph _F	I	N	ph	ph _F	I
1	21.19	20.16	4.33	44	53.99	51.45	4.45	87	71.69	68.34	4.45
2	21.19	20.16	4.34	45	53.99	51.45	4.45	88	80.12	76.38	4.47
3	21.19	20.16	4.35	46	53.99	51.45	4.46	89	80.12	76.38	4.47
4	21.19	20.16	4.30	47	63.99	60.99	4.31	90	80.12	76.38	4.46
5	21.20	20.17	4.34	48	63.99	60.99	4.31	91	80.12	76.38	4.48
6	21.20	20.17	4.30	49	63.99	60.99	4.28	92	80.13	76.38	4.45
7	23.56	22.42	4.47	50	63.99	60.99	4.29	93	80.13	76.38	4.52
8	23.56	22.42	4.42	51	64.00	61.00	4.29	94	80.13	76.38	4.43
9	23.56	22.42	4.42	52	64.00	61.00	4.31	95	80.13	76.38	4.46
10	23.56	22.42	4.44	53	64.00	61.00	4.23	96	82.85	78.98	4.51
11	23.56	22.42	4.46	54	64.00	61.00	4.33	97	82.85	78.98	4.46
12	23.56	22.42	4.46	55	64.01	61.01	4.26	98	85.64	81.65	4.43
13	35.09	33.42	4.45	56	64.01	61.01	4.28	99	85.64	81.65	4.41
14	35.09	33.42	4.46	57	64.01	61.01	4.29	100	85.66	81.66	4.45
15	35.11	33.44	4.44	58	65.37	62.31	4.47	101	85.66	81.66	4.42
16	35.11	33.44	4.47	59	65.38	62.31	4.46	102	85.66	81.66	4.47
17	37.27	35.50	4.38	60	65.38	62.31	4.44	103	85.66	81.66	4.43
18	37.27	35.50	4.44	61	65.38	62.31	4.46	104	85.66	81.67	4.43
19	37.27	35.50	4.43	62	68.03	64.84	4.40	105	85.66	81.67	4.48
20	37.27	35.50	4.41	63	68.03	64.84	4.39	106	85.66	81.67	4.45
21	37.28	35.51	4.40	64	68.03	64.85	4.42	107	85.66	81.67	4.45
22	37.28	35.51	4.42	65	68.03	64.85	4.42	108	86.52	82.48	4.43
23	39.21	37.35	4.58	66	68.04	64.85	4.41	109	86.52	82.48	4.43
24	39.21	37.35	4.54	67	68.04	64.85	4.40	110	86.52	82.48	4.47
25	50.12	47.76	4.32	68	71.17	67.84	4.46	111	86.52	82.48	4.46
26	50.12	47.76	4.30	69	71.17	67.84	4.45	112	86.52	82.49	4.46
27	50.13	47.77	4.29	70	71.17	67.84	4.42	113	86.52	82.49	4.46
28	50.13	47.77	4.31	71	71.17	67.84	4.43	114	86.52	82.49	4.46
29	50.13	47.77	4.33	72	71.17	67.84	4.46	115	86.52	82.49	4.42
30	50.13	47.77	4.38	73	71.17	67.84	4.42	116	86.53	82.49	4.42
31	51.82	49.38	4.43	74	71.17	67.84	4.40	117	86.53	82.49	4.43
32	51.82	49.38	4.43	75	71.17	67.84	4.41	118	86.53	82.49	4.45
33	51.82	49.38	4.40	76	71.66	68.31	4.47	119	86.53	82.49	4.47
34	51.82	49.38	4.42	77	71.66	68.31	4.43	120	86.55	82.51	4.48
35	51.83	49.39	4.47	78	71.67	68.32	4.44	121	86.55	82.51	4.44
36	51.83	49.39	4.43	79	71.67	68.32	4.47	122	86.55	82.51	4.46
37	51.83	49.39	4.41	80	71.67	68.32	4.42	123	86.55	82.51	4.50
38	51.83	49.39	4.44	81	71.67	68.32	4.43	124	114.83	109.49	4.48
39	53.98	51.44	4.47	82	71.68	68.33	4.44	125	114.83	109.49	4.46
40	53.98	51.44	4.47	83	71.68	68.33	4.44	126	114.83	109.49	4.47
41	53.98	51.44	4.46	84	71.69	68.33	4.40	127	114.83	109.49	4.46
42	53.98	51.44	4.51	85	71.69	68.33	4.46				
43	53.99	51.45	4.45	86	71.69	68.34	4.40				

фазы для каждого наблюдения в обоих рядах, ρh .

Вычисленные таким образом фазы и число полных циклов, ρh , для наблюдений m_λ [4] приведены в табл.1, а для наблюдений I_i [8] - в табл.3 (N - номер по порядку). Первоначально мы ограничились рассмотрением только более точных величин I_i из каталога [8]. Целая часть в столбцах ρh в обеих таблицах показывает номер цикла от принятой "нулевой даты" - ближайшей полученной нами даты максимального излучения, JD2447657.41024, предшествующей рассматриваемым наблюдениям.

Как следует из табл.1, наблюдения m_λ охватывают 5 циклов. В каждом цикле по 2-4 наблюдения в разные даты. Согласно табл.3, наблюдения I_i охватывают 18 циклов. В каждом цикле, как правило, много наблюдений (до 20), но все они, кроме 71-го цикла, проводились в одну дату (в 71-м цикле в две даты).

Таким образом, ни один цикл не обеспечен достаточным количеством наблюдательных данных, чтобы исследовать изменение величин в течение цикла. Поэтому мы совместили все наблюдения по фазам, отнеся их к

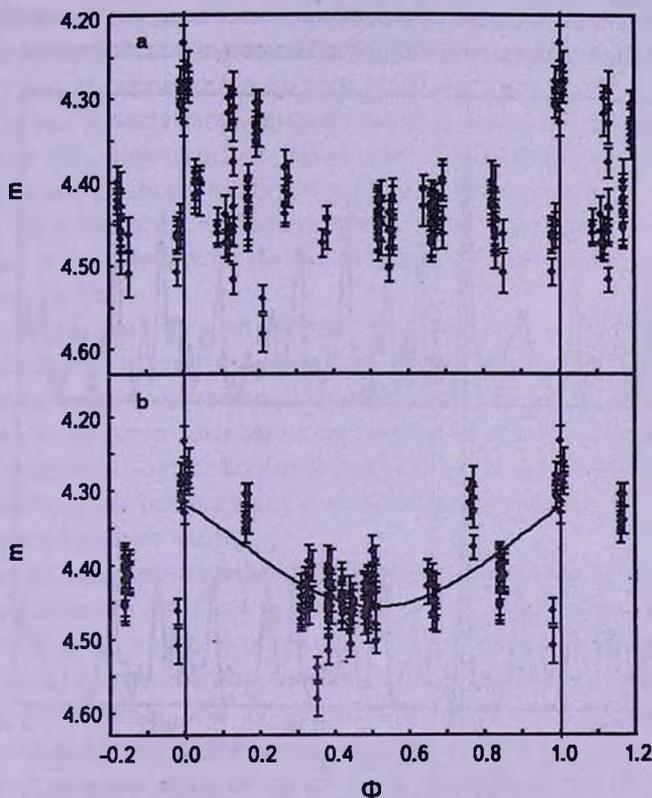


Рис.4. Величины I_i [8] для разных фаз цикла, Φ , полученные с периодами: а) 12.0d, $\Phi = \rho h$; б) 12.57d, $\Phi = \rho h$. Вертикальные прямые - границы цикла. На нижнем рисунке проведена кривая аппроксимации - полином четвертого порядка.

одному циклу, предполагая при этом, что циклы строго повторяются, а значения величин в одинаковых фазах разных циклов (с точностью до случайных ошибок) совпадают. Фазы внутри циклов определяются отбрасыванием целой части в значениях ρh в табл.1 и 3.

Для полученных фаз на рис.4а нанесены значения величин I_i . Ошибки ($\sim 0^m.02$) отложены на вертикальных отрезках у соответствующих точек, которые часто сливаются. Вертикальными линиями отмечены начало и конец цикла.

Рассматривая рис.4а, можно видеть, что фазовая кривая не показывает плавного систематического хода. Величина I_i меняется случайным образом, без какой-либо явно выраженной закономерности, различаясь в разных фазах на $0^m.1-0^m.3$. На фазе $\Phi = 1.00$ I_i показывает лишь кратковременное увеличение блеска, отличающееся от среднего значения на $\sim 0^m.2$. Примерно такое же увеличение блеска заметно и на других фазах. Однако и на одной фазе (или очень близких фазах) разброс точек может достигать до $\sim 0^m.15$. Все эти различия превышают случайные ошибки.

Наличие нескольких значений наблюдаемых величин на одной фазе, вероятно, связано с возможной неопределенностью используемого периода

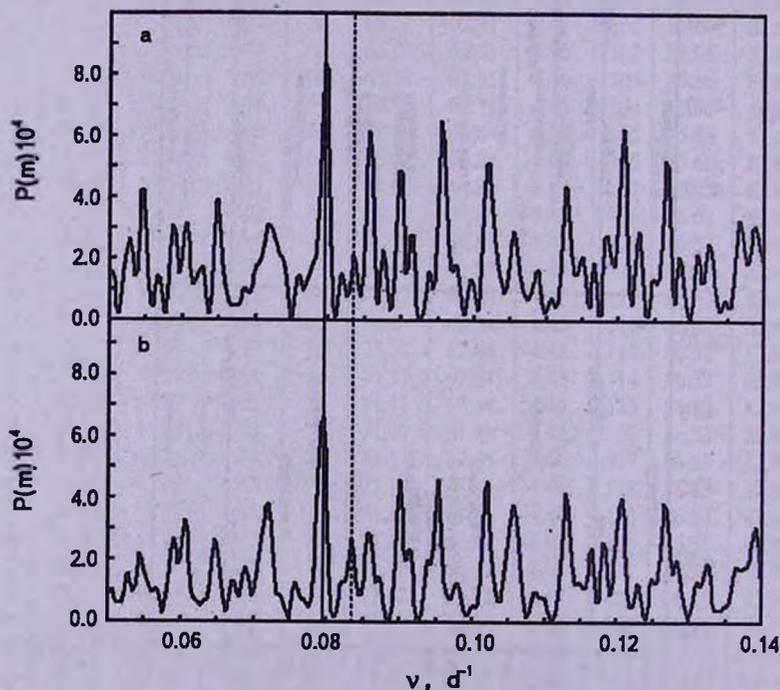


Рис.5. Спектр мощности $P(m)$, вычисленный по величинам m для V_i (а), V_i (б) [8]. Вертикальной прямой отмечены частоты максимальных пиков, соответствующие периодам 12.57d (а) и 12.59d (б). Пунктирная прямая находится на частоте, соответствующей периоду 12.0d.

(12.0d [2]), которая существенно сказалась на результатах наших вычислений дат максимумов, особенно при сильном удалении этих дат от исходной. Таких случаев было много: из 114 циклов (см. табл.1 и 3) 64 цикла предшествовали исходной дате отсчета, а 50 циклов состоялись после нее.

Для уточнения периода переменности исследуемой звезды мы воспользовались методом Фурье-анализа для временных рядов с пропусками, применив его к ряду наблюдений Vt [8]. На рис.5а показан спектр мощности $P(m)$, вычисленный по значениям звездных величин m в полосе V . На графике по оси ординат отложены величины $10^4 P(m)$, по оси абсцисс - частота ν - величина, обратная периоду, в d^{-1} .

Максимальный по высоте пик (отмечен вертикальной прямой) в спектре мощности соответствует периоду 12.57d, его ширина позволяет оценить ошибку найденного значения: $\pm 0.10d$. Он превышает уровень шума в 4.5 раза, что существенно при небольшой амплитуде переменности. На графике пунктирной прямой отмечена также частота, соответствующая периоду 12.0d. Видно, что пик на этой частоте не превышает уровень шума.

Используя полученное значение периода, мы вновь определили даты максимумов блеска (от даты JD2448425.41024) и фазы наблюдений, ph_F . Отсчет фаз ph_F проводился от даты максимального излучения, JD2447658.11137 (новая "нулевая дата"), предшествующей рассматриваемым наблюдениям.

Фазы ph_F приведены в табл.1 для наблюдений m_λ и в табл.3 для наблюдений V . Целая часть в значении фазы показывает номер цикла от новой "нулевой даты". Отбросив целую часть, мы отнесли все данные, как и выше, к одному циклу. На рис.4б построена новая фазовая кривая для периода 12.57d.

Сравнивая рис.4а и 4б, можно заметить, что на втором из них явно присутствует систематический ход, представленный плавной кривой (полином четвертой степени) с амплитудой изменения блеска около $0^m.2$. На рис.4б характер изменений величины V в течение цикла стал более упорядоченным - исчез большой разброс точек на близких фазах. Однако сохранились скачки величин с амплитудой порядка $\sim 0^m.1$ в интервалах времени несколько часов.

Для подтверждения найденной периодичности мы использовали также ряд наблюдений Vt . Спектр мощности для этого ряда представлен на рис.5б. Видно, что результаты для обоих рядов в пределах точности совпадают. Этого следовало ожидать, поскольку коэффициент корреляции между величинами Vt и V достаточно велик ($r = 0.75 \pm 0.03$).

Зависимость квазимонохроматических величин, m_λ , ни для одного из значений периода четко не проявляется. Возможно, это связано с тем, что спектрофотометрические и фотометрические наблюдения сильно разнесены по времени, а звезда относится к полуправильным переменным. Однако

для периода 12.57d разброс точек на близких фазах стал меньше.

Суммируя вышеизложенное, можно заключить, что найденный нами период $12.57 \pm 0.10d$, предпочтительнее, чем период 12.0d [2].

4. *Изменение температуры и радиуса излучающего слоя при изменениях блеска.* На основе имеющихся спектрофотометрических данных мы определили изменение основных физических параметров излучающего слоя - спектрофотометрической температуры и радиуса - при изменениях блеска.

Как отмечалось в наших предыдущих работах (см., например, [7]), зная спектрофотометрические температуры (T_1 и T_2) для любых двух моментов времени t_1 и t_2 , а также разность монохроматических величин в отдельных длинах волн, λ , для этих моментов, $(m_2 - m_1)_\lambda$, можно определить отношение радиусов излучающего слоя звезды, R_2/R_1 . Для этого нами была выведена в [7] следующая формула:

$$\log(R_2/R_1) = 1.56(1/T_2 - 1/T_1)/5\lambda - (m_2 - m_1)_\lambda/5, \quad (1)$$

где λ в нм.

В настоящей работе для дальнейших вычислений формула (1) была преобразована:

$$K_R = K_T/\lambda - \Delta m_\lambda/5, \quad (2)$$

где

$$K_R \equiv \log(R_2/R_1), \quad (3)$$

$$K_T \equiv 1.56(1/T_2 - 1/T_1)/5, \quad (4)$$

$$\Delta m_\lambda = (m_2 - m_1)_\lambda.$$

Здесь величины K_R и K_T являются константами для сравниваемых наблюдений в любой длине волны.

Применим формулы к моментам максимального (N13) и минимального (N6) блеска. Значения Δm_λ были взяты для 15 длин волн, выбранных в областях реального континуума и распределенных по всему спектральному диапазону. Была составлена избыточная система 15 линейных уравнений (2) с двумя неизвестными K_T и K_R . Решение системы дало значения этих констант и их ошибок. Знание констант позволило определить отношение радиусов из формулы (3), а также разность обратных температур из формулы (4). Для отношения радиуса в максимуме блеска к радиусу в минимуме было получено значение: $R_{13}/R_6 = 0.94 \pm 0.01$.

Определив значение константы K_T , можно легко найти температуру в один из моментов времени, если известна температура в другой. Здесь мы использовали установленную выше (раздел 2) оценку: максимальная температура не превосходит 2800 К. Считая, что температура в максимуме блеска, $T_{13} = 2800$ К, для температуры в минимуме получим $T_6 = (2730 \pm 10)$ К.

Подтверждением этого может служить результат, полученный более грубым, но более наглядным графическим методом. Он представлен на рис.6, на котором даны спектральные зависимости разностей, полученных из наблюдений, $\Delta m_\lambda = m_\lambda(N6) - m_\lambda(N13)$ в выбранных ранее 15 длинах волн, и вычисленных для абсолютно черных тел разных температур, $\Delta m_\lambda = m_\lambda(T1) - m_\lambda(T2)$. Различие температур $T1 - T2 = \pm(100 + 200\text{K})$. Нормировка всех кривых в длине волны 540 нм. Как видно, точки практически ложатся на теоретическую кривую $\Delta m_\lambda = m_\lambda(T2700\text{K}) - m_\lambda(T2800\text{K})$. Отсюда следует, что, если $T_{13} = 2800\text{K}$, то $T_6 \approx 2700\text{K}$. Поскольку ошибка графического метода равна половине интервала температур соседних кривых, то в нашем случае она равна $\pm 50\text{K}$. С учетом ошибок, результаты, полученные двумя методами, совпадают.

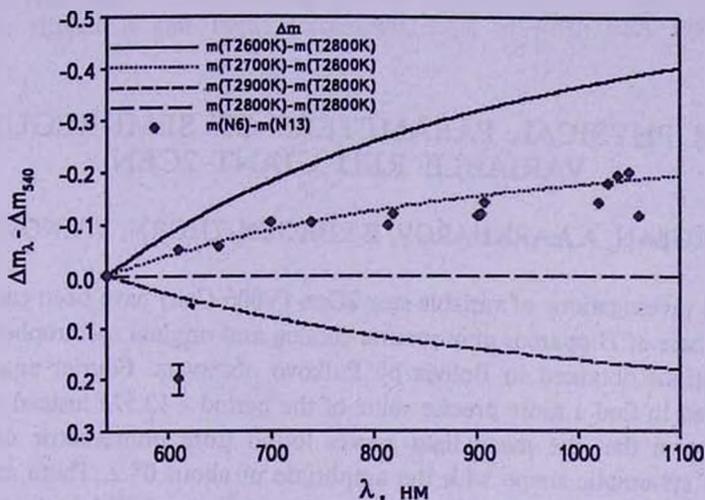


Рис.6. Спектральные зависимости разностей, Δm , квазимонохроматических величин звезды, полученных в даты минимума (N6) и максимума (N13) блеска, и теоретических разностей, вычисленных для абсолютно черных тел разных температур (2600-2900 K). Нормировка в длине волны 540 нм. В нижнем левом углу показан разброс значений из-за случайных ошибок.

Отметим в заключение этого раздела, что для наблюдения N13 $ph_p = 0.00$, т.е. это, действительно, максимум блеска, а для наблюдения N6 $ph_p = 0.58$, что недалеко от минимума (см. табл.1). Таким образом, эти изменения, возможно, характеризуют пульсации звезды.

5. *Заключение.* На основе исследования данных фотометрических и спектрофотометрических наблюдений звезды 2 Сеп получены следующие результаты.

Фурье-анализ длительного ряда наблюдений [8] позволил уточнить период изменения блеска - 12.57d, а не 12.0 d, как приведено в [2].

Отмечено, что фазовые кривые, построенные по фотометрическим

данным с уточненным периодом, показывают плавный систематический ход с амплитудой порядка $0^m.2$. На этих кривых имеются кратковременные, в течение нескольких часов, скачки блеска на $0^m.1$.

Исходя из предположения о тепловой природе излучения, определены изменения температуры излучающего слоя него радиуса при изменениях блеска звезды. При уменьшении блеска от максимального (на фазе $ph_p = 0.00$) до минимального (приходящегося на фазу $ph_p = 0.58$), радиус увеличился на 6%, а температура уменьшилась на 70 К. Можно предполагать, что эти изменения характеризуют пульсации звезды.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: rubane@mail.ru

THE PHYSICAL PARAMETERS OF SEMI-REGULAR VARIABLE RED GIANT 2CEN

E.V.RUBAN, A.A.ARKHAROV, E.I.HAGEN-THORN, V.V.NOVIKOV

The investigations of variable star 2Cen (V806 Cen) have been carried out on the base of Hipparcos photometric catalog and original spectrophotometric observations obtained in Bolivia by Pulkovo observers. Fourier analysis has permitted to find a more precise value of the period - 12.57d instead of 12.0d. It is shown that the mean light curves found from photometric data have smooth systematic shape with the amplitude of about $0^m.2$. There are short-time (some hours duration) variations of brightness of $0^m.1$ at intermediate phases. The temperature variation of star emitting layer and its distance from the center have been determined for maximum (phase 0.00) and minimum (occurred at phase 0.58) brightness. At maximum the radius was by 6% lower and the temperature was by 70K higher. Possibly these differences are the characteristics of pulsation.

Key words: *stars:spectrophotometry:variability*

ЛИТЕРАТУРА

1. П.Н.Холопов, Н.Н.Самусь, М.С.Фролов и др., Общий каталог переменных звезд, 4-е изд., I-III, М., Наука, 1985-1988.
2. N.N.Samus, O.V.Durlevich, В/gcvs, General Catalogue of Variable Stars, Samus+, 2007-2008.
3. Е.В.Рубан, А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.В.Новиков, *Астрофизика*, 52, 99, 2009.
4. Е.В.Рубан, Г.А.Алексеева, А.А.Архаров и др., *ПАЖ*, 32, №9, 672, 2006.
5. Е.И.Гаген-Торн, *Изв.ГАО*, 212, 26, 1998.
6. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Т.Ю.Пузакова, Е.В.Рубан, *Изв. ГАО*, 216, 496, 2002.
7. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Т.Ю.Пузакова, Е.В.Рубан, *Астрофизика*, 48, 175, 2005.
8. The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200, ESA 1997.

ЭВОЛЮЦИЯ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБЛАКОВ ЧАСТИЦ ОКОЛО СОЛНЦА И ЗВЕЗД

В.А.АНТОНОВ, А.С.БАРАНОВ

Поступила 20 марта 2009

Принята к печати 29 апреля 2009

Исследована эволюция траекторий малых тел, не совсем выброшенных из Солнечной системы и испытывающих существенные возмущения со стороны регулярного поля Галактики. Такими телами могут быть отдельные пылинки, кометы или, в случае с другими звездами, крупные пылевые облака и звезды-спутники. Показана возможность осреднения движения по периоду галактического вращения. Осредненные уравнения решаются в эллиптических функциях. Эксцентриситет орбиты также эволюционирует, но периодически возвращается к первоначальному значению ~ 1 , соответствующему выбросу, если пренебречь воздействием отдельных звезд. Наклон линии апсид к галактической плоскости испытывает два вида эволюции: либо он проходит время от времени через 90° , либо через 0° .

Ключевые слова: *Галактика:параметры Орта-Кузмина:двойные звезды:кометы:пылевые облака*

1. *Введение.* При изучении двойных звезд, а в наше время и экзопланет, как правило, ограничиваются объектами, сравнительно близкими к основной звезде, движение которых практически кеплерово (кроме кратных систем типа Трапеции). Таким образом, пренебрегается гравитационным полем Галактики в целом, которое для более удаленных объектов существенно искажает орбиту спутника звезды. При этом подразумевается спутник произвольной природы: звездный компаньон, планета, комета или отдельная метеорная частица. Даже в случае звездной природы спутника возникают, конечно, трудности обнаружения таких удаленных объектов, поскольку при проектировании на небесную сферу они должны теряться среди множества оптических компонентов. С развитием наблюдательных средств, надо полагать, появится также возможность изучать некоторые остаточные холодные пылевые облака, сходные с известными вокруг RW Tau и η Car [1,2]. Теоретическим вопросам динамики холодных облаков в солнечной окрестности посвящены, например, работы [3,4].

2. *Регулярные силы Галактики.* Хотя приводимые далее формулы применимы к мало массивным отдаленным звездоподобным спутникам, главным образом мы имеем в виду облака пылевых частиц или небольших сгустков, не взаимодействующих между собой. То есть каждая пылевая частица движется по своей траектории, но для описания таких облаков

надлежит применять статистические методы. Типичным примером является кометное облако Оорта вокруг Солнца, но для других звезд можно, согласно наблюдениям, ожидать большей концентрации пылевого вещества в их окрестности [1]. Принадлежность пылевой частицы (или другого спутника) именно данной звезде реализуется в гораздо более широких границах, чем это обычно принимают. Например, длительное удержание частицы Солнцем длительное время возможно далеко за орбитой Нептуна, и случайные прохождения чужих звезд близко от Солнца, как правило, не нарушают эту принадлежность из-за сравнительно больших скоростей звезды и Солнца. Здесь сказывается общий для электростатических и гравитационных сил закон: чем больше относительная скорость, тем слабее взаимодействие [5,6]. Однако с течением времени должен накапливаться интегральный эффект, т.е. возмущающее действие "размазанного" поля Галактики как целого.

Мы исключаем некоторые специфические случаи, как, в частности, физику центрального района Галактики или окрестности звезд короны, для которых локальное гравитационное поле Галактики сильно меняется за время обращения звезды. Таким образом, рассматриваются, кроме Солнца, другие звезды диска нашей Галактики или находящиеся в аналогичном положении звезды внешних галактик.

Учет регулярного поля Галактики достаточно проводить в локальном, приливном приближении: структура более удаленных областей сама по себе оказывает малое влияние, вряд ли вообще доступное учету при современной точности наблюдений. Введем локальный гравитационный потенциал Галактики $\varphi(R, z)$ при обычных обозначениях цилиндрических координат R и z . Для Солнца принимаем значения координат $R=R_0$ и $z=0$, где R_0 - расстояние до центра Галактики. Численное значение R_0 нам не понадобится. Фактически Солнце находится не совсем в галактической плоскости, но этой поправкой мы пренебрегаем, поскольку на приливных силах она практически не сказывается. Традиционно производные от φ связываются с параметрами Оорта A и B и Кузмина C (в предположении, что Галактика имеет симметрию диска) посредством формул ([7], формулы (14.4.9) и (14.5.1)):

$$\frac{1}{R} \frac{\partial \varphi}{\partial R} = -(A - B)^2,$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right) = -2R\Omega \frac{\partial}{\partial R} (R\Omega) = 2R(A^2 - B^2), \quad (1)$$

кроме того (см. [7], с. 333):

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -C^2 \quad (2)$$

(Ω - угловая скорость Солнца, для величин в правых частях (1) и (2) подразумеваются местные значения параметров).

Далее удобнее оперировать в местной декартовой системе координат. Направим ось x вдоль радиуса Галактики, ось y в направлении ее вращения и ось z перпендикулярно к галактической плоскости.

По отношению к системе координат, вращающейся с угловой скоростью Ω , уравнениями движения частицы являются:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{GMx}{r^3} + \frac{\partial\varphi}{\partial x} + 2\Omega \frac{dy}{dt} + \Omega^2(R_0 + x), \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{GMy}{r^3} + \frac{\partial\varphi}{\partial y} - 2\Omega \frac{dx}{dt} + \Omega^2 y, \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -\frac{GMz}{r^3} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3)$$

где, кроме массы M основной звезды (в частности, Солнца), гравитационной постоянной G и времени t , введено расстояние частицы от основной звезды $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

(Для спутника - звезды M надо понимать как приведенную массу, началом координат является центр тяготения пары.)

Разложим потенциал Галактики φ в ряд с точностью до квадратов координат x, y, z . Тогда, с учетом цилиндрической симметрии Галактики в целом

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{\partial\varphi}{\partial R}(R - R_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial R^2}(R - R_0)^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} z^2 + \dots \quad (4)$$

($\varphi_0 = \text{const}$).

Разложим аналогичным образом само значение расстояния от оси Галактики:

$$R = \sqrt{(R_0 + x)^2 + y^2} = R_0 + x + \frac{y^2}{2R_0}. \quad (5)$$

Следовательно, (4) преобразуется как

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{\partial\varphi}{\partial R} \left(x + \frac{y^2}{2R_0} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial R^2} x^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} z^2 + \dots$$

и система (3) приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{GMx}{r^3} + \left(\Omega^2 + \frac{\partial^2\varphi}{\partial R^2} \right) x + 2\Omega \frac{dy}{dt}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{GMy}{r^3} - 2\Omega \frac{dx}{dt}, \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -\frac{GMz}{r^3} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} z, \end{aligned} \quad (6)$$

иди, после использования формул (1) и (2),

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{GMx}{r^3} + 4A(A-B)x + 2\Omega \frac{dy}{dt}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{GMy}{r^3} - 2\Omega \frac{dx}{dt}, \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -\frac{GMz}{r^3} - C^2 z. \end{aligned} \quad (7)$$

Система (6)-(7) встречается в литературе, но, например, в [8] неправомерно отбрасывается сферически симметричная часть локального галактического потенциала, хотя на самом деле она должна вызывать прецессию орбит частиц. В других работах, наоборот, Галактика считается плоским, эффективно одномерным слоем, что тоже является недостаточным приближением [9,10].

Уравнения (7), по-видимому, не допускают точного решения, кроме очень частных и предельных случаев. Для близких спутников можно оставлять только тяготение основной звезды, и тогда получается просто кеплерово движение. Для удаленных спутников, наоборот, пренебрегаем тяготением звезды и остается опять-таки хорошо известная комбинация вертикальных колебаний и эпициклического движения в галактической плоскости с частотой, исключая тривиальную нулевую,

$$\omega = 2\sqrt{\Omega^2 - A(A-B)} = 2\sqrt{B(B-A)}. \quad (8)$$

Система (7) трактует движения частицы как происходящие, с учетом гироскопических сил, в суммарном потенциале

$$\Phi = \frac{GM}{r} + 2A(A-B)x^2 - \frac{C^2}{2}z^2, \quad (9)$$

представляющем сумму потенциалов тяготения основной звезды и приливных сил Галактики (включая центробежные силы).

Представим себе уровенные поверхности функции $\Phi(x, y, z)$ сначала в плоскости Oxz . Поскольку в нашей Галактике $A(A-B) > 0$, на большом расстоянии уровенные линии будут практически гиперболы. На малых расстояниях, очевидно, получаются окружности. Особые точки должны удовлетворять условиям

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0,$$

или

$$-\frac{GMx}{r^3} + 4A(A-B)x = 0, \quad -\frac{GMz}{r^3} - C^2 z = 0,$$

т.е. $z=0$ и

$$-\frac{GM}{x^2} + 4A(A-B) = 0, \quad x = x^* = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{GM}{A(A-B)}}. \quad (10)$$

Получается определенная топологическая картина (модель Роша), встречающаяся, например, в [11]. В направлении оси y поверхность

выклинивается без дополнительных особых точек.

Характерно, что по порядку величины

$$x^* \sim (GM)^{1/3} \Omega^{-2/3}. \quad (11)$$

С другой стороны, если ρ - средняя плотность вещества в Галактике и l - среднее расстояние между звездами, то

$$\Omega \sim \sqrt{G\rho} \sim \left(\frac{GM}{l^3}\right)^{1/2},$$

и из (11) следует:

$$x^* \sim (GM)^{1/3} \left(\frac{GM}{l^3}\right)^{-1/3} = l.$$

Мы получили важный вывод: суммарный объем внутри поверхности Роша отдельных звезд - того же порядка, что и объем галактики. Более того, поверхности Роша у соседних звезд должны перекрываться между собой. Как мы уже упоминали, это не должно приводить ни к какой пуганице.

Известно, что при помещении частицы неподвижно относительно звезды на какую-то замкнутую уровенную поверхность S , все дальнейшее движение частицы будет происходить внутри S и что поверхность Роша является в этом смысле критической: при переходе через нее более наружные поверхности становятся разомкнутыми и частица может уходить на бесконечность (хотя это не обязательно и происходит только с некоторой вероятностью). Заметим еще, что в "аномальных" галактиках, где $A < 0$, критических поверхностей Роша нет, по крайней мере при локальном рассмотрении: частица может, в принципе, уходить на расстояния значительно больше средних межзвездных, оставаясь принадлежащей определенной звезде.

В число точных решений входят также описывающие падение частицы на звезду строго перпендикулярно галактической плоскости. Тогда $x=y=0$ и из системы (7) остается (при $z > 0$)

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{GM}{z^2} - C^2 z. \quad (12)$$

Решение уравнения (12) выражается, кроме упомянутого ниже особого случая, через эллиптические интегралы:

$$t = \pm \int \frac{dz}{\sqrt{2\left(\frac{GM}{z} - \frac{C^2 z^2}{2} + H\right)}}, \quad (H = \text{const}). \quad (13)$$

При всяком вещественном H получается возвратное движение (подъем + падение). Особым случаем является только тот, при котором подкоренное выражение имеет кратный корень, причем при нефизическом $z = -s < 0$, ($s = \text{const}$).

Тогда по общему правилу

$$-\frac{GM}{s} - \frac{C^2 s^2}{2} + H = 0, \quad -\frac{GM}{s^2} + C^2 s = 0,$$

$$s = \left(\frac{GM}{C^2}\right)^{1/3}, \quad H = \frac{3}{2}(GM C)^{2/3}$$

и из (13) следует

$$t = \pm \frac{1}{C} \int \frac{\sqrt{z} dz}{\sqrt{(z+s)^2(2s-z)}},$$

а далее, с подстановкой

$$u = \sqrt{\frac{z}{2s-z}}, \quad z = \frac{2su^2}{1+u^2} \quad (u > 0)$$

имеем:

$$t = \pm \frac{2}{C} \left[\arcsin \sqrt{\frac{z}{2s}} - \frac{1}{\sqrt{3}} \arcsin \sqrt{\frac{3z}{2(z+s)}} \right].$$

Постоянная интегрирования обращается в нуль, если начальный момент совмещен с вылетом частицы из звезды или падением на звезду. Максимальная высота подъема $z=2s$ достигается за время

$$t = \frac{\pi}{C} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}} \right).$$

3. *Возмущения почти кеплеровых орбит.* В данном пункте ограничимся орбитами, размер которых много меньше размеров сферы действия звезды; тогда эффект галактического поля будет малой поправкой, по крайней мере за один оборот частицы. Возмущение Галактики рассматриваем в линейном приближении. Удобно пользоваться компонентами момента по отношению к инерциальной системе координат

$$\vec{K} = \vec{r} \times \vec{v} \quad (14)$$

и вектора Лапласа

$$\vec{A} = -\frac{GM\vec{r}}{r} + \vec{v} \times \vec{K}, \quad (15)$$

где используется вектор скорости в инерциальной системе координат

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} + \vec{\Omega} \times \vec{r}. \quad (16)$$

При средних расстояниях r_m и соответствующих скоростях $\dot{r}_m \sim \sqrt{GM/r_m}$ в правых частях (7) фигурируют возмущающие члены, соответствующие по порядку величины $\sim \Omega^2 r_m$ и $\Omega \sqrt{GM/r_m}$. В нашем приближении

$$\dot{r}_m \gg \Omega r_m, \quad \Omega^2 r_m \ll \Omega \dot{r}_m \sim \Omega \sqrt{\frac{GM}{r_m}}, \quad (17)$$

т.е. члены с кориолисовыми силами в (7) существенно больше членов, линейных по x и z . В первом приближении можно было бы учитывать вообще только кориолисовы силы, что, очевидно, сводится к вращению обоих векторов \vec{K} и \vec{A} относительно оси z с угловой скоростью Ω . Физически это не что иное, как отраженное вращение координатной системы. Это отраженное вращение, по-видимому, удобнее сразу исключить, вернувшись от уравнений (7), записанных во вращающейся системе координат, к уравнениям для неподвижной системы координат. Координаты x_1, y_1, z_1 в ней связаны с x, y, z стандартными соотношениями

$$x_1 = x \cos \Omega t - y \sin \Omega t, \quad y_1 = x \sin \Omega t + y \cos \Omega t, \quad (18)$$

и это дает

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_1}{dt^2} &= -\frac{GMx_1}{r} + 4A(A-B)(x_1 \cos^2 \Omega t + y_1 \cos \Omega t \sin \Omega t) - \Omega^2 x_1, \\ \frac{d^2 y_1}{dt^2} &= -\frac{GMy_1}{r} + 4A(A-B)(x_1 \cos \Omega t \sin \Omega t + y_1 \sin^2 \Omega t) - \Omega^2 y_1, \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\frac{GMz_1}{r^3} - C^2 z_1. \end{aligned} \quad (19)$$

Поправочные члены к кеплерову движению в правых частях (19), как мы видим, второго порядка малости, и сказываются они только за много периодов обращения; поэтому правые части можно осреднить, с одной стороны, по орбитальному движению, с другой стороны, по вращению Галактики. Это второе осреднение эквивалентно взятию средних от коэффициентов, которые зависят от $\cos \Omega t, \sin \Omega t$. Получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_1}{dt^2} &= -\frac{GMx_1}{r^3} + 2A(A-B)x_1 - \Omega^2 x_1, \\ \frac{d^2 y_1}{dt^2} &= -\frac{GMy_1}{r^3} + 2A(A-B)y_1 - \Omega^2 y_1, \\ \frac{d^2 z_1}{dt^2} &= -\frac{GMz_1}{r^3} - C^2 z_1. \end{aligned} \quad (20)$$

Используем теперь интегралы движения (14) и (15), где

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}_1}{dt}. \quad (21)$$

Вычисление дает:

$$\begin{aligned} \frac{dK_x}{dt} &= [\Omega^2 - C^2 - 2A(A-B)]y_1 z_1, \\ \frac{dK_y}{dt} &= -[\Omega^2 - C^2 - 2A(A-B)]x_1 z_1, \\ \frac{dK_z}{dt} &= 0. \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_x}{dt} &= [2A(A-B) - \Omega^2] \left(x_1 y_1 \frac{dy_1}{dt} - x_1 z_1 \frac{dz_1}{dt} - y_1^2 \right) + C^2 \left(z_1^2 \frac{dx_1}{dt} - 2x_1 z_1 \frac{dz_1}{dt} \right), \\ \frac{dA_y}{dt} &= [2A(A-B) - \Omega^2] \left(x_1 y_1 \frac{dx_1}{dt} - y_1 z_1 \frac{dz_1}{dt} - x_1^2 \frac{dy_1}{dt} \right) + C^2 \left(z_1^2 \frac{dy_1}{dt} - 2y_1 z_1 \frac{dz_1}{dt} \right), \\ \frac{dA_z}{dt} &= [2A(A-B) - \Omega^2] \left(2x_1 z_1 \frac{dx_1}{dt} + 2y_1 z_1 \frac{dy_1}{dt} - (x_1^2 + y_1^2) \frac{dz_1}{dt} \right) + C^2 \left(x_1 z_1 \frac{dx_1}{dt} + y_1 z_1 \frac{dy_1}{dt} \right). \end{aligned} \quad (23)$$

Перейдем к осреднению по орбите частицы. В правых частях (22) встречаются двойные произведения координат. При обычной ориентировке орбиты (индекс "единица" для краткости не пишем) и общепринятых обозначениях для кеплеровых элементов

$$x = a(\cos E - e), \quad y = a\sqrt{1-e^2} \sin E, \quad z = 0, \quad t = (E - e \sin E), \quad (24)$$

следовательно, получаем средние значения по орбите, обозначаемые углами скобками:

$$\begin{aligned} \langle x^2 \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} a^2 (e - \cos E)^2 (1 - e \cos E) dE = \frac{a^2(1+4e^2)}{2}, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{a^2(1-e^2)}{2}, \\ \langle xy \rangle &= \langle xz \rangle = \langle yz \rangle = \langle z^2 \rangle = 0. \end{aligned}$$

С другой стороны, при той же стандартной ориентации

$$\begin{aligned} K_x = K_y = 0, \quad K_z = \sqrt{GMa(1-e^2)}, \\ A_x = GMe, \quad A_y = A_z = 0. \end{aligned}$$

Из написанного выше следует при цифровых обозначениях x_i, x_j, x_k или индексах 1, 2, 3 вместо x, y, z

$$\begin{aligned} \langle x_i x_j \rangle &= \frac{a}{2GM} (\delta_{ij} K^2 - K_i K_j) + \frac{5a^2}{2} \frac{A_i A_j}{(GM)^2} \\ (\delta - \text{символы Кронекера, } i, j = 1, 2, 3). \end{aligned} \quad (25)$$

Формула (25) носит инвариантный характер: слева и справа стоят однотипные симметричные тензоры. Следовательно, справедливость (25) не зависит от принятой системы координат. Возвращаясь к прежней системе координат, получаем, в частности, при осреднении правых частей (22):

$$\langle xz \rangle = -\frac{a}{2GM} K_x K_z + \frac{5a^2}{2} \frac{A_x A_z}{(GM)^2}, \quad \langle yz \rangle = -\frac{a}{2GM} K_y K_z + \frac{5a^2}{2} \frac{A_y A_z}{(GM)^2}. \quad (26)$$

В замаскированном виде формулы (26) фигурируют в классических исследованиях как задающие главные части возмущений от внутренних тел на более удаленные спутники [12,13].

Несколько более сложным оказывается осреднение правых частей (23). Имеем в результате интегрирования по частям

$$\left\langle xz \frac{dz}{dt} \right\rangle = \left\langle -\frac{1}{2} \frac{dx}{dt} z^2 \right\rangle,$$

и, следовательно,

$$\left\langle xz \frac{dz}{dt} \right\rangle = \frac{1}{3} \left(xz \frac{dz}{dt} - z^2 \frac{dx}{dt} \right),$$

а в целом

$$\left\langle xy \frac{dy}{dt} - xz \frac{dz}{dt} - y^2 \frac{dx}{dt} \right\rangle = \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right) \langle y \rangle - \frac{1}{3} \left(x \frac{dz}{dt} - z \frac{dx}{dt} \right) \langle z \rangle, \quad (27)$$

причем мы вынесли за знак осреднения компоненты кинетического момента, как инвариантные в невозмущенном движении. Осреднение самих x , y , z в специальной системе координат дает:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} a(\cos E - e)(1 - e \cos E) dE = -\frac{3}{2} ae, \quad \langle y \rangle = \langle z \rangle = 0,$$

что в инвариантной форме записывается как

$$\langle x_i \rangle = -\frac{3a}{2GM} A_i. \quad (28)$$

Аналогично

$$\begin{aligned} \left\langle z^2 \frac{dx}{dt} - 2xz \frac{dz}{dt} \right\rangle &= \frac{4}{3} \left(z \frac{dx}{dt} - x \frac{dz}{dt} \right) \langle z \rangle, \\ \left\langle xy \frac{dx}{dt} - yz \frac{dz}{dt} - x^2 \frac{dy}{dt} \right\rangle &= \left(y \frac{dx}{dt} - x \frac{dy}{dt} \right) \langle x \rangle - \frac{1}{3} \left(y \frac{dz}{dt} - z \frac{dy}{dt} \right) \langle z \rangle, \\ \left\langle z^2 \frac{dy}{dt} - 2yz \frac{dz}{dt} \right\rangle &= \frac{4}{3} \left(z \frac{dy}{dt} - y \frac{dz}{dt} \right) \langle z \rangle, \\ \left\langle 2xz \frac{dx}{dt} - x^2 \frac{dz}{dt} \right\rangle &= -\frac{4}{3} \left(x \frac{dz}{dt} - z \frac{dx}{dt} \right) \langle x \rangle, \\ \left\langle 2yz \frac{dy}{dt} - y^2 \frac{dz}{dt} \right\rangle &= -\frac{4}{3} \left(y \frac{dz}{dt} - z \frac{dy}{dt} \right) \langle y \rangle, \\ \left\langle xz \frac{dy}{dt} \right\rangle &= \frac{1}{3} \left(z \frac{dx}{dt} - x \frac{dz}{dt} \right) \langle x \rangle, \\ \left\langle yz \frac{dy}{dt} \right\rangle &= \frac{1}{3} \left(z \frac{dy}{dt} - y \frac{dz}{dt} \right) \langle y \rangle. \end{aligned}$$

Таким образом, осреднение (22) и (24) приводит к системе

$$\begin{aligned} \frac{dK_x}{dt} &= [\Omega^2 - C^2 - 2A(A-B)] \left(-\frac{a}{2GM} K_y K_z + \frac{5a^2}{2(GM)^2} A_y A_z \right), \\ \frac{dK_y}{dt} &= -[\Omega^2 - C^2 - 2A(A-B)] \left(-\frac{a}{2GM} K_x K_z + \frac{5a^2}{2(GM)^2} A_x A_z \right), \\ \frac{dK_z}{dt} &= 0. \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_x}{dt} &= -\frac{3a}{2GM} [2A(A-B) - \Omega^2] \left(A_y K_z + \frac{A_z K_y}{3} \right) - \frac{2a}{GM} C^2 A_z K_y, \\ \frac{dA_y}{dt} &= \frac{3a}{2GM} [2A(A-B) - \Omega^2] \left(A_x K_z + \frac{A_z K_x}{3} \right) + \frac{2a}{GM} C^2 A_z K_x, \\ \frac{dA_z}{dt} &= \frac{2a}{GM} [2A(A-B) - \Omega^2] (-K_y A_x + K_x A_y) - \frac{aC^2}{2GM} (A_x K_y - A_y K_x). \end{aligned} \quad (30)$$

Система (29)-(30) принадлежит к числу систем гидродинамического типа по Обухову [14]. Общего приема для решения таких систем нет, но в данном случае дело облегчается наличием нескольких инвариантов. Действительно, введем вспомогательные переменные

$$A_* = \sqrt{A_x^2 + A_y^2}, \quad K_* = \sqrt{K_x^2 + K_y^2}, \quad (31)$$

т.е. величины горизонтальных проекций векторов \bar{A} и \bar{K} . Из (29) и (30) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} K_*^2 &= 2 \left(K_x \frac{dK_x}{dt} + K_y \frac{dK_y}{dt} \right) = \\ &= \frac{5a^2}{(GM)^2} \left[\Omega^2 - C^2 - 2A(A-B) \right] A_z (K_x A_y - K_y A_x), \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d}{dt} A_*^2 &= A_x \frac{dA_x}{dt} + A_y \frac{dA_y}{dt} = \\ &= \left\{ \frac{2a}{GM} C^2 + \frac{a}{2GM} [2A(A-B) - \Omega^2] \right\} A_z (K_x A_y - K_y A_x). \end{aligned} \quad (33)$$

Сопоставив полученное с последним уравнением (30) в виде

$$\frac{1}{2} \frac{dA_*^2}{dt} = \left\{ \frac{2a}{GM} [2A(A-B) - \Omega^2] + \frac{aC^2}{2GM} \right\} A_z (K_x A_y - K_y A_x), \quad (34)$$

кроме очевидного из (29)

$$K_z = \text{const}, \quad (35)$$

сравнением соотношения (32) с (34) получаем:

$$\left\{ 2[2A(A-B) - \Omega^2] + \frac{C^2}{2} \right\} K_*^2 - \frac{5a}{2GM} [\Omega^2 - C^2 - 2A(A-B)] A_*^2 = h \quad (h = \text{const}), \quad (36)$$

а сравнение (33) с (34) дает:

$$\left\{ 2[2A(A-B) - \Omega^2] + \frac{C^2}{2} \right\} A_*^2 - \left\{ 2C^2 + \frac{1}{2}[2A(A-B) - \Omega^2] A_*^2 \right\} = h_1 \quad (h_1 = \text{const}). \quad (37)$$

Результат суммирования (36) и (37) с некоторыми постоянными коэффициентами мы сравниваем с известным соотношением [15]

$$A^2 + \frac{GM}{a} K^2 = (GM)^2. \quad (38)$$

Помимо проверки необходимого соответствия, убеждаемся в наличии связи между параметрами:

$$(GM)^2 = \frac{GM}{a} K_z^2 + \frac{h_1 + \frac{GM}{a} h}{2[2A(A-B) - \Omega^2] + \frac{C^2}{2}}. \quad (39)$$

Кроме того, известно равенство нулю скалярного произведения

$$A_x K_x + A_y K_y + A_z K_z = 0. \quad (40)$$

Соотношение (40) также согласуется с нашей системой (29), в чем легко можно убедиться, дифференцируя его левую часть. За основную переменную принимаем величину A_z . Для изучения ее эволюции преобразуем правую часть (34) элементарным образом:

$$K_x A_y - K_y A_x = \pm \sqrt{(K_x^2 + K_y^2)(A_x^2 + A_y^2)} - (K_x A_x + K_y A_y)^2 = \pm \sqrt{(K_x^2 A_x^2 - K_y^2 A_y^2)}.$$

Наконец, выражая в правой части A_x и K_x , согласно (36) и (37), через общий аргумент A_z , получаем:

$$K_x A_y - K_y A_x = \pm \sqrt{\frac{U}{2[2A(A-B) - \Omega^2] + \frac{C^2}{2}} \cdot \frac{U_1}{2[2A(A-B) - \Omega^2] + \frac{C^2}{2}} - K_z^2 A_z^2},$$

где обозначено для краткости

$$U = h + \frac{5a}{2GM} [\Omega^2 - C^2 - 2A(A-B)] A_z^2, \quad U_1 = h_1 + \left[2C^2 + \frac{1}{2} [2A(A-B) - \Omega^2] \right] A_z^2.$$

Тогда (34) оказывается уравнением для одной неизвестной функции $A_z(t)$:

$$\frac{dA_z}{dt} = \pm \frac{a}{GM} \sqrt{UU_1 - \left\{ 2[2A(A-B) - \Omega^2] + \frac{C^2}{2} \right\} K_z^2 A_z^2}. \quad (41)$$

Под знаком радикала стоит многочлен четвертой степени, поэтому $A_z(t)$ выражается через эллиптические функции. Область эволюции для A_z определяется условием положительности подкоренного выражения в правой части (41). Из (38) ясна ограниченность $A_z(t)$. Точками поворота, если оставить в стороне исключительные случаи асимптотического поведения $A_z(t)$, оказываются корни подрадикального выражения. Поскольку такие точки обязательно присутствуют, возможны лишь три основных варианта: 1) корни для A_z^2 оба положительны и положителен коэффициент при A_z^4 ; 2) корни для A_z^2 оба положительны, но коэффициент при A_z^4 отрицателен; 3) один корень положителен, другой отрицателен. Уравнение (41) для краткости записываем в этих трех вариантах соответственно как

$$\begin{aligned}
 1) \quad \frac{dA_z}{dt} &= \pm \sigma \sqrt{(\chi_1^2 - A_z^2)(\chi_2^2 - A_z^2)}, \quad \chi_2 > \chi_1, \\
 2) \quad \frac{dA_z}{dt} &= \pm \sigma \sqrt{(\chi_2^2 - A_z^2)(A_z^2 - \chi_1^2)}, \\
 3) \quad \frac{dA_z}{dt} &= \pm \sigma \sqrt{(\chi_1^2 - A_z^2)(A_z^2 + \chi_2^2)},
 \end{aligned} \tag{42}$$

с некоторыми положительными постоянными σ, χ_1, χ_2 . Во всех случаях решение уравнений (42) записывается через стандартные эллиптические функции Якоби [16]:

$$\begin{aligned}
 1) \quad A_z &= \chi_1 \operatorname{sn} \left(\sigma \chi_2 (t - t_0), \frac{\chi_1}{\chi_2} \right), \\
 2) \quad A_z &= \pm \chi_2 \operatorname{dn} \left(\sigma \chi_2 (t - t_0), \sqrt{1 - \frac{\chi_1^2}{\chi_2^2}} \right), \\
 3) \quad A_z &= \chi_1 \operatorname{cn} \left(\sigma \sqrt{\chi_1^2 + \chi_2^2} (t - t_0), \frac{\chi_1}{\sqrt{\chi_1^2 + \chi_2^2}} \right),
 \end{aligned} \tag{43}$$

В (43) введена некоторая начальная фаза t_0 . Подчеркнем, что мы отбрасываем как невозможные те варианты, где интервал положительности подрадикального выражения не ограничен с той или другой стороны.

В случаях 1) и 3) функция $A_z(t)$ знакопеременна. В случае 2) она знакопостоянна для каждого конкретного объекта, но в принципе может иметь любой знак, т.е. конечные орбиты этих классов разделяются на имеющие афелий (или апоастрий) все время выше или все время ниже галактической плоскости.

4. *Применение к условиям нашей Галактики.* Параметры A, B, C для Галактики много раз оценивались различными авторами. Для первых двух параметров мы принимаем сравнительно новые оценки из критического обзора [17]: $A = 11.3 \pm 1.1$, $B = -13.9 \pm 0.9$ км/с кпк. В тех же единицах км/с и кпк получаем:

$$A^2 - B^2 = -65.52.$$

Определение же параметра C носит несколько иной характер. Мы опираемся на работы [18,19]. При пересчете приведенных там значений градиента вертикального галактического ускорения (в частном случае $z=0$), в наши единицы

$$C^2 = 758, \quad C = 27.53.$$

Отсюда следуют значения наших коэффициентов:

$$\begin{aligned}
 \Omega^2 - C^2 - 2A(A - B) &= B^2 - A^2 - C^2 = -692.48, \\
 2[2A(A - B) - \Omega^2] + \frac{C^2}{2} &= 2(A^2 - B^2) + \frac{C^2}{2} = 247.96,
 \end{aligned}$$

$$2C^2 + \frac{1}{2}[2A(A-B) - \Omega^2] = \frac{A^2 - B^2}{2} + 2C^2 = 1483.24.$$

Следовательно, в (36) оба слагаемых для всех частиц положительны и $h > 0$. В (37), напротив, A_1^2 и A_2^2 стоят с разными знаками, знак h_1 может быть любым.

Рассмотрим частный случай, когда комета или любое другое малое тело выбрасывается из солнечной системы почти прямолинейно, тогда можно принять $K_z = 0$, так что последний член под радикалом в (41) исчезает. При $h_1 < 0$ имеет место второй случай в (42) и (43), а при $h_1 > 0$ - третий случай. Соответственно, при $h_1 < 0$ согласно свойствам функций Якоби, величина A_z все время остается больше некоторого положительного значения. Максимальное значение $A_2 = \chi_2$ достигается тогда, когда $A_* = 0$, т.е. периодически наступают моменты, когда линия апсид направлена в галактический полюс. Напротив, при $h_1 > 0$ фигурирует знакопеременная функция \sin , причем величина $|A_z|$ ограничена сверху и $A_z(t)$ колеблется со средним положением $A_z = 0$, т.е. орбита периодически проходит через положения, когда линия апсид лежит в галактической плоскости. Границу между обоими случаями определяем по условию обращения правой части (37) в нуль, что можно раскрыть как $247.96 \cos^2 i - 1483.24 \sin^2 i = 0$, $\operatorname{tg} i = 0.4088$, $i = 22^\circ 14'$. По существу аналогичные результаты были получены несколько иными методами в [20].

Итак, при угле выброса (по отношению к галактической плоскости) $i > 22^\circ 14'$ последующая орбита будет всегда направлена афелием (апоастроием) вверх, а при $i < 22^\circ 14'$ будут колебания линии апсид вверх-вниз через галактическую плоскость. Одновременно при этом меняется значение K_z , так что точное возвращение собственно в солнечную систему имеет место не при каждом обороте, а через определенные большие интервалы времени. Если $K_z \neq 0$, картина становится более сложной в смысле зависимости от начальных условий, но разделение на два типа поведения, согласно (43), сохраняется (хотя направление на афелий или апоастроий не достигает полюса); трудность может доставить только определение параметров χ_1 и χ_2 . Все сказанное согласуется, с соответствующими изменениями численных оценок, к малым телам, обращающимся на значительном расстоянии вокруг звезд в других областях диска Галактики. И сходным образом к членам внешних галактик при условии достаточной их сплюснутости. Напротив, в экзотических условиях вытянутости основного тела Галактики вдоль оси, получить определенный ответ на вопрос о той или иной зависимости характера орбиты от начальных условий в общем виде не удастся, хотя три типа поведения орбиты, указанные в (43), остаются.

5. Выводы. Малые тела, выбрасываемые из солнечной системы или окрестности другой звезды, но не оторвавшиеся окончательно, испытывают возмущение со стороны регулярного гравитационного поля Галактики.

Если пренебречь возмущениями от отдельных проходящих мимо звезд, эффект которых также накапливается, но нерегулярно [21-25], орбита выброшенной частицы может быть охарактеризована как оскулирующий кеплеров эллипс, претерпевающий изменения с некоторым "большим" периодом. При этом периодически колеблется как эксцентриситет, так и наклонность линии апсид к галактической плоскости. Выделены два типа поведения орбит выброшенных частиц: линия апсид колеблется либо в окрестности галактического полюса, либо вокруг галактической плоскости смотря по тому, оказывается первоначальный угол выброса больше или меньше критического значения $22^{\circ}14'$.

В данной публикации мы ограничивались гравитационными силами. Лучистое давление часто существенно для частиц пыли, но это учитывается редуцией массы центральной звезды. Исключение составляют случаи, когда лучистое давление сильнее тяготения звезды: тогда задача принимает уже совсем иной характер. Также мы не учитываем существенного во внутренних частях Солнечной системы влияния планет, по поводу которого сейчас накопилась огромная литература, например [26-28].

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ 07-02-00061 (В.А.Антонов, А.С.Баранов) и программы Президиума РФ по поддержке ведущих школ России (Грант НШ-1323.2008.2, В.А.Антонов).

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория,
Россия, e-mail: baranov@gao.spb.ru

THE EVOLUTION OF THE LENGTHY CLOUDS OF PARTICLES AROUND THE SUN AND STARS

V.A.ANTONOV, A.S.BARANOV

The evolution of trajectories of small bodies, which are not entirely rejected from the Solar System and undergo the essential disturbances from the regular field of the Galaxy, has been investigated. Among such bodies are individual dust particles, comets or, in the case of other stars, large dust clouds and stars-satellites. The possibility of the motion averaging along the period of the galactic rotation has been shown. The averaged equations have been solved in the elliptic functions. The excentricity of the orbit evolves as well, but if one neglects the action of individual stars it returns periodically to the initial value ~ 1 , corresponding to the rejection. The inclination of the line of apsides to the galactic plane undergoes two types of the evolution: it passes either through 90° or 0° .

Key words: *Galaxy:the Oort-Kuzmin parameters:double stars:comets:dust clouds*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Я.Мартынов, Курс общей астрофизики, М., Наука, 1979.
2. K.E.Nilsen, T.R.Gull, G.V.Kober, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 157, 138, 2005.
3. S. van den Bergh, *J. Roy. Astron. Can.*, 70, 303, 1982.
4. J.A.Fernandez, *Astron. Astrophys.*, 96, 26, 1981.
5. Л.А.Арцимович, Р.З.Сагдеев, Физика плазмы для физиков, М., Атомиздат, 1979.
6. J.H.Jeans, *Astronomy and Cosmogony*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1928.
7. К.Ф.Огородников, Динамика звездных систем, М., ГИФМЛ, 1958.
8. S.Breiter, M.Fouchard, R.Ratajczak, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 383, 200, 2008.
9. D.E.Morris, R.A.Muller, *Icarus*, 65, 1, 1986.
10. J.Heisler, S.Tremaine, *Icarus*, 65, 13, 1986.
11. С.Чандрасекар, Принципы звездной динамики, М., ИЛ, 1948.
12. К.Шарлье, Небесная механика, М., Наука, 1966.
13. М.Ф.Субботин, Введение в теоретическую астрономию, М., Наука, 1968.
14. Ф.В.Должанский, В.И.Кляцкин, А.М.Обухов, М.А.Чусов, Нелинейные системы гидродинамического типа, М., Наука, 1974.
15. Г.Н.Дубошин, Небесная механика, Основные задачи и методы, М., ГИФФЛ, 1963.
16. Г.Бейтмен, А.Эрдейи, Высшие трансцендентные функции, Т.3, Эллиптические и автоморфные функции, функции Ламе и Матъе, М., Наука, 1967.
17. R.P.Olling, M.R.Merrifield, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 297, 943, 1998.
18. K.Kuijken, G.Gilmore, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 239, 577, 1989.
19. K.Kuijken, G.Gilmore, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 239, 605, 1989.
20. J.Byl, *Earth, Moon and Planets*, 36, 263, 1986.
21. H.Scholl, A.Cazenave, A.Brahic, *Astron. Astrophys.*, 112, 157, 1982.
22. P.Barge et al., *Astron. Astrophys.*, 115, 8, 1982.
23. В.А.Антонов, З.П.Тодрия, Письма в АЖ, 10, 394, 1984.
24. M.Duncan, T.Quinn, S.Tremaine, *Astron. J.*, 94, 1330, 1987.
25. О.А.Мазеева, *Астрон. Вестн.*, 41, 130, 2007.
26. Э.Эверхарт, Происхождение Солнечной системы (сборник статей), М., Мир, 1976.
27. Е.И.Казимирчак-Полонская, Проблемы исследования Вселенной, вып. 7, М.-Л., Наука, 340, 1978.
28. J.A.Fernandez, W.-H.Ip, *Icarus*, 54, 377, 1983.

КОНСТАНТА СВЯЗИ АКСИОННОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЕЙ И КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

М.Ю.ПИОТРОВИЧ, Ю.Н.ГНЕДИН, Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ

Поступила 19 февраля 2009

В работе выполнена оценка величины константы взаимодействия аксионов с электромагнитным полем на основе анализа недавно обнаруженной Хатсемекерсом и др. космической ориентации электрических векторов поляризованного излучения далеких квазаров. Основой данного явления является физический процесс двулучепреломления, сопровождающий эффект превращения фотонов в псевдоскалярные аксионоподобные частицы во внегалактическом магнитном поле. В результате получено сильное ограничение на константу связи аксионного и электромагнитного полей во внегалактическом ($z = 1 + 2$) магнитном поле 10^9 Гс с длиной когерентности ~ 1 Мпк.

Ключевые слова: *космологическое магнитное поле; аксион-квазар; поляризация*

1. *Введение.* В настоящее время считается, что обнаруженная во Вселенной необычная форма вещества - темная материя, скорее всего, состоит из элементарных частиц. Одним из наиболее популярных кандидатов в темную материю является аксион. Популярность аксиона основана на том, что с помощью этой предсказанной Вейнбергом и Вилчеком [1,2] и Печчеи и Квинн [3] частицы решается проблема CP инвариантности в квантовой хромодинамике (QCD). Печчеи и Квинн [3] показали, что спонтанное нарушение U(1) симметрии приводит к появлению псевдо-голдстоуновского бозона, который и получил название аксион. Экспериментальным основанием механизма Печчеи-Квинн является исключительно малое значение электрического дипольного момента нейтрона [4].

Согласно [1,2] выражение для массы аксиона имеет вид $m_a = \Lambda_{QCD}^2 / f_{PQ}$, где $\Lambda_{QCD} = 200$ МэВ есть энергетический масштаб квантовой хромодинамики. В модели Печчеи и Квинн имеет место следующее выражение для величины массы аксиона:

$$m_a = \frac{0.62 \times 10^7 \text{ ГэВ}}{F_{PQ}} \text{ эВ},$$

где F_{PQ} - энергетическая шкала псевдоскалярного (аксионного) поля. Значение величины F_{PQ} неизвестно и, по-видимому, существенно ниже планковской величины $E_{Pl} = 10^{19}$ ГэВ. Поэтому значение массы покоя аксиона может лежать в интервале от нескольких эВ до $m_a \sim 10^{-12}$ эВ.

Существует два основных типа аксионов. Адронный или KSVZ аксион [4] взаимодействует только с тяжелыми кварками и не взаимодействует с лептонами и легкими кварками. DFS аксионы взаимодействуют только с электронами и легкими кварками [3,4]. В обоих случаях взаимодействие пропорционально массе и очень слабо.

В течение многих лет поиски аксионов осуществляются как в лабораториях, так и в рамках астрофизических исследований (см., например, монографию [5]). Перспективным направлением представляется также прямое обнаружение аксионов, генерируемых в центре Солнца [6].

В последнее время одним из интригующих астрономических открытий является обнаружение космической ориентации электрических векторов поляризованного излучения квазаров [7-10]. Опираясь на выборку, состоящую из 335 квазаров, обладающих заметно поляризованным излучением, авторы работ [7-10] показали, что электрические векторы поляризации для этих объектов располагаются на небесной сфере не хаотично, а представляют собой группы квазаров ($N \sim 30$) с определенной космологической ориентацией электрических векторов. Уровень достоверности этого эффекта превышает 99.9%. Более того, оказалось, что космологическая (на масштабах ~ 1 Гпк) ориентация электрических векторов изменяется с космологическим красным смещением z . Так, квазары, локализованные в областях с разными ($z \sim 0.5$ и $z \sim 1.5$) красными смещениями имеют различные ориентации векторов поляризации.

В настоящее время существуют две возможные интерпретации этого эффекта. Первая, носящая довольно общий характер, связывает этот эффект с глобальным вращением Вселенной в целом. По существу, эта интерпретация не имеет количественной разработки. Более разработана вторая интерпретация, которая связывает наблюдаемый эффект с физическими процессами двойного лучепреломления и дихроизма, сопровождающими процесс конверсии фотона в аксион во внегалактическом магнитном поле [11-15].

Чтобы доказать реальность наблюдаемого эффекта ориентации векторов поляризации излучения квазаров, авторы [7] выполнили независимые наблюдения поляризованного излучения квазаров в тех же самых участках неба и независимо подтвердили эффект ориентации. Более того, они установили существование корреляции направлений ориентации с выделенными направлениями анизотропии реликтового излучения. Следует подчеркнуть, что эти выводы сделаны на основе богатого наблюдательного материала: 335 квазаров, обладающих заметной собственной поляризацией. Новый наблюдательный материал был получен в результате поляриметрических наблюдений, выполненных в Южной Европейской Обсерватории (Чили).

Хотя окончательный вывод о природе данного эффекта еще не сделан,

тем не менее, очевидно, что наблюдаемое явление ориентации векторов собственной поляризации квазаров может стать новым тестом для темной материи и темной энергии во Вселенной. С другой стороны, этот эффект позволяет исследовать физические свойства межгалактической среды и, в особенности, ее магнитного поля. Сравнительно недавно интересный результат был получен в работе [9]. Авторы этой работы обнаружили, что ориентация направлений ультрафиолетового излучения ряда протяженных областей вокруг активных ядер галактик и квазаров коррелирует с направлениями векторов поляризованного излучения этих объектов. Они считают, что именно этот эффект является причиной наблюдаемой дихотомии (разделения на два типа - 1 и 2) галактик, содержащих квазары.

Окончательный вывод Хатсемекерса и др. [7] состоит в том, что направления собственной поляризации квазаров не распределены хаотично по небесной сфере. Они ориентированы когерентно на крупномасштабных площадках небесной сферы как на малых, так и на больших космологических красных смещениях и различаются по направлениям космологической ориентации. Авторы [7] считают, что причиной такого явления может быть единый физический механизм, действующий в рамках крупномасштабной структуры Вселенной. Самое главное, они установили, что этот эффект может быть хорошо объяснен в рамках механизма дихроизма и двулучепреломления в космологическом магнитном поле межгалактической среды. В этом случае обнаруженный ими эффект может пролить свет на природу темной энергии и темной материи.

Справедливости ради, следует подчеркнуть, что линейный дихроизм, обусловленный ориентацией межзвездных пылинок, также может приводить к ориентации поляризации света далеких объектов вдоль луча зрения, что, конечно, накладывает сильное ограничение на исследуемый эффект. Однако Слузе и др. [10] оценили вклад в поляризацию межзвездной пыли и показали, что он не влияет существенно на космологическую ориентацию векторов поляризации квазаров, обладающих заметной ($P_p > 0.6\%$) собственной поляризацией. Действительно, конверсия фотонов в псевдоскалярные частицы (сверхлегкий аксион или подобная ему псевдоскалярная частица) является наиболее вероятным физическим механизмом космологической ориентации поляризационных векторов [11-15].

В данной работе мы оценили величину константы связи между аксионным и электромагнитным полями в результате анализа данных о космологической ориентации векторов собственной поляризации квазаров в магнитном поле межгалактической среды.

2. Конверсия фотонов в псевдоскалярные частицы и эффект двулучепреломления в магнитном поле: основные уравнения.
Вероятность магнитной конверсии фотонов в маломассивные

псевдоскалярные частицы была вычислена Раффелтом и Стодольским [15] (см. также [5]). Случай конверсии в безмассовые псевдоскалярные частицы (арионы) был рассмотрен в работе [16].

Выражение для этой вероятности имеет вид:

$$P(\gamma_{\parallel} \leftrightarrow a) = \frac{1}{1+x^2} \sin^2 \left(\frac{1}{2} B_{\perp} g_{a\gamma} L \sqrt{1+x^2} \right), \quad (1)$$

где

$$x = \frac{(\epsilon - 1)\omega}{2 B_{\perp} g_{a\gamma}}, \quad (2)$$

ω - частота излучения, ϵ - диэлектрическая постоянная межгалактической плазмы, B_{\perp} - компонента магнитного поля, перпендикулярная направлению распространения фотонов, $g_{a\gamma}$ - константа связи между фотонным и аксионным полями.

Функция вероятности (1) характеризуется: а) осцилляционной зависимостью; б) сильной зависимостью от состояния поляризации фотона. Только фотон, у которого электрический вектор поляризации осциллирует в плоскости, образуемой вектором магнитного поля и направлением движения фотона, превращается в результате конверсии в псевдоскалярную частицу. Сам процесс конверсии сильно зависит от диэлектрической постоянной среды. Если такая среда представляет собой не полностью ионизованную плазму с концентрацией электронов N_e и нейтральных атомов N_H , то мы имеем:

$$1 - \epsilon = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 4\pi\beta N_H - \frac{m_a^2}{\omega^2}. \quad (3)$$

Выражение (3) включает поляризуемость плазмы (первый член в правой части) и вклад нейтрального газа (β - поляризуемость нейтрального газа). Последний член описывает вклад скалярного поля. Для безмассовых бозонов (арионов) последний член равен нулю. В уравнениях (1-3) использована система единиц Лоренца-Хевисайда, в которой $\hbar = c = 1$, а постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$. В этой системе единиц $1 \text{ Гс} = 6.9 \times 10^{-2} (\text{эВ})^2$, а $1 \text{ см} = 5 \times 10^4 (\text{эВ})^{-1}$.

Фотонно-псевдоскалярное взаимодействие приводит к эффекту двулучепреломления в вакууме с магнитным полем. В результате плоскость поляризации будет осциллировать, а распространяющееся поперек магнитного поля излучение будет приобретать эллиптическую поляризацию вследствие трансформации линейной поляризации в круговую. В результате получается следующее выражение для угла поворота θ в случае однородного магнитного поля:

$$\text{tg}\theta(L) = \frac{1}{2(1+x^2)} \sin^2 \left(\frac{1}{2} B_{\perp} g_{a\gamma} L \sqrt{1+x^2} \right). \quad (4)$$

Для чистого вакуума и малой величины константы связи $g_{a\gamma}$ выражение

(4) преобразуется в следующее:

$$\theta(L) = \frac{1}{8} g_{a\gamma}^2 B_1^2 L^2. \quad (5)$$

Ниже, выражение (4) будет использовано с учетом зависимости физических параметров, входящих в формулу (4), от космологического красного смещения z .

Учет такой зависимости позволяет преобразовать (4) следующим образом:

$$\text{tg}\theta(\Delta z) = \frac{1}{2} \sin^2 \left(\frac{1}{2} g_{a\gamma} \int_{z_0}^{z_1} B(z) \sqrt{1+x^2} \frac{dL}{dz} dz \right), \quad (6)$$

$$L(z) = \frac{c}{H(z)} = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\left(\Omega_m (1+z')^3 + \Omega_\Lambda \right)^{1/2}}. \quad (7)$$

Мы используем стандартную космологическую модель: $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ и $H_0 = 75$ км/с/Мпк. Рассмотрим ситуацию, когда излучение далеких квазаров распространяется в межгалактической среде через космологическое расстояние $\Delta z = z_1 - z_0$. В ситуации, представленной в работе Хатсемекерса и др. [7], $z_0 = 0.5$, $z_1 = 1.5$ и $z_0 = 1$, $z_1 = 2$. Для рассматриваемой ситуации типичное значение угла поворота плоскости ориентации векторов поляризации, полученное из наблюдений [7], составляет $\theta(\Delta z) \approx 30^\circ$ для данных значений красных смещений z_0 и z_1 .

Соотношения (6) и (7) позволяют оценить эффект поворота плоскости поляризации далеких квазаров в результате процесса магнитной конверсии фотона в псевдоскалярную частицу (аксион). Следует подчеркнуть, что в нашем случае угол поворота определяется главным образом величиной межгалактического магнитного поля и не зависит, в отличие от классического фарадеевского поворота, от длины волны излучения. Отсутствие такой зависимости налагает сильное ограничение на сам процесс конверсии: характерная длина осцилляции вероятности конверсии должна быть сравнима или меньше характерных длин других физических процессов и, в частности, характерной шкалы изменения межгалактического магнитного поля. Ниже мы представим численные оценки различных физических ситуаций.

3. Магнитная конверсия фотона в межгалактической среде.

Во многих астрофизических условиях процесс фотон-аксионной конверсии сильно подавлен вследствие того, что диэлектрическая проницаемость разреженной среды низкой плотности все же сильно отличается от таковой для физического вакуума, т.е. величина $\epsilon - 1$ оказывается не слишком малой. Для полностью ионизованной плазмы $|\epsilon - 1| \approx \omega_p^2 / \omega^2$, где квадрат плазменной частоты определяется как $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N_e / m_e$, а N_e есть плотность плазмы в см⁻³. Различные члены уравнения (3) имеют разные знаки, так что существует вероятность, что вклад плазмы может быть полностью скомпенсирован. Это означает равенство нулю правой части

уравнения (3). В этом случае уравнения (5)-(7) реально действуют. Вклад межгалактической плазмы оказывается существенно мал, если осцилляции L_B определяются только величиной межгалактического магнитного поля. Это означает, что другие характерные длины осцилляций, связанные либо с плазменной частотой, либо с массой псевдоскалярной частицы существенно больше, чем величина L_p . Это позволяет получить следующие отношения:

$$L_B = \frac{\pi}{g_{\sigma\gamma} B} \ll L_p = \frac{\pi\omega}{\omega_p^2}, \quad L_B \ll L_m = \frac{\pi\omega}{m_a^2}. \quad (8)$$

Главная проблема решения (6) - это найти зависимость межгалактического магнитного поля от космологического красного смещения, т.е. $B_{\perp}(z)$ и оценить масштаб однородности (длину когерентности) этого поля.

Хорошо известен факт существования однородного магнитного поля в скоплениях галактик величиной $10^{-7} + 10^{-6}$ Гс с характерным масштабом 10 кпк - 1 Мпк [17-19], а также на уровне $\sim 10^{-6}$ Гс с масштабом 1-10 кпк в галактиках всех типов, включая галактики на больших космологических расстояниях [19].

Самая простая оценка величины межгалактического магнитного поля может быть выполнена на основе условия равнораспределения энергий ("equipartition"):

$$B = \left(8\pi\Omega_B \rho_{\sigma} \frac{kT_{IGM}}{m_p} \right)^{1/2} \approx 6.5 \times 10^{-8} \left(\frac{T_{IGM}}{10^6 \text{ K}} \right)^{1/2} \text{ G}, \quad (9)$$

где $\rho_{\sigma} = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{ г/см}^3$ - критическая плотность Вселенной; h - параметр Хаббла в единицах 100 км/с/Мпк; T_{IGM} - температура межгалактической среды. Для $\Omega_B = 0.04$ и $h = 0.7$ величина межгалактического магнитного поля равна $B = 10^{-8}$ Гс. Основные вопросы - это какова характерная шкала однородности магнитного поля, а также какова зависимость величины этого поля от космологического красного смещения z .

Обычно считается, что одно из основных условий регулярности магнитного поля это требование, чтобы длина однородности (когерентности) была заметно больше, чем характерная длина охлаждения плазмы. В последнее время опубликовано значительное количество работ, в которых исследован эффект влияния крупномасштабного космологического магнитного поля на крупномасштабную структуру Вселенной, а также на анизотропию температуры и поляризации космического микроволнового (реликтового) излучения.

Сети [20] исследовал эффект влияния крупномасштабного магнитного поля на двухточечную корреляционную функцию в пространстве космологических красных смещений. Двухточечная корреляционная функция распределения галактик является одним из мощных диагностических методов исследования крупномасштабной структуры Вселенной. Пикок и др. [21]

определили эту функцию на космологической шкале ≥ 10 Мпк. Основываясь на этих данных, Сети [20] показал, что на таких космологических шкалах возможно существование регулярного магнитного поля на уровне $\sim 10^{-9}$ Гс. В работе [20] также утверждается, что именно существование таких регулярных магнитных полей обеспечивает анизотропию космического микроволнового (реликтового) излучения.

Сравнительно недавно в работах [22] и [23] было предложено рассматривать космологическое магнитное поле в качестве причины отклонения анизотропии температуры реликтового излучения от гауссова распределения. Совсем недавно, Кашниашвили и др. [24] предположили, что анизотропия температуры реликтового излучения может возникать в результате генерации регулярного космологического магнитного поля с длиной корреляции, превышающей радиус Хаббла. Они показали, что на шкале ≥ 100 Мпк космологическое магнитное поле может достигать величины $\leq 0.7 \times 10^{-9}$ Гс независимо от вида спектра первоначальных возмущений [25]. Космологическое магнитное поле $\sim 10^{-9}$ Гс с длиной корреляции, превышающей радиус Хаббла, может генерироваться в результате квантовых флуктуаций. В целом космические магнитные поля генерируются через процессы фазовых переходов, происходящие с нарушением четности и в процессе инфляции, причем преимущественно пространственно неоднородно и стохастического характера. Тем не менее, многие авторы [26-29] рассматривали возможность генерации однородного и сравнительно регулярного магнитного поля, вложенного в крупномасштабные структуры Вселенной. Так в работе [29] были получены ограничения на величину первичного магнитного поля и на длину однородности такого поля из данных, полученных из наблюдений поляризации реликтового излучения: $B \sim 3 \times 10^{-10}$ Гс и $L \sim 120$ Мпк.

Исследование проблемы турбулентности и генерации магнитных полей в крупномасштабных структурах Вселенной было выполнено сравнительно недавно также в работе [30]. Авторы построили сценарий, в котором крупномасштабный турбулентный поток образуется в результате генерации каскада вихревых движений в космологических ударных волнах, возникающих при образовании крупномасштабных структур. В этом сценарии турбулентность в свою очередь усиливает затравочное магнитное поле независимо от механизма его происхождения. Численные расчеты, выполненные в [30], показали, что турбулентность носит дозвуковой характер в скоплениях и группах галактик, в то время как в филаментах, окружающих эти скопления и группы, турбулентность является сверхзвуковой. Основываясь на модели турбулентного динамо, авторы [30] оценили величину усредненного магнитного поля внутри скоплений и групп галактик на уровне нескольких микрогаусс, вокруг скоплений и

групп магнитное поле оказывается на уровне 0.1 мкГс и приблизительно на уровне $\sim 10 \text{ наноГс}$ в межгалактических филаментах в настоящее время.

В то же время рассматривалась ситуация, при которой возможно генерация сильных ударных волн в межгалактической среде с числами Маха $M \sim 10^4$ и скоростями в несколько тысяч км/с [31]. Такие ударные волны могут, в принципе, возникать в сверхзвуковых потоках газа, которые генерируются в процессах рождения крупномасштабной структуры Вселенной [30]. Следует иметь в виду, что в межгалактической плазме заряженные частицы, турбулентные движения и магнитные поля тесно связаны друг с другом. Согласно [30], турбулентность в межгалактической среде генерируется через каскад вихрей в космических ударных волнах. Одновременно в процессе турбулентного динамо происходит усиление межгалактического магнитного поля. В процессе такого усиления происходит процесс самоорганизации и образования довольно регулярных крупномасштабных магнитных полей. В результате численных экспериментов авторы [30] делают вывод о существовании крупномасштабного магнитного поля на уровне $\sim 10^{15} \text{ мкГс}$ в межгалактической среде с температурой $10^5 \text{ К} < T_e < 10^7 \text{ К}$ (рис.2. из работы [30]) в области $z = 1 + 2$. Существенно, что бок численных расчетов составлял $(100 h^{-1} \text{ Мпк})^3$, что соответствует линейному масштабу межгалактической среды $\sim 0.1 \text{ Гпк}$.

Другой интересный результат был представлен недавно в работе [32]. Авторы использовали временные задержки для потоков космических лучей сверхвысоких энергий с целью проверки принципа лоренцевой инвариантности. В результате, основываясь на наблюдаемой анизотропии реликтового излучения, авторы [32] получили следующую оценку величины межгалактического магнитного поля $\sim 4.9 \times 10^{-9} \text{ Гс}$ с длиной когерентности, заметно превышающей величину 1 Мпк .

Другое важное ограничение на магнитное поле, возникающее в крупномасштабной структуре Вселенной, было получено из анализа распространения космических лучей сверхвысокой энергии [33]. Авторы этой работы исследовали влияние крупномасштабного магнитного поля на локальные свойства гидродинамических потоков во Вселенной в рамках традиционной ΛCDM -космологии. Численные расчеты, выполненные в [33], основывались на использовании масштаба в сопутствующей системе координат с характерным размером $\sim 100 h^{-1} \text{ Мпк}$. Авторы [33] обнаружили, что внегалактические магнитные поля коррелируют с крупномасштабной структурой, образованной вокруг скоплений галактик и в то же время слабо коррелируют с войдами. Для типичной филаментной структуры ($\geq 100 \text{ Мпк}$) величина магнитного поля составляла $B \sim 10^{-8} \text{ Гс}$.

Совсем недавно в работах [34–36] были выполнены новые численные эксперименты по исследованию крупномасштабной структуры Вселенной. В частности, в [34] была исследована космологическая популяция протяженных

радиогалактик и квазаров. Эта популяция занимает довольно большие объемы межгалактической среды и может генерировать довольно сильные магнитные поля в межгалактической среде [37-40]. Расширяющиеся протяженные внешние области (lobes) мощных радиогалактик вполне могут составить ~50% от всей межгалактической среды в области космологических красных смещений $z \sim 1 + 3$. Именно в [34] были выполнены оценки плотности кинетической и магнитной энергии в объемах среды, заполненных радиогалактиками. Объем численных экспериментов (simulations) составил куб с размером в сопутствующей системе координат $\sim 256 h^{-1}$ Мпк. Такой размер соответствует практически реальному расстоянию в ~ 1 Гпк. Хотя в соответствии с расчетами [34] плотности кинетической и магнитной энергии уменьшались с ростом красных смещений и объема заполнения, величины регулярных магнитных полей оставались довольно значительными вплоть до уровня $\sim 10^9$ Гс на длине регулярности ≥ 100 Мпк.

Наконец в работе [36] выполнено численное моделирование взаимодействия потоков плазмы, истекающих из активных галактических ядер, генерирующих космологическое магнитное поле на интервале хаббловского времени. Моделирование продемонстрировало возможность генерации и роста крупномасштабного магнитного поля в космологическом объеме с характерным сопутствующим размером $l_{\text{ВОХ}} = 128 H^{-1}$ Мпк. Такой результат подтверждает вывод, что к настоящему времени примерно 13-23% всего объема межгалактической среды может быть заполнено истекающей из активных галактических ядер плазмой с магнитным полем на уровне 10^9 Гс.

В последней работе на данную тему Ким и Насельский [41] исследовали проблему существования однородного первичного космологического магнитного поля на основе анализа данных WMAP-5 об анизотропии космического микроволнового излучения на характерной шкале $\geq 1^\circ$. В соответствии с их результатами однородное космологическое магнитное поле может существовать в области Вселенной с галактическими координатами $(l, b) \sim (140^\circ, 70^\circ)$ и $(-40^\circ, -70^\circ)$. Авторы [41] считают, что будущий космический эксперимент ПЛАНК несомненно позволит обнаружить однородное межгалактическое магнитное поле.

Все эти результаты позволяют нам сделать вывод о существовании крупномасштабного магнитного поля в межгалактической среде. В то же время, в новом цикле работ [42] снова был рассмотрен вопрос о диффузии космических лучей сверхвысокой энергии в межгалактическом магнитном поле. Авторы этой работы сделали вывод, что характерная величина длины диффузии внегалактических космических лучей требует довольно высоких 0.01-100 наноГс значений межгалактических магнитных полей. Выполненная авторами [42] параметризация зависимости величины регулярного межгалактического магнитного поля от характерной длины регулярности,

приводит к следующим соотношениям (см. также [43]):

$$B(z) = B_c(z) \left[\frac{L_c(z)}{L(z)} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

где длина регулярности и величина регулярного магнитного поля равны соответственно:

$$L_c(z) = \frac{L_0}{1+z}; \quad B_c(z) = B_0(1+z)^{2-m}. \quad (11)$$

Здесь фактор $(1+z)^2$ описывает уменьшение величины магнитного поля со временем в силу закона сохранения магнитного потока, а фактор $(1+z)^{-m}$ описывает эффект магнитогидродинамического усиления (динамо) магнитного поля. Для напряженности магнитного поля принято значение $B_0 = 10^{-9}$ Гс в соответствии с результатами численного моделирования.

Мы используем соотношения (10) и (11) для оценки величины константы фотон-аксионного взаимодействия. Длина пути фотона в сопутствующей системе координат $L(z)$ определяется уравнением (7). Подставляя (10) и (11) в (6), мы получим для случая вакуума:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta(\Delta z) &= \frac{1}{2} \sin^2 \left(\frac{1}{2} g_{a\gamma} \Phi(\Delta z) \right), \\ \Phi(\Delta z) &= B_0 \sqrt{L_c} \int_{z_0}^{z_1} (1+z)^{3/2-m} \frac{1}{\sqrt{L(z)}} \frac{dL(z)}{dz} dz. \end{aligned} \quad (12)$$

Используя значение угла поворота плоскости поляризации, определенное из наблюдений [7], $\theta(\Delta z) \approx 0.5$ для $z_0 = 0.5$ и $z_1 = 1.5$, получаем следующие ограничения на величину константы связи $g_{a\gamma}$:

$$m = \frac{1}{2}; \quad g_{a\gamma} = 3.2 \times 10^{-12} \left(\frac{B_0}{10^{-9} \text{ Гс}} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{75 \text{ км/с}} \right)^{1/2} (\text{ГэВ})^{-1}, \quad (13)$$

$$m = 1; \quad g_{a\gamma} = 4.6 \times 10^{-12} \left(\frac{B_0}{10^{-9} \text{ Гс}} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{75 \text{ км/с}} \right)^{1/2} (\text{ГэВ})^{-1}, \quad (14)$$

$$m = \frac{3}{2}; \quad g_{a\gamma} = 6.4 \times 10^{-12} \left(\frac{B_0}{10^{-9} \text{ Гс}} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{75 \text{ км/с}} \right)^{1/2} (\text{ГэВ})^{-1}, \quad (15)$$

$$m = 2; \quad g_{a\gamma} = 9 \times 10^{-12} \left(\frac{B_0}{10^{-9} \text{ Гс}} \right)^{-1} \left(\frac{H_0}{75 \text{ км/с}} \right)^{1/2} (\text{ГэВ})^{-1}. \quad (16)$$

4. *Оценка массы псевдоскалярной частицы.* Конечно в нашей ситуации полученные нами ограничения зависят от вида зависимости межгалактического магнитного поля от космологического красного смещения. Тем не менее, в такой ситуации можно утверждать о существовании как "мягкого" верхнего предела на константу фотон-аксионной связи $g_{a\gamma} \leq 9 \times 10^{-11} \text{ ГэВ}^{-1}$, так и более "жесткого" верхнего

предела $g_{\sigma\gamma} \leq 3.2 \times 10^{-12} \text{ГэВ}^{-1}$. Эти данные позволяют также наложить ограничения и на массу псевдоскалярной частицы, типа аксиона. Эти ограничения следуют из уравнения (8), которое требует, чтобы когерентная длина по отношению к магнитной конверсии была существенно меньше длины когерентности, связанной с массой псевдоскалярной частицы. Именно в этом случае вероятность магнитной конверсии не будет существенно малой из-за сильной осцилляции в выражении (1) и (4). В итоге из (8), (13) и (16) следует ограничение на массу псевдоскалярной частицы:

$$m_a^2 \ll \omega g_{\sigma\gamma} B, \quad (17)$$

$$m_a \ll 2.5 \times 10^{-16} \text{эВ} \quad \text{для} \quad m = \frac{1}{2}, \quad (18)$$

$$m_a \ll 1.8 \times 10^{-13} \text{эВ} \quad \text{для} \quad m = 2.$$

Для $m=1$ и $m=1.5$ значения m_a попадают в интервал значений, определяемых этими соотношениями. Эти верхние пределы на массу псевдоскаляра существенно сильнее, чем полученные из-за факта отсутствия гамма-излучения высокой энергии от сверхновой SN 1987A [13], а также из эксперимента CAST [14].

5. Заключение. Мы оценили величину фотон-аксионной константы связи на основе анализа эффекта космологической ориентации и космологического вращения плоскости поляризации излучения далеких квазаров, обнаруженных в результате наблюдений Хатсемекерса и др. [7]. Сам эффект космологической ориентации и вращения является следствием фотон-аксионной конверсии в межгалактическом магнитном поле. В результате получено сильное ограничение на константу фотон-аксионной связи: $g_{\sigma\gamma} \leq 3 \times 10^{-12} \text{ГэВ}^{-1}$. Это ограничение получено на основе предположения, что величина межгалактического магнитного поля $B_0 \sim 10^{-9}$ Гс и длина когерентности ~ 1 Мпк.

Авторы благодарят за финансовую поддержку РФФИ (грант 07-02-00535а). Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН и ОФН РАН, а также в рамках программ "Ведущие научные школы" (грант НШ-6110.2008.2). М.Ю. Пиотрович благодарит за поддержку Фонд Президента РФ (грант для молодых ученых МК-4101.2008.2).

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
С.-Петербург, Россия, e-mail: mike@gao.spb.ru gnedin@gao.spb.ru

PHOTON-AXION-LIKE PARTICLE COUPLING CONSTANT AND COSMOLOGICAL OBSERVATIONS

M.Yu.PIOTROVICH, Yu.N.GNEDIN, T.M.NATSVLISHVILI

We estimated the photon-pseudoscalar particle mixing constant from the effect of cosmological alignment and cosmological rotation of polarization plane of distant QSOs, revealed by Hutsemekers et al. This effect is explained in terms of birefringent phenomenon due to photon-pseudoscalar (axion-like) particle mixing in a cosmic magnetic field. The constraint of photon-pseudoscalar mixing constant is obtained for intergalactic ($z \approx 1 + 2$) magnetic field strength at the level about 10^9 G with the coherence length ~ 1 Mpc.

Key words: *cosmological magnetic field:axion:quasar:polarization*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Weinberg*, Phys. Rev. Lett., **40**, 223, 1978.
2. *F.Wilczek*, Phys. Rev. Lett., **40**, 279, 1978.
3. *J.E.Kim*, Phys. Rep., **150**, 1-177, 1987.
4. *R.D.Peccei, H.R.Quinn*, Phys. Rev. Lett., **38**, 1440, 1977.
5. *G.G.Raffelt*, Stars as Laboratories for Fundamental Physics, The University of Chicago Press, Chicago, 1996.
6. *S.Andriamonje, S.Aune, D.Autiero et al.*, JCAP **0704**, 010, 2007.
7. *D.Hutsemekers, R.Cabanac, H.Lamy, D.Sluse*, Astron. Astrophys., **441**, 915, 2005.
8. *D.Hutsemekers*, Astron. Astrophys., **332**, 410, 1998.
9. *B.Borguet, D.Hutsemekers, G.Letawe, Y.Letawe, R.Magain*, arXiv:0710.4048, 2007.
10. *D.Sluse, D.Hutsemekers, H.Lamy, R.Cabanac, H.Quintana*, Astron. Astrophys., **433**, 757, 2005.
11. *D.Harari, P.Sikivie*, Phys. Lett. B., **289**, 67, 1992.
12. *Yu.N.Gnedin, S.V.Krasnikov*, Sov. Phys. JETP, **75**, 933, 1992.
13. *Yu.N.Gnedin*, Astron. Astrophys. Transactions, **5**, 163, 1994.
14. *S.Das, P.Jain, J.P.Ralston, R.Saha*, JCAP, **06**, 002, 2005.
15. *G.Raffelt, L.Stodolsky*, Phys. Rev. D., **37**, 1237, 1988.
16. *A.A.Anselm, N.G.Uraltsev*, Phys. Let. B., **116**, 161, 1982.
17. *P.P.Kronberg*, Rep. Prog. Phys., **57**, 325, 1994.
18. *E.Kim, A.V.Olinto, R.Rosner*, Astrophys. J., **468**, 28, 1996.
19. *K.Bamba, N.Ohta, S.Tsujikawa*, arXiv:0805.3862, 2008.
20. *S.K.Sethi*, astro-ph/0303523, 2003.
21. *J.A.Peacock, S.Cole, P.Norberg et al.*, Nature, **410**, 169, 2001.
22. *M.Demianski, A.G.Doroshkevich*, Phys. Rev., **D75**, 123517, 2008.

23. *A. Bernui, W.S. Hipolito-Ricardi*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **389**, 1453, 2008.
24. *T. Kashniashvili, G. Lavrelashvili, B. Ratra*, arXiv:0807.4239, 2008.
25. *T. Kashniashvili, Yu. Maravin, A. Kosowsky*, arXiv:0806.1876, 2008.
26. *J.D. Barrow, P.G. Ferreira, J. Silk*, Phys. Rev. Lett., **78**, 3610, 1997.
27. *K. Bamba, M.J. Sasaki*, Cosmol. Astropart. Phys., **2**, 30, 2007.
28. *K.E. Kunze*, Phys. Rev., **D77**, 023530, 2008.
29. *J.R. Kristiansen, P.G. Ferreira*, arXiv:0803.3210, 2008.
30. *D. Ryu, H. Kang, J. Cho, S. Das*, arXiv:0805.2466, 2008.
31. *M.L. Medvedev, O.L. Silva, M. Kamionkowski*, Astrophys. J., **642**, L1, 2006.
32. *C.-X. Qiu, Z.-G. Dai*, arXiv:0805.1275, 2008.
33. *H. Kang, S. Das, D. Ryu, J. Cho*, arXiv:0706.2597, 2007.
34. *P. Barai*, arXiv:0806.1956, 2008.
35. *D.R.G. Schleicher, R. Banerjee, R.S. Klessen*, arXiv:0808.1461, 2008.
36. *P. Barai, J. Germain, H. Martel*, arXiv:0809.0515, 2008.
37. *P.P. Kronberg, Q.W. Dufton, H. Li, S.A. Colgate*, Astrophys. J., **560**, 178, 2001.
38. *Gopal-Krishna, P.J. Wiita, P. Barai*, JKAS, **37**, 517, 2004.
39. *R. Levine, N.Yu. Gnedin*, Astrophys. J., **632**, 727, 2005.
40. *S.R. Furlanetto, A. Loeb*, Astrophys. J., **556**, 619, 2001.
41. *J. Kim, P. Naselsky*, arXiv:0903.1930, 2009.
42. *R. Aloisio, V. Berezhinsky, A. Gazizov*, arXiv:0805.1867, 2008.
43. *V. Berezhinsky, A.Z. Gazizov*, Astrophys. J., **669**, 684, 2007.

ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS INSIDE SUPERCONDUCTING CORE OF NEUTRON STARS

D.M.SEDRAKIAN¹, R.KRIKORIAN², M.V.HAYRAPETYAN¹

Accepted 27 March 2009

Feynman's approach has been used to derive the equation of dynamics for type II superconductors from Schrödinger equation. A closed set of equations for the study of vortex dynamics has been obtained. These equations have been used for calculation electric and magnetic fields inside the core of neutron stars. Particularly, the contribution of vortices to the generation of electric and magnetic fields inside the core of the star is explicitly displayed.

Key words: stars:neutron:electric and magnetic fields

1. Introduction. Feynman in his lectures on Quantum mechanics and statistical mechanics [1,2] derive the macroscopic equations describing the motion of type I superconducting particles from Schrödinger's equation written for the order parameter ψ . He also deduced the London equation which relates the velocity \vec{v} of the superparticle to the magnetic induction \vec{B} . As it is well known from this set of equations one can deduce the electric and magnetic fields inside type I superconductors [3]. But the proton fluid in the core of neutron star is a type II superconductor. Therefore we have generalized Feynman's approach to type II superconductors and obtained the expressions for the electric and magnetic fields inside a core.

In sec. 2, for purposes of reference, we briefly recall Feynman's approach applied to type I superconductors. In sec. 3 the above approach is extended to type II superconductors. In sec. 4 we obtain dynamic equations of vortices and their contribution to the electromagnetic fields. Sec. 5 contains concluding remarks.

2. Feynman's approach applied to type I superconductor. The order parameter ψ satisfies the following Schrödinger equation:

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} - \frac{q}{c} \vec{A} \right)^2 \psi - q \phi \psi, \quad (1)$$

where ψ is written in the form:

$$\psi = \sqrt{\rho} e^{i\theta}. \quad (2)$$

In Schrödinger equation (1) \vec{A} and ϕ are respectively the vector and scalar potentials of the electromagnetic field, q and m the charge and mass of superconducting "Cooper's pairs". In Eq. (2) $\rho = |\psi|^2$ is the density of super-

conducting fluid whereas θ is the phase of the order parameter. Inserting (2) into (1) one obtains the following equations for θ and ρ :

$$\hbar \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{m v^2}{2} - q \phi + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\sqrt{\rho}} \nabla^2 \sqrt{\rho}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{\nabla}(\rho \bar{v}) = 0, \quad (4)$$

where \bar{v} is defined by

$$\bar{v} = \frac{\hbar}{m} \bar{\nabla} \theta - \frac{q}{mc} \bar{A}. \quad (5)$$

Taking respectively the gradient and rotor on the both sides of Eqs. (3) and (5), one obtains

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \frac{q}{m} \left\{ \bar{E} + \frac{\bar{v} \times \bar{B}}{c} \right\} + \frac{\hbar^2}{2m} \bar{\nabla} \left(\frac{1}{\sqrt{\rho}} \nabla^2 \sqrt{\rho} \right), \quad (6)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{v} + \frac{q}{mc} \bar{B} = 0, \quad (7)$$

where

$$\bar{E} = -\bar{\nabla} \phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{A}}{\partial t}, \quad \bar{B} = \bar{\nabla} \times \bar{A}. \quad (8)$$

The equation of motion of the superconducting particle (6) without the last term on the right hand side was written by London in the following form:

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = \bar{\nabla} \times (\bar{v} \times \bar{w}), \quad (9)$$

where

$$\bar{w} = \bar{\nabla} \times \bar{v} + \frac{q}{mc} \bar{B}. \quad (10)$$

Eq. (9) has the following property [3]: "If at $t=0$ the initial state is $\bar{w} = 0$ then the Eq. (9) entails also $\partial \bar{w} / \partial t = 0$ at $t=0$ and continued integration of (9) with respect to time it follows that $\bar{w} = 0$ for all values of t' . This means that Eq. (7) holds at any time t . From Eqs. (9) and (10), setting $\bar{w} = 0$, one obtains the following expressions for \bar{E} and \bar{B} :

$$\bar{B} = -\frac{mc}{q} \bar{\nabla} \times \bar{v}, \quad (11)$$

$$\bar{E} = \frac{m}{q} \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{\nabla} \left(\frac{v^2}{2} \right) \right). \quad (12)$$

If in Eq. (11) \bar{v} is replaced by $\bar{j} = q \rho \bar{v}$ and taking into account Maxwell's equation $\text{rot } \bar{B} = (4\pi/c) \bar{j}$, one obtains the London equation for the magnetic induction \bar{B} :

$$\lambda^2 \bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{B} + \bar{B} = 0, \tag{13}$$

where λ is the penetration depth given by

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi q^2 \rho}. \tag{14}$$

3. *Equations of motion for superconducting proton fluid.* The influence of vortices is taken into account by adding the new term $-q\phi_1$ in Schrödinger's equation (1). ϕ_1 is the scalar potential corresponding to the electric field generated by vortices moving with velocity $\bar{v}(L)$. Denoting by $\bar{B}_1 = \Phi_0 n(L)\bar{\kappa}$ the mean magnetic field of vortices with respect to the rest system of vortices, because of the smallness of ratio $\bar{v}(L)/c$, in the laboratory frame, the magnetic induction \bar{B} and the electric field \bar{E} will be given by

$$\bar{B} = \bar{B}_1, \quad \bar{E} = -\frac{\bar{v}(L) \times \bar{B}}{c}. \tag{15}$$

Consequently the force acting on a superconducting particle will be

$$\bar{F} = -q \bar{\nabla} \phi_1 = \frac{q}{c} \bar{v}(L) \times \bar{B}_1 = \frac{q \Phi_0}{c} n(L) \bar{v}(L) \times \bar{\kappa}, \tag{16}$$

where $\bar{\kappa}$ is the unit vector defining the direction of vortices, $n(L)$ the number density of vortices and Φ_0 is the magnetic flux of the vortex. Taking the gradient on both sides of Eq. (3) and using Eq. (16) we get

$$\hbar \frac{\partial \bar{\nabla} \theta}{\partial t} = -\frac{m}{2} \bar{\nabla} v^2 - q \bar{\nabla} \phi + \frac{q \Phi_0}{c} n(L) \bar{v}(L) \times \bar{\kappa} + \frac{\hbar^2}{2m} \bar{\nabla} \left(\frac{1}{\sqrt{\rho}} \nabla^2 \sqrt{\rho} \right). \tag{17}$$

Partial differentiation with respect to time of Eq. (5) yields

$$\hbar \frac{\partial \bar{\nabla} \theta}{\partial t} = m \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{q}{c} \frac{\partial \bar{A}}{\partial t}. \tag{18}$$

On the other hand substitution of $\hbar \partial \bar{\nabla} \theta / \partial t$, as given by Eq. (18), in Eq. (17), gives

$$m \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{q}{c} \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} = -\frac{m}{2} \bar{\nabla} v^2 - q \bar{\nabla} \phi + \frac{q \Phi_0}{c} n(L) \bar{v}(L) \times \bar{\kappa} + \frac{\hbar^2}{2m} \bar{\nabla} \left(\frac{1}{\sqrt{\rho}} \nabla^2 \sqrt{\rho} \right). \tag{19}$$

Taking now the rotor on both sides of Eq. (5) we get

$$\bar{\nabla} \times \bar{v} = \frac{\hbar}{m} \bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \theta - \frac{q}{mc} \bar{\nabla} \times \bar{A}. \tag{20}$$

In the presence of vortices the first term on the right hand side of Eq. (20) is different from zero and is proportional to the density of vortices

$$\hbar \bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \theta = \frac{q \Phi_0}{c} n(L) \bar{\kappa}. \tag{21}$$

On substituting Eq. (21) in Eq. (20) we obtain

$$\bar{\nabla} \times \bar{v} + \frac{q}{mc} \bar{B} = \frac{q \Phi_0}{mc} n(L) \bar{\kappa}. \quad (22)$$

Using the identity $\bar{\nabla} v^2/2 = \bar{v} \times (\bar{\nabla} \times \bar{v}) + (\bar{v} \bar{\nabla}) \bar{v}$ and Eq. (22), Eq. (19) may be exhibited the following form:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{v}}{dt} &= \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \bar{\nabla}) \bar{v} = \\ &= \frac{q}{m} \left[\bar{E} + \frac{\bar{v} \times \bar{B}}{c} \right] - \frac{q}{m} \frac{\Phi_0 n(L)}{c} [(\bar{v} - \bar{v}(L)) \times \bar{\kappa}] + \frac{\hbar^2}{2m} \bar{\nabla} \left(\frac{1}{\sqrt{\rho}} \nabla^2 \sqrt{\rho} \right). \end{aligned} \quad (23)$$

The above equation differs from Eq. (6) by the presence of an additional term, describing the influence of vortices on the superconducting particles, which corresponds to the reaction of the Magnus force.

4. *Dynamical equation of proton vortices and their contribution to the electromagnetic field.* Neglecting the term proportional to \hbar^2 let us write the Eq. (23) in the following form:

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{\nabla} \frac{v^2}{2} - \frac{q \Phi_0}{mc} n(L) \bar{v}(L) \times \bar{\kappa} - \frac{q}{m} \bar{E} = \bar{v} \times \left[\bar{\nabla} \times \bar{v} + \frac{q}{mc} \bar{B} - \frac{q \Phi_0}{mc} n(L) \bar{\kappa} \right]. \quad (24)$$

Denoting the square bracket by

$$\bar{w} = \bar{\nabla} \times \bar{v} + \frac{q}{mc} \bar{B} - \frac{q \Phi_0}{mc} n(L) \bar{\kappa} \quad (25)$$

and taking the rotor on both sides of Eq. (24), we get

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\nabla} \times \bar{v} - \frac{q}{m} \bar{\nabla} \times \bar{E} - \frac{q \Phi_0}{mc} \bar{\nabla} \times (n(L) \bar{v}(L) \times \bar{\kappa}) = \bar{\nabla} \times (\bar{v} \times \bar{w}). \quad (26)$$

Following London's approach, using Maxwell's equation

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad (27)$$

and the equation of conservation of the vortices

$$\frac{\partial n(L)}{\partial t} + \bar{\nabla} (n(L) \bar{v}(L)) = 0 \quad (28)$$

we obtain from Eq. (26)

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = \bar{\nabla} \times (\bar{v} \times \bar{w}). \quad (29)$$

The Eq. (29) has the same form as Eq. (9) with \bar{w} defined by (25). As mentioned in Sec. 2, if $\bar{w} = 0$ for $t=0$, it follows that $\bar{w} = 0$ holds at any time. The equation $\bar{w} = 0$, with \bar{w} as given by (25), is known as the London equation in the presence of vortices.

Let us now determine the value of the quantity Φ_0 . For this purpose, let us take the surface integral on both sides of Eq. (21). The left hand side will give

$$\hbar \int_S \bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \theta dS = \hbar \int_L \bar{\nabla} \theta d\bar{l} = h, \tag{30}$$

whereas, in the case of one vortex, the integral of the right hand side will give $q \Phi_0/c$, accordingly we have $\Phi_0 = hc/q$, where h is the Planck constant.

Let us note that the London equation (22) may be exhibited in the following form

$$\bar{\nabla} \times \bar{M} = \Phi_0 n(L) \bar{\kappa} \tag{31}$$

with

$$\bar{M} = \frac{mc}{q^2 n(s)} \bar{j} + \bar{A}. \tag{32}$$

The quantities \bar{M} and $n(L)$ entering in Eq. (31) are time and space dependent quantities. Eqs. (31) and (28) are the basic equations describing the dynamics of vortices [4].

The expressions for electric and magnetic fields may deduced from Eqs. (24) and (25) by setting $\bar{w} = 0$:

$$\bar{B} = \Phi_0 n(L) \bar{\kappa} - \frac{mc}{q} (\bar{\nabla} \times \bar{v}), \tag{33a}$$

$$\bar{E} = \frac{m}{q} \left[\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{\nabla} \left(\frac{v^2}{2} \right) \right] - \frac{\Phi_0 n(L)}{c} \bar{v}(L) \times \bar{\kappa}. \tag{33b}$$

According to formula (33a) the main input in the strength of the magnetic field is given by the first term, which is proportional to the density of quantum vortices. If the magnetic field is generated by collapse its mean induction B will be of the order of 10^{12} G. In the case of generation by the "entrainment" effect it will be of the order of 10^{14} G and will be concentrated in the central part of neutron vortices [5]. These estimations are valid for hadronic and quark cores, because both of them are type II superconductors. Difference between these two cases is the value of the superconducting gap from which the critical value of the magnetic field depends.

According to formula (33b) the additional electric field generated by moving proton vortices is small because $v(L)/c \sim 10^{-17}$. This term is of the order of 0.3 Volt/cm.

The above expressions (33a) and (33b) differ from the corresponding formulae for type I superconductors (11) and (12) by presence of additional terms. In the case of magnetic induction the additional term is seem to be proportional to the number density of vortices whereas the electric field is proportional to the product of the vortex velocity by the number density of vortices.

5. Conclusion. We have shown that Feynman's approach may be extended to type II superconductors. The basic equations describing the dy-

namics of superconducting proton fluid have been deduced from Schrödinger equation. A closed system of equations which permits the study of the dynamics of vortices is obtained by adding to Eqs. (28) and (31) the condition of equilibrium for the forces acting on the vortex. The relaxation solutions of this closed system of equations have been considered in paper [4].

Acknowledgement. The authors thank Prof. G.Röpke for discussions and University of Rostock in Germany for financial support. This work was completed while one of authors (D.M.S) was at the Institute d'Astrophysique de Paris as PICS-France Armenia visiting scientist.

¹ Yerevan State University, Armenia, e-mail: dsedrak@ysu.am

² College de France and Institute d'Astrophysique de Paris, France

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ И МАГНИТНОЕ ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ЯДРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д.М.СЕДРАКЯН¹, Р.КРИКОРЯН², М.В.АЙРАПЕТЯН¹

Использован подход Фейнмана для получения уравнений динамики сверхпроводников II рода из уравнения Шредингера. Получена закрытая система уравнений для исследования динамики вихрей. Эти уравнения использованы для вычисления электрического и магнитного полей в ядре нейтронной звезды. В частности получен явный вид вклада вихрей в генерации электрических и магнитных полей в сверхпроводящем ядре.

Ключевые слова: *звезды:нейтронные:электрические и магнитные поля*

REFERENCES

1. *R.P.Feynman*, The Feynman Lectures on Physics. Addison-Wesley inc. London-N.Y., 1965.
2. *R.P.Feynman*, Statistical Mechanics. W.A.Benjamin inc. London-Tokio, 1972.
3. *T.London*, Superfluids. Dover, N.Y., 1960.
4. *D.M.Sedrakian, R.Krikorian*, Phys. Rev. B, **76**, 18450, 2007.
5. *D.M.Sedrakian, K.M.Shahabassian*, Soviet Physics-Uspexhi, **34**, 555, 1991.

ПРИНЦИП ИНВАРИАНТНОСТИ АМБАРЦУМЯНА И НЕКОТОРЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 6 февраля 2009

Работа посвящена одному из методов, предложенных Амбарцумяном в теории переноса излучения, - принципу инвариантности. Обсуждается вопрос о возможной связи некоторых нелинейных соотношений, хорошо известных в теории, с вариационным принципом, формулируемом при трансляционном преобразовании оптической глубины.

Ключевые слова: перенос излучения; принцип инвариантности; нелинейные соотношения

1. *Введение.* В работах автора [1,2] был развит вариационный принцип, связанный с трансляционным преобразованием оптической глубины. Было показано, что принцип инвариантности Амбарцумяна является частным случаем этого принципа. В свете этих сравнительно новых результатов возникает вопрос о том, в какой мере те или иные известные в теории переноса излучения нелинейные соотношения связаны с указанными принципами. Речь идет главным образом о соотношениях, используемых в связи с принципом инвариантности или с методом сложения слоев, т.е. с методами, предложенными Амбарцумяном в 40-е годы прошлого столетия, которые во многом предопределили дальнейшее развитие теории ([3,4], см. также [5,6]). Настоящая работа призвана внести ясность в вопросе о происхождении этих соотношений и в используемой при этом терминологии, которая нередко основана на недоразумениях.

В следующем разделе мы напомним о первоначальной формулировке принципа инвариантности, данной Амбарцумяном, и ее связи с более общим вариационным принципом, развитым автором в [1]. В третьем разделе приводятся соотношения, написанные Амбарцумяном при выводе формул сложения для коэффициентов отражения и пропускания. Дается их обобщение на случай трехмерной атмосферы. В разделе 4 показывается, что известные соотношения Чандрасекара, названные им принципами инвариантности, совпадают с соотношениями Амбарцумяна. Указывается, что как те, так и другие не имеют непосредственного отношения к принципу инвариантности, связанному с трансляционным преобразованием оптической глубины.

2. *Принцип инвариантности.* Как известно, подход Амбарцумяна, основанный на предложенном им принципе инвариантности, отличался от классического тем, что он позволял находить интенсивность излучения, выходящего из атмосферы, непосредственно, без предварительного определения поля излучения на всех глубинах. Процедура, приводящая к желаемому результату, заключалась в таком преобразовании рассматриваемой атмосферы и ее глобальных оптических свойств, в результате которого последние оставались бы без изменения. Так, например, при рассмотрении задачи о диффузном отражении света от однородной полубесконечной атмосферы отправным пунктом являлся тот очевидный факт, что добавление к такой среде слоя малой оптической толщины $\Delta\tau$, обладающего такими же свойствами, что и исходная атмосфера, не должно изменить ее отражательную способность. Это положение Амбарцумян назвал принципом инвариантности. В результате его применения для функции отражения $\rho(\eta, \zeta)$ (ζ и η - косинусы углов падения и отражения, соответственно) было получено

$$(\eta + \zeta)\rho(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta)\varphi(\zeta), \quad (1)$$

где λ - вероятность переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния, а функция φ , называемая функцией Амбарцумяна, определяется из следующего функционального уравнения.

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\eta)\varphi(\eta')}{\eta + \eta'} d\eta'. \quad (2)$$

Функция отражения $\rho(\eta, \zeta)$ несколько отличается от используемой в [3] функции $r(\eta, \zeta) = (1/2)\rho(\eta, \zeta)\zeta$, которая определяет интенсивность излучения, диффузно отраженного от среды в направлении η , если последняя освещается потоком параллельных лучей, равным π , под углом $\arccos\zeta$.

В работе [2] нами был развит лагранжиановский подход и показано, что принцип инвариантности в том виде, в котором был сформулирован Амбарцумяном, является частным выражением более общего вариационного принципа, связанного с трансляционным преобразованием оптической глубины. Вывод законов сохранения опирается на теорему Нетера [7] и ее обобщении на случай интегродифференциальных уравнений, данном в [8]. В результате для плоскопараллельной однородной атмосферы было получено

$$\int_0^1 P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau, -\zeta, \mu) d\zeta = \frac{\lambda}{4} \left(\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) d\zeta \right)^2 + \text{const}, \quad (3)$$

где функция $P(\tau, \zeta, \mu)$ характеризует вероятность того, что фотон, движущийся на глубине τ в направлении ζ , выйдет из среды под углом $\arccos\mu$ (углы отсчитываются от внешней нормали).

Для полубесконечной атмосферы $P(\tau, \pm\zeta, \mu) \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow \infty$, так что $\text{const} = 0$. Для этого случая в работах [1,2] двумя различными путями,

в частности, на основе несложных физических рассуждений, было получено более общее соотношение

$$\int_0^1 P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau, -\zeta, \mu') d\zeta = \frac{\lambda}{2} \left(\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) d\zeta \right) \left(\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu') d\zeta \right). \quad (4)$$

Если положить в (4) $\tau = 0$, то приходим к уравнению Амбарцумяна (1). Чтобы убедиться в этом, достаточно переписать указанные два соотношения в виде

$$\frac{\lambda}{2} (\eta + \zeta) \rho(\eta, \zeta) = \rho(0, \eta) \rho(0, \zeta), \quad (5)$$

$$\frac{\lambda}{2} \int_0^1 P(\tau, \zeta', \mu) P(\tau, -\zeta', \zeta) d\zeta' = \rho(\tau, \eta) \rho(\tau, \zeta), \quad (6)$$

где

$$\rho(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \eta) d\zeta \quad (7)$$

представляет собой вероятность выхода из среды кванта, первоначально поглощенного на глубине τ (см. [6]). Таким образом, интеграл (4), может рассматриваться как обобщение уравнения Амбарцумяна (1) на случай всех глубин. Он имеет место всюду, где λ не меняется с глубиной. Соотношения типа (3) и (4) называются соответственно квадратичными и билинейными.

Закон сохранения наиболее общего вида для полубесконечной атмосферы, получаемого применением вариационного принципа, имеет вид

$$\int_0^1 P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau', -\zeta, \mu') d\zeta = \frac{\lambda}{2} \left(\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) d\zeta \right) \left(\int_{-1}^1 P(\tau', \zeta, \mu') d\zeta \right). \quad (8)$$

Интегралы (3), (4), (8) по своему содержанию являются аналогом закона сохранения импульса в механике, вытекающего из трансляционного преобразования осей. Все квадратичные и билинейные соотношения, приведенные в [1,9,10], могут быть получены из (8).

С учетом результатов работ [1,2] и изложенных здесь соображений можно заключить, что *под принципом инвариантности следует понимать положение, отражающее свойство задачи переноса излучения оставаться без изменения при трансляционном преобразовании оптической глубины.*

Приведенные выше интегралы позволяют написать для величин, представляющих интерес с точки зрения той или иной рассматриваемой задачи, разного рода соотношения, которые уместно называть *соотношениями инвариантности*. Так, например, целый ряд такого рода соотношений нетрудно вывести для каждой из астрофизических задач переноса, входящих в группу задач, приводимых к так называемой задаче без источников (source-free problem) (см. [2]). Отсылая читателя за особенностями задач этой группы к указанной работе, здесь укажем лишь, что в нее входят задача Милна,

задача о диффузном отражении (и пропускании, в случае среды конечной толщины), а также задачи при экспоненциальном и полиномиальном законах распределения источников энергии внутри атмосферы.

Вариационный формализм позволяет не только прояснить физическую суть принципа инвариантности Амбарцумяна, но и получить наряду с многими известными результатами, большое количество новых соотношений, имеющих важное теоретическое и прикладное значение. Некоторые из ранее известных соотношений обладают достаточно очевидным физическим или вероятностным смыслом и были записаны непосредственно на основе простых соображений. Однако, как будет показано ниже, далеко не все из них вытекают из вариационного принципа и потому не могут быть признаны соотношениями инвариантности и, тем более, принципами инвариантности. Важно отметить, и это очевидно, что термин "принцип инвариантности" при данном выше определении может применяться лишь в единственном числе.

3. Формулы Амбарцумяна. В настоящем разделе мы остановимся кратко на методе сложения слоев, введенном Амбарцумяном в [4] (см. также [5,6]). Однако здесь нас будет интересовать не сам результат, получивший большое развитие в работах целого ряда авторов, а промежуточные вспомогательные формулы, которые относятся к теме, затрагиваемой в данной работе.

Для удобства читателя мы перепишем здесь эти формулы вместе с поясняющим рисунком.

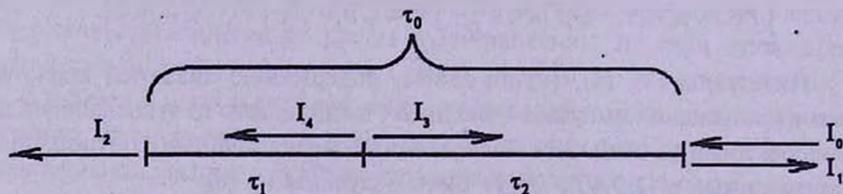


Рис.1. К методу сложения слоев.

Как видно из рис.1, среда оптической толщины τ_0 разбита на две части с толщинами τ_1 и τ_2 . Каждая из сред характеризуется коэффициентами отражения ρ и пропускания q . На основе несложных физико-вероятностных рассуждений можно написать

$$I_1 = \rho(\tau_2)I_0 + q(\tau_2)I_3, \quad (9)$$

$$I_2 = q(\tau_1)I_4, \quad (10)$$

$$I_3 = \rho(\tau_1)I_4, \quad (11)$$

$$I_4 = q(\tau_2)I_0 + \rho(\tau_2)I_3. \quad (12)$$

С учетом того, что $I_1 = \rho(\tau_1 + \tau_2)I_0$ и $I_2 = q(\tau_1 + \tau_2)I_0$, Амбарцумяном были получены формулы сложения для коэффициентов отражения и пропускания рассеивающих и поглощающих сред, на которых, однако, мы здесь не останавливаемся. Следует особо подчеркнуть, что формулы (9)-(12) пишутся без каких-либо ссылок на принцип инвариантности, с которым, естественно, они не связаны. В самом деле, указанные формулы остаются в силе и в более общих случаях, когда говорить об инвариантных свойствах задачи не приходится. Например, формулы (9)-(12) остаются в силе и тогда, когда среды являются неоднородными, правда, с учетом их полярности [11].

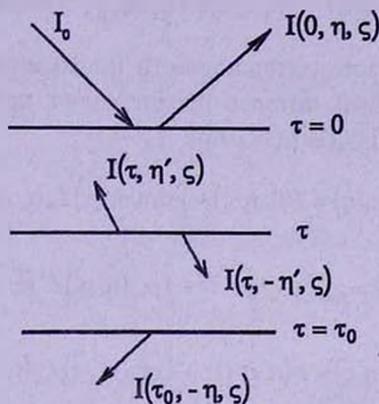


Рис.2. Диффузное отражение света от среды конечной толщины.

Рассмотрим теперь, каким образом переписываются соотношения (9)-(12) в трехмерном аналоге задачи. Преобразуем рассмотренную выше задачу следующим образом. Пусть на границу среды $\tau = 0$ под углом $\arccos \zeta$ к ее внутренней нормали падает параллельный поток излучения интенсивности I_0 (рис.2). Интенсивность отраженного излучения связана с функцией отражения $\rho(\eta, \zeta, \tau_0)$ следующим образом $I(0, \eta, \zeta) = I_0 \rho(\eta, \zeta, \tau_0) \zeta$. Аналогичным образом введем в рассмотрение коэффициент пропускания $\bar{\sigma}$: $I(\tau_0, \eta, \zeta) = I_0 \bar{\sigma}(\eta, \zeta, \tau_0) \zeta$, где

$$\bar{\sigma}(\eta, \zeta, \tau_0) \zeta = \sigma(\eta, \zeta, \tau_0) \zeta + e^{-\tau_0/\zeta} \delta(\eta - \zeta), \tag{13}$$

причем для диффузной части пропущенного излучения мы сохранили обычное обозначение σ . Для краткости записи зависимости интенсивностей от оптической толщины среди аргументов не будет отмечаться.

Поскольку среда теперь может рассматриваться как состоящая из двух частей с толщинами соответственно τ и $\tau_0 - \tau$, то соотношения, аналогичные (9)-(12), могут быть записаны в виде (без ограничения общности рассуждений I_0 можно принять равной единице)

$$\rho(\eta, \zeta, \tau_0)\zeta = \rho(\eta, \zeta, \tau)\zeta + I(\tau, \eta, \zeta)e^{-\eta\tau} + \int_0^1 \sigma(\eta, \eta', \tau)I(\tau, \eta', \zeta)\eta' d\eta', \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \sigma(\eta, \zeta, \tau_0)\zeta = & \sigma(\eta, \zeta, \tau_0 - \tau)\zeta e^{-\eta\tau} + I^*(\tau, -\eta, \zeta)e^{-(\tau_0 - \tau)\eta} + \\ & + \int_0^1 \sigma(\eta, \eta', \tau_0 - \tau)I^*(\tau, -\eta', \zeta)\eta' d\eta', \end{aligned} \quad (15)$$

$$I(\tau, \eta, \zeta) = \rho(\eta, \zeta, \tau_0 - \tau)\zeta e^{-\eta\tau} + \int_0^1 \rho(\eta, \eta', \tau_0 - \tau)I^*(\tau, -\eta', \zeta)\eta' d\eta', \quad (16)$$

$$I^*(\tau, -\eta, \zeta) = \sigma(\eta, \zeta, \tau)\zeta + \int_0^1 \rho(\eta, \eta', \tau)I(\tau, \eta', \zeta)\eta' d\eta', \quad (17)$$

где диффузная часть интенсивности нисходящего излучения снабжена звездочкой. Особый интерес представляют предельные соотношения, получаемые из (14), (16), (17) при $\tau_0 \rightarrow \infty$:

$$I_{-}(0, \eta, \zeta) = I(0, \eta, \zeta) + \int_0^1 \sigma(\eta, \eta', \tau)I_{-}(\tau, \eta', \zeta)\eta' d\eta', \quad (18)$$

$$I(\tau, \eta, \zeta) = \rho_{-}(\eta, \zeta)\zeta e^{-\eta\tau} + \int_0^1 \rho_{-}(\eta, \eta')I^*(\tau, -\eta', \zeta)\eta' d\eta', \quad (19)$$

$$I_{-}^*(\tau, -\eta, \zeta) = \sigma(\eta, \zeta, \tau)\zeta + \int_0^1 \rho(\eta, \eta', \tau)I_{-}(\tau, \eta, \eta')\eta' d\eta'. \quad (20)$$

Данные соотношения устанавливают связь между характеристиками полей излучения в полубесконечной и конечной средах.

Мы видим, что все приведенные нами соотношения (14)-(20) обладают достаточно простым физическим смыслом и пишутся сразу без привлечения принципа инвариантности.

4. *Соотношения Chandrasekara.* В теории переноса излучения хорошо известны нелинейные соотношения, написанные Chandrasekaram в 50-е годы прошлого столетия и названные им принципами инвариантности [12]. Как и в предыдущем разделе, здесь также мы рассматриваем указанные соотношения с точки зрения их возможной связи с принципом инвариантности.

Рассмотренная Chandrasekaram задача о диффузном отражении и пропускании излучения средой конечной оптической толщины ставилась следующим образом. На среду оптической толщины τ_0 (в оригинале τ_1) в направлении $(-\mu_0, \varphi_0)$ падает параллельный пучок излучения с потоком πF на единицу площади, перпендикулярной к направлению луча. Функции отражения S и пропускания T вводятся таким образом, что

$$I(0, \mu, \varphi) = \frac{F}{4\mu} S(\tau_0, \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0), \quad (21)$$

$$I^*(\tau_0, -\mu, \varphi) = \frac{F}{4\mu} T(\tau_0, \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0). \quad (22)$$

Чандрасекаром были написаны четыре нелинейные соотношения, которые имеют вид

$$I(\tau, \mu, \varphi) = \frac{F}{4\mu} e^{-\nu\mu_0} S(\tau_0 - \tau, \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) + \frac{1}{4\pi\mu} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 S(\tau_0 - \tau, \mu, \varphi; \mu', \varphi') I^*(\tau, -\mu', \varphi') d\mu', \quad (23)$$

$$I^*(\tau, -\mu, \varphi) = \frac{F}{4\mu} T(\tau, \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) + \frac{1}{4\pi\mu} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 S(\tau, \mu, \varphi; \mu', \varphi') I(\tau, \mu', \varphi') d\mu', \quad (24)$$

$$\frac{F}{4\mu} S(\tau_0, \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) = \frac{F}{4\mu} S(\tau, \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) + e^{-\nu\mu} I(\tau, \mu, \varphi) + \frac{1}{4\pi\mu} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 T(\tau, \mu, \varphi; \mu', \varphi') I(\tau, \mu', \varphi') d\mu', \quad (25)$$

$$\frac{F}{4\mu} T(\tau_0, \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) = \frac{F}{4\mu} e^{-\nu\mu_0} T(\tau_0 - \tau, \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) + e^{-(\tau_0 - \tau)\mu} I(\tau, -\mu, \varphi) + \frac{1}{4\pi\mu} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 T(\tau_0 - \tau, \mu, \varphi; \mu', \varphi') I^*(\tau, -\mu', \varphi') d\mu'. \quad (26)$$

Для предельного случая полубесконечной атмосферы приводилось также соотношение, получаемое из (23) при $\tau_0 \rightarrow \infty$

$$I(\tau, \mu, \varphi) = \frac{F}{4\mu} e^{-\nu\mu_0} S(\mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) + \frac{1}{4\pi\mu} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 S(\mu, \varphi; \mu', \varphi') I^*(\tau, -\mu', \varphi') d\mu'. \quad (27)$$

Теперь зададимся целью сравнить соотношения (23)-(26) с приведенными в предыдущем разделе соотношениями (14)-(17). Для этого пренебрежем в (23)-(26) азимутальной зависимостью, положим $F=1$, перейдем к принятым ранее обозначениям и учтем легко проверяемые связи между соответствующими коэффициентами отражения и пропускания

$$(1/2)S(\tau_0, \eta, \zeta) = \eta\zeta\sigma(\eta, \zeta, \tau_0), \quad (28)$$

$$(1/2)T(\tau_0, \eta, \zeta) = \eta\zeta\sigma(\eta, \zeta, \tau_0). \quad (29)$$

Тогда нетрудно заключить, что соотношения (23)-(26) совпадают соответственно с приведенными в предыдущем разделе соотношениями (16), (17), (14), (15). Поэтому как те, так и другие непосредственного отношения к принципу инвариантности, связанному с трансляционным преобразованием оптической глубины, не имеют и потому не могут быть получены из соответствующего закона сохранения. Что касается формулы (27), то она, в свою очередь,

совпадает с (19). Как уже указывалось, наряду с (19) связь между полями излучения в полубесконечной и конечной средах дается также формулами (18) и (20). Такого типа соотношения можно написать и для ряда других величин, описывающих поле излучения в полубесконечной и конечной средах. Например, на основе соотношений (14) и (17) можно написать

$$\eta\rho_{-}(\eta, \eta') = \eta\rho(\eta, \eta', \tau) + \int_0^1 \bar{\sigma}(\eta', \zeta, \tau) P_{-}(\tau, -\zeta, \eta) \zeta d\zeta, \quad (30)$$

$$P_{-}(\tau, \eta', \eta) = \eta\bar{\sigma}(\eta, \eta', \tau) + \int_0^1 \rho(\eta', \zeta, \tau) P_{-}(\tau, -\zeta, \eta) \zeta d\zeta, \quad (31)$$

где, во избежание недоразумений, величины, относящиеся к полубесконечной атмосфере, снабжены знаком бесконечности. Эти соотношения в операторной форме даются также в [13]. Подобные формулы, вытекающие из принципа инвариантности, намного сложнее и не могут быть сведены к приведенным выше соотношениям. Для иллюстрации покажем две из них, полученные нами в [2]

$$\begin{aligned} \eta'\rho_{-}(\eta', \eta) = & -\eta\rho(\eta, \eta', \tau) + \eta \int_0^1 \bar{\sigma}(\eta, \zeta, \tau) P_{-}(\tau, -\zeta, \eta') d\zeta - \\ & - \frac{\lambda}{2} \psi(\eta, \tau) \int_0^1 P_{-}(\tau, \zeta, \eta') d\zeta - \frac{\lambda}{2} \varphi_{-}(\eta') \varphi(\eta, \tau), \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} P_{-}(\tau, \eta, \eta') = & \eta\bar{\sigma}(\eta, \eta', \tau) - \eta \int_0^1 \rho(\eta, \zeta, \tau) P_{-}(\tau, -\zeta, \eta') d\zeta - \\ & - \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta, \tau) \int_0^1 P_{-}(\tau, \zeta, \eta') d\zeta - \frac{\lambda}{2} \varphi_{-}(\eta') \psi(\eta, \tau), \end{aligned} \quad (33)$$

где мы использовали общепринятые обозначения $\varphi(\eta, \tau)$ и $\psi(\eta, \tau)$ для функций Амбарцумяна для среды оптической толщины τ . Мы видим, что одни и те же величины связаны между собой соотношениями существенно разной природы. Как эти, так и приведенные в работе другие примеры, позволяют заключить, что разобранные нами нелинейные соотношения можно подразделить на два класса. К первому из них следует отнести те формулы, которые характеризуют лишь сам процесс переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере и обладают большой общностью. К ним относятся соотношения (9)-(12), (14)-(20), (23)-(27), (30), (31). К второму более узкому классу относятся соотношения, которые являются следствием инвариантных свойств конкретно рассматриваемой задачи переноса. Много такого рода соотношений для группы задач, сводимых к задаче для среды, свободной от источников, было получено в работах [1,2,9,10]. В данной работе к ним относятся формулы (1)-(6), (8), (32), (33).

AMBARTSUMIAN'S PRINCIPLE OF INVARIANCE
AND SOME NON-LINEAR RELATIONS OF THE
RADIATIVE TRANSFER THEORY

A.G.NIKOGHOSSIAN

The paper concerns to the one of Ambartsumian's methods in the radiative transfer theory - the principle of invariance. We discuss the problem of the possible connection of some non-linear relations well-known in the theory with variational principle formulated for translational transformation of the optical depth.

Key words: *radiative transfer:principle of invariance:non-linear relations*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.G.Nikoghossian*, *Astrophys. J.*, 483, 849, 1997.
2. *A.G.Nikoghossian*, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 61, 345, 1999.
3. *В.А.Амбарцумян*, *ДАН СССР*, 38, 257, 1943.
4. *В.А.Амбарцумян*, *Изв. АН АрмССР*, №1-2, 1944.
5. *В.А.Амбарцумян*, *Научные труды*, т.1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
6. *В.В. Соболев*, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, М., Гостехиздат, 1956.
7. *I.M.Gelfand, S.V. Fomin*, *Calculus of Variations*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1965.
8. *M.Tavel*, *Transport Theory Statist. Ohys.*, 1, 271, 1971.
9. *G.V.Rybicki*, *Astrophys. J.*, 213, 165, 1977.
10. *В.В.Иванов*, *Астрон. ж.*, 23, 612, 1978.
11. *A.G.Nikoghossian*, *Astron. Astrophys*, 422, 1059, 2004.
12. *С.Чандрасекар*, *Перенос лучистой энергии*, изд. М., ИЛ, 1953.
13. *Н.Б.Енгибарян, М.А.Мнацаканян*, *ДАН СССР*, 217, 533, 1974.

УСТОЙЧИВОСТЬ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ II. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Ю.Л.ВАРТАНЯН, Г.С.АДЖЯН, А.К.ГРИГОРЯН, Т.Р.САРКИСЯН

Поступила 12 декабря 2008

Принята к печати 29 апреля 2009

Для исследования устойчивости странных карликов для кварковых сердцевин с $M_{0\text{core}}/M_{\odot} = 10^{-4}, 5 \cdot 10^{-4}, 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-3}, 10^{-2}, 1.31 \cdot 10^{-2}, 1.6 \cdot 10^{-2}, 1.7 \cdot 10^{-2}, 2 \cdot 10^{-2}$, в каждом отдельном случае были вычислены серии странных карликов для конфигураций, у которых ρ_r меняется от значений в белых карликах до $\rho_{\text{drip}} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³, при которой в коре рождаются свободные нейтроны. Для серий с $M_{0\text{core}}/M_{\odot} < 0.0131$ потеря устойчивости происходит при $\rho_r < \rho_{\text{drip}}$. Для серий с $M_{0\text{core}}/M_{\odot} > 0.0131$ равенство $\rho_r = \rho_{\text{drip}}$ имеет место прежде чем масса странного карлика достигает своего максимального значения. Хотя для таких конфигураций квадрат частоты радиальных пульсаций основной моды $\omega_0^2 > 0$, однако они неустойчивы относительно перехода в состояние странных звезд с тем же полным числом барионов и радиусом порядка радиуса нейтронных звезд. При таком переходе выделится энергия порядка энергии при взрыве сверхновых. Показано, что гравитационное красное смещение белых и странных карликов существенно различимы в области малых и предельных (больших) масс.

Ключевые слова: *странные звезды; странные карлики; устойчивость*

1. Введение. В [1] показано, что исследование устойчивости странных карликов удобно проводить применением статического критерия устойчивости [2]. С этой целью в данной работе исследуются серии странных карликов со следующими фиксированными значениями массы покоя кварковой сердцевины $M_{0\text{core}}/M_{\odot} = 10^{-4}, 5 \cdot 10^{-4}, 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-3}, 10^{-2}, 1.31 \cdot 10^{-2}, 1.6 \cdot 10^{-2}, 1.7 \cdot 10^{-2}, 2 \cdot 10^{-2}$. Для сравнения с тем же уравнением состояния [3,4] были вычислены также массы и радиусы обычных белых карликов (*wd*). Часть результатов вычислений приведена на рис.1-4 и в табл.1 и 2. Число рассмотренных нами серий и конфигураций в отдельных сериях гораздо больше включенных в эти таблицы.

2. Результаты вычислений. В табл.1 для фиксированных кварковых сердцевин приведены массы покоя и радиусы, значения плотности энергии ρ_c , давления P_c в центре и давления P_r на поверхности кварковой сердцевины для каждой серии конфигураций, имеющих $R = R_{\text{max}}, M = M_{\text{max}}$ и $\rho_r = \rho_{\text{drip}}$. Для кварковых сердцевин с $M_{0\text{core}}/M_{\odot} = 0.017, 0.02$, условие $\rho_r = \rho_{\text{drip}}$ имеет место прежде, чем радиус и масса странного карлика достигнут максимального значения, поэтому для них в табл.1 приведены лишь данные для последней из двух столбцов. Значения ρ_c показывают

Таблица 1

ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ ρ_c , ДАВЛЕНИЕ P_c В ЦЕНТРЕ И ДАВЛЕНИЕ P_s НА ПОВЕРХНОСТИ КВАРКОВЫХ СЕРДЦЕВИН ДЛЯ КОНФИГУРАЦИЙ С МАКСИМАЛЬНЫМ РАДИУСОМ, МАКСИМАЛЬНОЙ МАССОЙ И ПРЕДЕЛЬНОЙ ПЕРЕХОДНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ КОРЫ ($\rho_{tr} = \rho_{drip}$), $\rho_0 = 4.735 \cdot 10^{14}$ г/см³ - ПЛОТНОСТЬ ЭНЕРГИИ ПРИ $n = n_{min}$

$\frac{M_{0\text{core}}}{M_\odot}$	R_{core} , км	Максимальный радиус			Максимальная масса			$\rho_{tr} = \rho_{drip}$ $P_{tr} = 0.4875 \text{ КэВ/фм}^3$	
		P_c , МэВ/фм ³	$(\rho_c - \rho_0)$, 10 ¹² г/см ³	P_s , КэВ/фм ³	P_c , МэВ/фм ³	$(\rho_c - \rho_0)$, 10 ¹² г/см ³	P_s , КэВ/фм ³	P_c , МэВ/фм ³	$(\rho_c - \rho_0)$, 10 ¹² г/см ³
0.0001	0.46	0.0422062	0.249028	0.0000011	0.0422067	0.24903	0.000536	0.04269	0.25193
0.0005	0.79	0.1236803	0.732710	0.0000350	0.1236819	0.73272	0.001571	0.12417	0.73562
0.001	1.00	0.1967128	1.166260	0.0001830	0.1967150	1.16628	0.003376	0.19720	1.16917
0.005	1.71	0.5810921	3.447670	0.0134060	0.5811296	3.44790	0.050226	0.58158	3.45054
0.01	2.15	0.9310209	5.524050	0.0987260	0.9311655	5.524910	0.240113	0.93142	5.52642
0.0131	2.26	1.1205226	6.648280	0.2215760	1.1207974	6.649910	0.487523	1.12079	6.64991
0.016	2.52	1.2857209	7.628200	0.4180870				1.28579	7.62863
0.017	2.57							1.340711	7.95437
0.02	2.71							1.500250	8.90057

насколько мало изменяется плотность кваркового вещества. Так, при увеличении $M_{0\text{core}}/M_\odot$ от 10^{-4} до 0.02 плотность энергии в центре кварковой сердцевинки увеличивается менее чем на два процента. Из табл.1 видно, что у поверхности кварковой сердцевинки имеет место скачок плотности энергии более чем на три порядка.

В табл.2 для каждой серии, в зависимости от переходной плотности ρ_{tr} , приведены значения массы и радиуса sd . В случае wd приведена зависимость массы и радиуса от центральной плотности ρ_c . Для каждой серии расчеты продолжены до значений $\rho_{tr} = \rho_{drip}$. Жирным шрифтом выделены данные для конфигураций, которые соответствуют $R = R_{\text{max}}$, $M = M_{\text{max}}$ и $\rho_{tr} = \rho_{drip}$.

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ МАССЫ И РАДИУСА СТРАННЫХ КАРЛИКОВ ОТ ПЕРЕХОДНОЙ ПЛОТНОСТИ КОРЫ ρ_{tr} ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ КВАРКОВЫХ СЕРДЦЕВИН

WD			$M_{0\text{core}} = 0.0001 M_\odot$		
ρ_c , г/см ³	M/M_\odot	R_s , км	ρ_{tr} , г/см ³	M/M_\odot	R_s , км
1	2	3	4	5	6
1.12E+02	0.0007	18589	1.868E+07	0.0001	56
1.35E+03	0.0089	21557	1.887E+07	0.0001	140
1.94E+03	0.0170	22391	1.905E+07	0.0021	14122
1.95E+03	0.0172	22408	1.913E+07	0.0192	22535

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
3.27E+03	0.0274	23141	1.919E+07	0.0282	23051
2.74E+04	0.0513	17900	1.937E+07	0.0370	21171
9.13E+04	0.1024	14362	2.110E+07	0.1218	13718
3.36E+05	0.2004	11816	2.973E+07	0.3430	9663
1.06E+06	0.3259	9905	4.155E+07	0.5104	7973
1.90E+06	0.4184	8882	6.833E+07	0.6697	6511
4.51E+06	0.5561	7607	1.325E+08	0.8110	5071
1.07E+07	0.6664	6550	1.800E+08	0.8689	4526
3.79E+07	0.8174	5009	3.100E+08	0.9396	3833
8.96E+07	0.9110	4110	7.300E+08	1.0092	2983
3.03E+08	1.0050	3114	1.800E+09	1.0188	2352
1.01E+09	1.0193	2328	1.900E+09	1.0192	2296
1.56E+09	1.0082	2157	2.200E+09	1.0158	<u>2222</u>
9.85E+09	0.9070	1320	2.600E+10	0.8694	1067
6.00E+10	0.8115	795	1.600E+11	0.7566	620
4.300E+11	0.6762	484	4.300E+11	0.6875	497
$M_{0 \text{ core}} = 0.0005 M_{\odot}$			$M_{0 \text{ core}} = 0.001 M_{\odot}$		
1.921E+08	0.0005	13	7.631E+08	0.0010	55
2.236E+08	0.0005	144	7.989E+08	0.0010	406
2.269E+08	0.0011	12658	8.046E+08	0.0015	10347
2.275E+08	0.0133	21323	8.055E+08	0.0081	19416
2.280E+08	0.0273	22628	8.074E+08	0.0261	22044
2.291E+08	0.0362	20726	8.103E+08	0.0363	19865
2.323E+08	0.0665	16166	8.167E+08	0.0618	16285
2.446E+08	0.1656	12416	8.405E+08	0.1489	12733
2.873E+08	0.3676	9353	8.980E+08	0.3053	10111
3.389E+08	0.5117	7946	9.782E+08	0.4457	8572
3.807E+08	0.6075	7168	1.427E+09	0.7020	6140
7.283E+08	0.8502	4686	2.215E+09	0.8800	4381
1.332E+09	0.9549	3649	3.089E+09	0.9584	3593
2.636E+09	1.0119	2792	5.293E+09	1.0107	2747
4.241E+09	1.0176	2327	7.087E+09	1.0151	2415
4.357E+09	1.0177	2303	7.970E+09	1.0159	2310
4.875E+09	1.0135	2216	9.082E+09	1.0098	2203
3.728E+10	0.8709	1089	8.718E+10	0.8372	911
2.378E+11	0.7509	606	2.946E+11	0.7506	612
4.300E+11	0.7080	526	4.300E+11	0.7256	556
$M_{0 \text{ core}} = 0.005 M_{\odot}$			$M_{0 \text{ core}} = 0.01 M_{\odot}$		
2.096E+10	0.0050	75	8.718E+10	0.0100	32
2.270E+10	0.0051	1053	1.086E+11	0.0105	2270
2.280E+10	0.0053	3230	1.089E+11	0.0146	8115
2.288E+10	0.0182	16064	1.090E+11	0.0241	11780
2.289E+10	0.0248	16542	1.092E+11	0.0482	13059
2.291E+10	0.0313	16321	1.093E+11	0.0561	13019
2.301E+10	0.0610	14712	1.099E+11	0.1170	12043
2.331E+10	0.1464	12235	1.115E+11	0.2526	10105
2.454E+10	0.3648	9151	1.133E+11	0.3640	8901
2.607E+10	0.5308	7628	1.164E+11	0.4989	7690
2.854E+10	0.6912	6087	1.209E+11	0.6213	6597

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6
3.914E+10	0.9347	3696	1.280E+11	0.7318	5480
6.173E+10	1.0002	2489	1.490E+11	0.8794	4068
6.530E+10	1.0011	2381	2.198E+11	0.9804	2607
6.586E+10	1.0012	2365	2.341E+11	0.9822	2430
6.677E+10	1.0011	2340	2.351E+11	0.9822	2420
6.913E+10	0.9995	2281	2.369E+11	0.9822	2401
1.990E+11	0.8696	1196	2.622E+11	0.9703	2188
3.539E+11	0.8213	910	2.946E+11	0.9467	1997
4.300E+11	0.8049	843	4.300E+11	0.8921	1508
$M_{0\text{совр}} = 0.0131 M_{\odot}$			$M_{0\text{совр}} = 0.016 M_{\odot}$		
1.9895E+11	0.0131	92	1.9895E+11	0.01601	17
2.1981E+11	0.0140	2566	2.9460E+11	0.01603	46
2.2051E+11	0.0199	7847	3.3438E+11	0.01605	98
2.2081E+11	0.0308	10695	3.5393E+11	0.01608	200
2.2143E+11	0.0653	12012	3.7349E+11	0.01957	4857
2.2169E+11	0.0804	11946	3.7386E+11	0.02204	6363
2.2346E+11	0.1707	10843	3.7461E+11	0.03335	9498
2.3058E+11	0.4086	8334	3.7572E+11	0.06292	11193
2.3775E+11	0.5530	7127	3.7647E+11	0.08455	11293
2.7470E+11	0.8182	4544	3.7721E+11	0.10569	11182
2.9460E+11	0.8778	3971	3.8102E+11	0.20028	10199
3.2247E+11	0.9296	3440	3.9305E+11	0.40408	8231
3.5393E+11	0.9578	3047	4.0343E+11	0.52003	7281
4.1260E+11	0.9692	2564	4.1260E+11	0.58669	6679
4.2658E+11	0.9700	2471	4.2483E+11	0.65704	5976
4.300E+11	0.9701	2451	4.300E+11	0.68324	5716
4.3001E+11	0.9700	2449	4.3099E+11	0.68443	5705
6.5933E+11	0.9592	2210	4.3902E+11	0.69294	5622
$M_{0\text{совр}} = 0.017 M_{\odot}$			$M_{0\text{совр}} = 0.02 M_{\odot}$		
1.28E+11	0.01701	10	2.20E+11	0.0200110	11
2.38E+11	0.01702	18	3.15E+11	0.0200204	15
3.15E+11	0.01703	33	3.93E+11	0.0200301	21
3.54E+11	0.01704	49	4.13E+11	0.0200328	23
3.73E+11	0.01705	64	4.30E+11	0.0200358	24
3.93E+11	0.01706	89	4.34E+11	0.0200359	25
4.03E+11	0.01707	110			
4.13E+11	0.01708	144			
4.24E+11	0.01711	232			
4.29E+11	0.01713	315			
4.30E+11	0.01714	339			
4.47E+11	0.01719	484			

Известно (это следует также из табл.2 и рис.1), что для $w\delta$ с увеличением центральной плотности ρ_c масса растет и при $\rho_c = 1.01 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ достигает максимума $M_{\text{max}} = 1.02 M_{\odot}$ - точки потери устойчивости. Для $w\delta$ при малых массах ($M/M_{\odot} \leq 0.032$) радиус $R(\rho_c)$ также растет, после чего до потери устойчивости радиус уменьшается. Из этих данных следует, что

зависимости $M(\rho_c)$ и $R(\rho_c)$ для wd имеют плавный вид.

Иная ситуация для sd . Здесь при увеличении ρ_{tr} до значений, близких к предельному в случае белых карликов, масса и радиус sd определяются в основном кварковой сердцевиной - кривые $M(\rho_{tr})$ и $R(\rho_{tr})$ горизонтальны (рис.1). Так, для конфигурации $M_{0\text{core}}/M_{\odot} = 0.005$ при $\rho_{tr} = 7.5 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$ масса коры $M - M_{\text{core}} = 3 \cdot 10^{-9} M_{\odot} \ll M_{\text{core}}$. И далее в весьма узком интервале

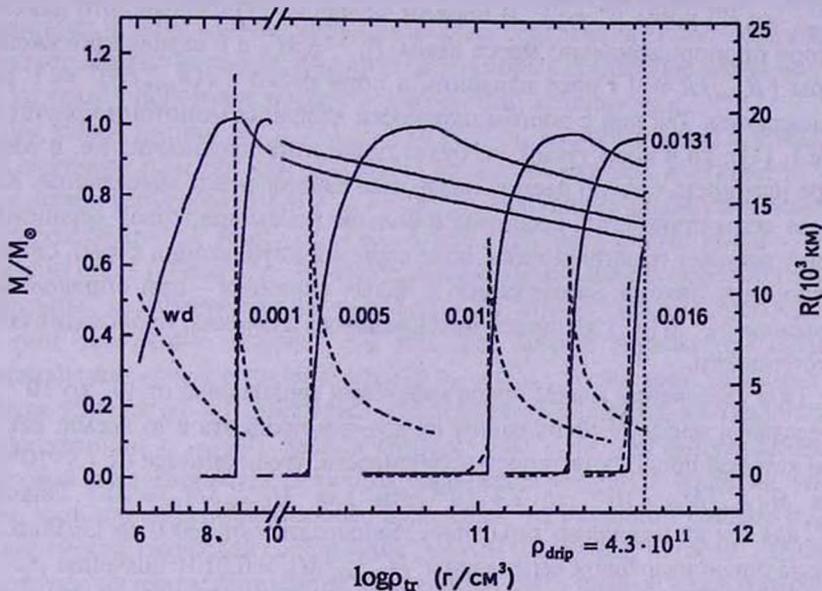


Рис.1. Зависимость массы M (сплошные кривые) и радиуса R (пунктирные кривые) странных карликов от плотности энергии коры ρ_{tr} над кварковой сердцевиной. У кривых указаны соответствующие значения массы покоя ($M_{0\text{core}}/M_{\odot}$) фиксированных кварковых сердцевины.

изменения ρ_{tr} масса круто растет, достигает максимума $M_{\text{max}}/M_{\odot} = 1.001$ при $\rho_{tr} = 6.6 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$, где происходит потеря устойчивости. Аналогичный вид имеет также зависимость радиуса от ρ_{tr} . Кривая $R(\rho_{tr})$, которая достигает максимума, как в случае белых карликов, при малых массах имеет иглообразный вид и при фиксированной кварковой сердцевиной достигает максимума раньше чем кривая $M(\rho_{tr})$. При увеличении массы кварковой сердцевины в два раза ($M_{0\text{core}}/M_{\odot} = 0.01$), как видно из табл.2 и рис.1, горизонтальные участки зависимости $M(\rho_{tr})$ и $R(\rho_{tr})$ достигают значения $\rho_{tr} = 10^{11} \text{ г/см}^3$, что на два порядка больше предельного значения центральной плотности устойчивых белых карликов.

Для объяснения такого вида $M(\rho_{tr})$ в случае маломассивной коры $M - M_{\text{core}} \ll M_{\text{core}}$ проинтегрируем уравнение равновесия в ньютоновском приближении для коры

$$P_{tr} = \int_{R_{core}}^R (GM/r^2) \rho dr = (GM_{core}/4\pi R_{core}^4) \beta^4 \Delta M, \quad (1)$$

$$\beta^4 = \left\langle (R_{core}/r)^4 \right\rangle, \quad \Delta M = M - M_{core}.$$

Для тонкой ($R - R_{core} \leq R_{core}$) коры $\beta^4 \approx 1$, а в случае протяженной ($R_{core} \ll R$) коры $\beta^4 \ll 1$. В первом случае из (1) следует, что давление в коре пропорционально массе коры $P_{tr} \sim \Delta M$, а в случае протяженной коры ($R_{core}/R \ll 1$) рост давления в коре резко - $((R_{core}/R)^4 \ll 1$ раза) замедляется. Так как с ростом плотности давление монотонно растет (см. рис.1, [1]), то в коре таким же будет поведение плотности, т.е. в тонкой коре плотность быстро растет, после чего ее рост резко замедляется. Когда масса коры становится сравнима и больше массы кварковой сердцевинки, в игру вступает гравитационное поле коры (самогравитация коры), ситуация становится похожа на ситуацию в белых карликах - при определенном значении ρ_{tr} $M(\rho_{tr})$ достигает максимального значения, происходит потеря устойчивости.

При увеличении массы покоя кварковой сердцевинки от 10^4 до $10^{-2} M_{\odot}$ предельная масса sd уменьшается на два-три процента в то время, как ρ_{tr} , при которой происходит потеря устойчивости, увеличивается от $1.9 \cdot 10^9$ г/см³ для $M_{0,core}/M_{\odot} = 10^{-4}$ до $2.3 \cdot 10^{11}$ г/см³ для $M_{0,core}/M_{\odot} = 10^{-2}$. Значения R_{max} для тех же кварковых сердцевин уменьшаются от 23000 до 13058 км. Для массы покоя кварковой сердцевинки $M_{0,core}/M_{\odot} = 0.0131$ значение ρ_{tr} , при котором $M(\rho_{tr})$ имеет максимум, приравнивается ρ_{drip} . Для $M_{0,core}/M_{\odot} = 0.016$ ρ_{tr} приравнивается ρ_{drip} , когда кривая $M(\rho_{tr})$ еще не достигла максимального значения, а кривая $R(\rho_{tr})$ только что (при плотности $\rho_{tr} = 3.8 \cdot 10^{11}$ г/см³) прошла через максимальную точку. Поэтому значение радиуса sd предельной конфигурации $R(\rho_{drip}) = 5720$ км, как следует из табл.2, более чем дважды превосходит значения радиусов предельных конфигураций предыдущих серий.

Две последние серии с $M_{0,core}/M_{\odot} = 0.017$ и 0.02 при $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ имеют массу $M(\rho_{drip})$, которая незначительно превосходит массу кварковой сердцевинки. Радиусы этих конфигураций намного меньше радиусов странных карликов. Так, по данным табл.2 в первом случае $R = 339$ км, а во втором - 24.4 км. Согласно табл.3 работы [5] в точке минимума кривой $M(\rho_c, \rho_{tr} = \rho_{drip})$ для кварковой сердцевинки имеем $M_{0,core}/M_{\odot} = 0.0169$. Так что две последние серии относятся к странным звездам малой массы с тонкой корой, для которых $dM/d\rho_c > 0$ (участок *ab* рис.1 [5]).

Отдельно рассмотрим конфигурации sd для различных кварковых сердцевин, когда $\rho_{tr} = \rho_{drip}$. Параметры таких моделей приведены в табл.1 и 2, значения их масс можно сравнить на рис.1, если восстановить вертикаль $\rho_{tr} = \rho_{drip}$. Все серии разобьем на две группы. К первой отнесем конфигурации с $M_{0,core}/M_{\odot} < 0.0131$, для которых масса sd оказывается меньше предельной

массы данной серии $M(\rho_{drip}) < M_{max}$ - такие конфигурации неустойчивы. Они соответствуют участку cd кривой $M(\rho_c, \rho_{tr} = \rho_{drip})$, рис.1 [5], на котором $(dM/d\rho_c) > 0$. Для таких неустойчивых конфигураций квадрат частоты основной моды радиальных пульсаций отрицателен (рис.2 [6]). Однако отсюда нельзя делать заключение, что такие кварковые сердцевинки не могут образовать устойчивые странные карлики. Как следует из вышеприведенных результатов, в этом случае каждая кварковая сердцевина может образовать серию устойчивых странных карликов, для которых предельное значение ρ_{tr} , при котором происходит потеря устойчивости, меньше ρ_{drip} .

Для второй группы $M_{0core}/M_{\odot} > 0.0131$ и ρ_{tr} достигает своего максимального значения ρ_{drip} прежде, чем масса странного карлика достигает M_{max} - точки потери устойчивости ($M(\rho_{drip}) < M_{max}$). Эти конфигурации расположены на участке bc кривой $M(\rho_c, \rho_{tr} = \rho_{drip})$, рис.1 [5], для которых $dM/d\rho_c < 0$. Согласно рис.2 [6] для этих конфигураций квадрат частоты основной моды радиальных пульсаций больше нуля ($\omega_0^2 > 0$), откуда делается заключение, что они устойчивы. Однако так как для второй группы предельные конфигурации соответствуют условию $\rho_{tr} = \rho_{drip}$, то все они, несмотря на наличие условия $\omega_0^2 > 0$, находятся на пределе устойчивости, т.е. аналогичны конфигурациям с $\omega_0^2 = 0$ первой группы. Так, если при фиксированной кварковой сердцевине чуть увеличить, например в результате аккреции, массу коры, или произвести радиальные пульсации, то ρ_{tr} станет больше ρ_{drip} - у поверхности кварковой сердцевины родятся нейтроны, которые перейдут в кварковое состояние сердцевины, увеличив его массу (полное число барионов). Так как в рассматриваемом случае вместе с условием $dM/d\rho_c < 0$ имеет место также $dM_{0core}/d\rho_c > 0$, то кварковая сердцевина большей массы может в равновесии удерживать кору меньшей массы, чем начальная. Такая конфигурация станет неравновесной - она перейдет на ветвь странных звезд (ss) с тонкой ядерно-электронной корой в состояние с тем же числом барионов (область ab рис.1 [5]). Радиус таких конечных конфигураций R_{ss} порядка 10 км, т.е. такой, как у типичных нейтронных звезд. При таком переходе выделится энергия $\Delta W_G \sim GM^2/R_{ss}$, которая того же порядка, что при взрыве сверхновых. Таким образом, конфигурации этой группы нельзя считать устойчивыми. В этом случае для каждой фиксированной кварковой сердцевины удаленность sd от критического состояния ("запас" устойчивости) тем больше, чем больше разность $\rho_{drip} - \rho_{tr} > 0$.

На рис.2 для различных серий странных карликов с фиксированной кварковой сердцевиной приведена зависимость массы от радиуса. Аналогичная кривая для обычных белых карликов весьма близка к кривой с малой сердцевиной ($M_{0core}/M_{\odot} = 10^{-4}$) и поэтому не приведена. Рядом с кривыми указаны соответствующие им массы покоя кварковых сердцевинок. До значения максимальных масс различных серий конфигурации устойчивы.

Для таких конфигураций с ростом массы растет также ρ_c и соответствующее ему значение плотности ρ_c в центре кварковой сердцевины.

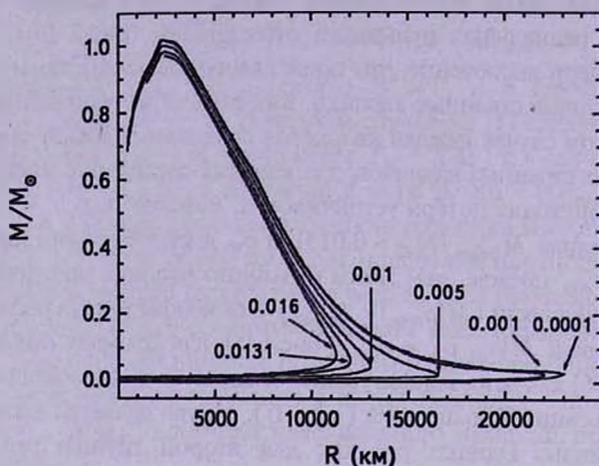


Рис.2. Зависимость массы от радиуса для различных серий странных карликов. У кривых указаны массы покоя фиксированных кварковых сердцевин в массах Солнца.

На рис.3 для белого карлика с $M/M_\odot = 0.032$ и странного карлика с $M_{0\text{core}}/M_\odot = 10^{-3}$ и $M/M_\odot = 0.026$, для которых радиус имеет максимальное значение и в случае *wd* $R = R_{\text{max}} = 23140$ км, а в случае *sd* $R = R_{\text{max}} = 22040$ км, приведены изменения плотности $\rho(r)$ и накопленной массы $M(r)$ по радиусу конфигурации. Из этого рисунка видно, что для

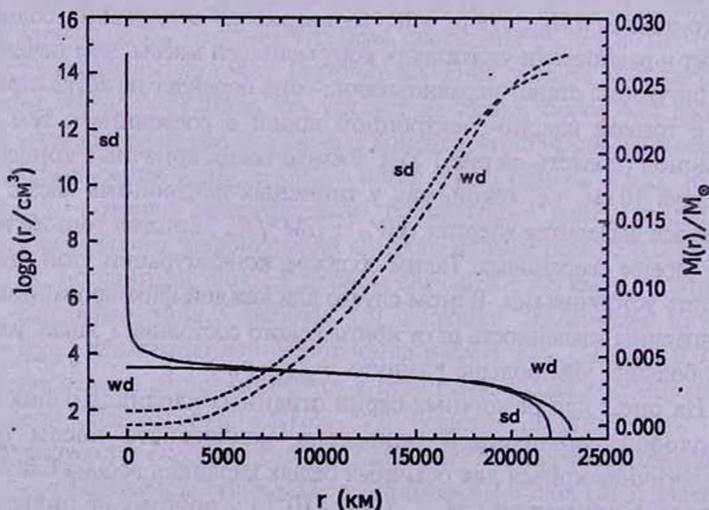


Рис.3. Зависимость плотности энергии $\rho(r)$ и накопленной массы $M(r)$ от радиуса белого карлика с $M/M_\odot = 0.032$ (сплошные кривые) и странного карлика $M_{0\text{core}}/M_\odot = 10^{-3}$ и $M/M_\odot = 0.026$ (пунктирные кривые), у которых радиус имеет максимальное значение.

sd плотность намного превосходит плотность белого карлика лишь в центральной области, примыкающей к кварковой сердцевине.

На рис.4 для белых карликов и различных серий sd , в зависимости от массы конфигураций, приведены значения гравитационного красного смещения с поверхности Z_s в единицах скорости v км/с, эквивалентной доплеровскому смещению ($v = cZ_s$, при $Z_s \ll 1$, c - скорость света). Рядом с кривыми указаны соответствующие значения $M_{0\text{core}}/M_\odot$. На рисунке удалена область, где кривые различных кварковых сердцевиных весьма

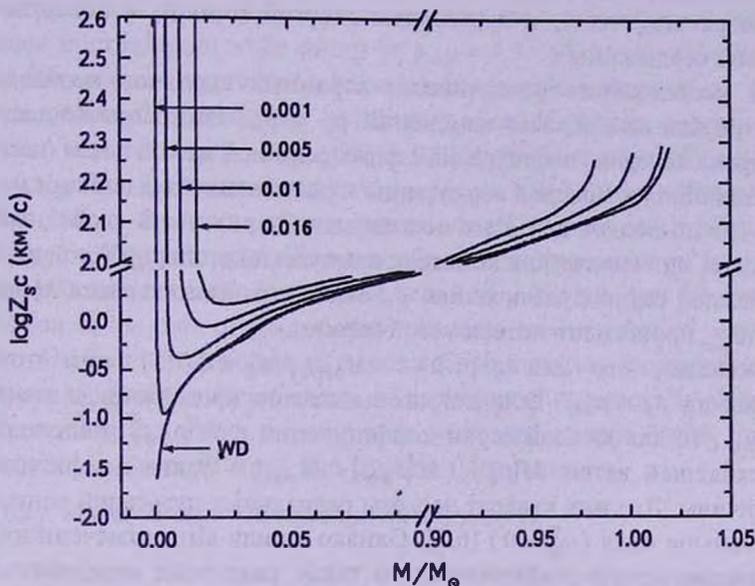


Рис.4. Зависимость гравитационного красного смещения Z_s с поверхности странного карлика в единицах скорости.

близки. Различие красных смещений для различных $M_{0\text{core}}$ существенны при малых массах, где радиусы различных серий достигают максимальных значений, а также у максимумов кривых $M(\rho_r)$. Хотя у максимумов $M(\rho_r)$ это различие меньше, чем при малых массах, однако наблюдать это различие при 100 км/с гораздо легче, чем при 1 км/с. Из рис.4 видно, что гравитационное красное смещение с поверхности странных карликов с $M = M_{0\text{core}}$ больше, чем у sd с $M \sim M_\odot$, однако из-за малых размеров таких звезд ($R \sim 1$ км, рис.2) их трудно наблюдать.

3. **Выводы.** Странные карлики - сверхплотные звезды, у которых в центре имеется странная звезда малой массы ($M_{0\text{core}}/M_\odot < 0.017$) и кора, состоящая из атомных ядер и вырожденного электронного газа, плотность которой может на два порядка превосходить предельную плотность обычных белых карликов. Масса и радиус таких конфигураций могут достигать

массы и радиуса белых карликов. Кора не находится в фазовом равновесии с кварковой сердцевиной и изолируется от нее электростатическим полем, достигающим у поверхности кварковой сердцевины $10^{17} + 10^{18}$ В/см [8]. С увеличением массы коры плотность у поверхности кварковой сердцевины растет, но не может превосходить $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³, при которой в коре рождаются свободные нейтроны, которые беспрепятственно пройдут в кварковую сердцевину, увеличив его массу. Масса, полное число барионов, радиус странных карликов однозначно определяются центральной плотностью энергии ρ_c и плотностью энергии коры ρ_r у поверхности кварковой сердцевины.

Для исследования устойчивости странных карликов необходимо рассматривать всю область изменений ρ_c и ρ_r . Этого можно достичь рассмотрением серий конфигураций с фиксированной массой покоя (полного числа барионов) кварковой сердцевины и различными значениями массы коры, что позволяет для этих исследований применить свободный от громоздких математических выкладок статический критерий устойчивости [2]. В каждой серии с увеличением ρ_r масса странного карлика M растет и при M_{max} происходит потеря устойчивости.

Показано, что для серий с $M_{0\ core}/M_{\odot} < 0.0131$ при потере устойчивости $\rho_r < \rho_{drip}$. Если для них вычисления продолжить до значения $\rho_r = \rho_{drip}$, то для каждой серии конфигурации с $M(\rho_{drip})$ расположены на нисходящей ветви $M(\rho_r)$ ($M(\rho_{drip}) < M_{max}$) - такие конфигурации неустойчивы. Для них квадрат частоты радиальных пульсаций основной моды меньше нуля ($\omega_0^2 < 0$) [6,7]. Однако в силу вышеотмеченного, из этого нельзя делать заключение, что такие кварковые сердцевины не могут образовать устойчивые странные карлики.

Для серии с $M_{0\ core}/M_{\odot} = 0.0131$ потеря устойчивости происходит при $\rho_r = \rho_{drip}$, т.е. $M_{max} = M(\rho_{drip})$. Для странных карликов, у которых $M_{0\ core}/M_{\odot} > 0.0131$, условие $\rho_r = \rho_{drip}$ имеет место прежде чем кривая $M(\rho_r)$ достигнет максимума. Поэтому для таких серий для предельной конфигурации $M(\rho_{drip})$ $\omega_0^2 > 0$ [6,7]. Однако, несмотря на это, такие конфигурации неустойчивы относительно перехода в состояние странных звезд с тем же полным числом барионов, у которых весьма тонкая ядерно-электронная кора [5], и радиус порядка радиуса нейтральных звезд. При таком переходе выделяется энергия порядка энергии при взрыве сверхновых.

Данная работа выполнена в рамках темы №130, финансируемой Министерством образования и науки РА.

STABILITY OF STRANGE DWARFS. II.
RESULT OF CALCULATION

YU.L.VARTANYAN, G.S.HAJYAN, A.K.GRIGORYAN, T.R.SARKISYAN

For investigation of stability of strange dwarfs we studied the sequences of strange dwarfs with following fixed values of quark core mass of rest $M_{0\text{core}}/M_{\odot} = 10^{-4}$, $5 \cdot 10^{-4}$, 10^{-3} , $5 \cdot 10^{-3}$, 10^{-2} , $1.31 \cdot 10^{-2}$, $1.6 \cdot 10^{-2}$, $1.7 \cdot 10^{-2}$, $2 \cdot 10^{-2}$. In each case the sequences of strange dwarfs were calculated for configurations in which ρ_{tr} changes from values in white dwarfs to $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}$ g/cm³, at which in the crust free neutrons are produced. In each sequence with increase of ρ_{tr} the mass of strange dwarfs increases too and there is a loss of stability in peak of mass. For the sequences with $M_{0\text{core}}/M_{\odot} < 0.0131$ the loss of stability occurs at $\rho_{tr} < \rho_{drip}$. For the sequences with $M_{0\text{core}}/M_{\odot} > 0.0131$ the equality $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ occurs before the mass of the strange dwarf reaches its maximal value ($M(\rho_{drip}) < M_{\text{max}}$). In spite of such configurations have square of frequency of radial pulsation for basic mode more zero ($\omega_0^2 > 0$), but they are instable to transition in the state of strange stars with some total number of baryons and radius which order of neutron stars radius. Such transition accompanied with a creation of energy as for of energy of explosion of supernova is given off. It is shown that the gravity red shift is in white and strange dwarfs essentially discernible in range of small and limiting (large) masses.

Key words: *strange stars:strange dwarfs:stability*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян, *Астрофизика* 52, 325, 2009.
2. Я.Б.Зельдович, *Вопросы космогонии*, 9, 157, Изд. АН СССР, 1963.
3. G.Baуt, C.Pethick, P.Sutherland, *Astrophys. J.*, 170, 299, 1971.
4. R.P.Feynman, N.Metropolis, E.Teller, *Phys. Rev.*, 75, 469, 2001.
5. Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян, *Астрофизика*, 47, 223, 2004.
6. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, *Phys. Rev., Lett.*, 74, 3519, 1995.
7. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, *Astrophys. J.*, 450, 253, 1995.
8. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, *Astrophys. J.*, 310, 261, 1986.

Notes

FBS 2213+421, AN EXTREMELY RED OBJECT WITH C - RICH CHARACTERISTICS

1. *Introduction.* We turned our attention again to late-type star FBS 2213+421 [1], after revision all possible data existing in modern astronomical catalogues for this object. We have detected this object on the First Byurakan Survey (FBS) [2] plate and estimated it as a star of M5-M6 subclass, according to the energy distribution in low-resolution (lr) FBS spectrum ($\sim 1800\text{\AA}/\text{mm}$ near $H\gamma$, see more details in the paper [3] and Digitized First Byurakan Survey - DFBS database at <http://www.aras.am> for FBS lr spectral characteristics for various type of objects).

Finding charts from the DSS database, optical and near - infrared photometric data from USNO-B1.0 [4] and the 2MASS Point Source Catalogue (PSC), are presented in our previous paper [1], devoted to Extremely Red Object (ERO) FBS 2213+421.

2. *Spectroscopy.* Two spectra in the range $\lambda 4500 - 7250\text{\AA}$ were obtained on 17.XI.2008 (exp. time 40 min for each spectra, $m = 17^m.5 - 18^m.0$ in visual) at the 2.6m telescope of the V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory (BAO) equipped with the ByuFOSC2 spectrograph with 600 g/mm grating. The detector is a Lick 3 2063 x 2058 CCD with $15\mu\text{m} \times 15\mu\text{m}$ pixels. The resulting dispersion is $1.9 \text{\AA}/\text{pixel}$ (spectral resolution $\sim 8 \text{\AA}$). The wavelength calibration and data reduction were performed with the ESO-MIDAS software.

Fig.1 presents the BAO 2.6m telescope spectra of FBS 2213+421 with strongly rising continuum. In this spectra (the signal-to-noise ratio is not so high, because of the faintness of object) it is easy to found the (0, 0) $\lambda 5165\text{\AA}$, (0, 1) $\lambda 5636\text{\AA}$, (0, 2) $\lambda 6192\text{\AA}$ absorption bands of C_2 molecule (Swan system), CN(3, 0) $\lambda 6950\text{\AA}$ and CN (4, 1) $\lambda 7100\text{\AA}$ absorption bands, also absorption bands at $\lambda 4871\text{\AA}$ and $\lambda 4982\text{\AA}$ of SiC_2 molecule (Merill-Sanford bands), typical for carbon stars [5] and are proving the carbon (C) - rich nature of object FBS 2213+421. But the most intense lines are the absorption lines of Na I D and $H\alpha$. The intense line of sodium doublet indicates the latest N-subclass of this object.

Spectra of FBS 2213+421 are very similar to the spectra of many ERO's,

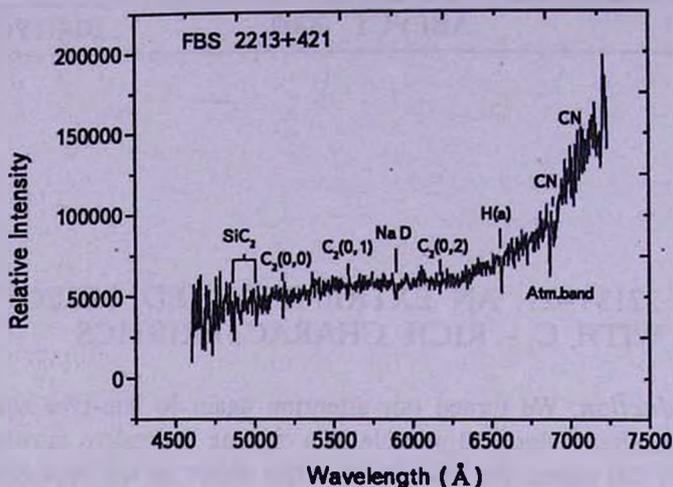


Fig.1. The 2.6m BAO telescope ByuFOSC2 spectrograph spectrum for FBS 2213+421 in the range $\lambda 4500 - 7250\text{\AA}$. The Y-axis is intensity in relative units.

especially to spectra of heavily obscured carbon stars CRL 1235 [6], GL 971 and IRC + 10216 [7], which are Long-Period Mira-type variables.

3. *Near-Infrared Colours*. Fig.2 presents 2MASS $J-H$ vs. $H-K_s$ colour-colour diagram of about 100 carbon stars presented in papers [6,8-12],

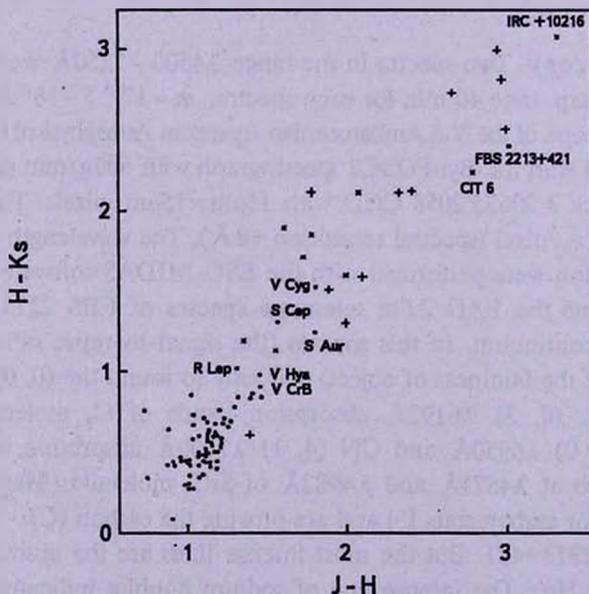


Fig.2. 2MASS $J-H$ and $H-K_s$ colour-colour diagram near 100 carbon stars from papers [6,8-12]. Symbols: dots - carbon stars from papers [8-10], crosses - IRC objects [11,12] and plus sign - AFGL objects [6].

where the position of FBS 2213+421 is indicated with a filled square. On this diagram, all objects having $J-H > 2.5$ mag and $H-K_s > 2.0$ mag are Extreme Carbon Stars (ECS), which are post-AGB (or pre-planetary nebula phase objects) Long-Period Mira-type variables with high mass-loss rate. On this diagram we present the locus of the well studied ECS IRC +10216 (CW Leo-Peanut Nebula) and CIT6 (RW LMi) also, which have a dense envelope and are investigated in many molecular lines [13]. It is known also, that IRC +10216 and CIT6 show variability in the near-infrared JHK bands [14].

4. *Variability.* The USNO-B1.0 catalogue B and R magnitude differences ($R2-R1=6.86$ mag, and $B2-B1=2.38$ mag) between two epochs (POSS I and POSS II) presented in our previous paper [1] for ERO FBS 2213+421, indicate the confident variability for this object.

In order to study the variability of FBS 2213+421, we considered the Northern Sky Variability Survey (NSVS) database [15].

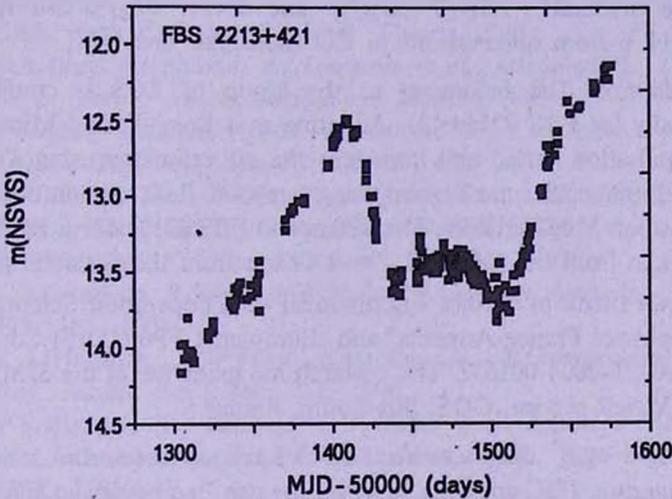


Fig.3. NSVS phase dependence light curve for FBS 2213+421 (Identif. No 6089551, $R_{\text{max}} = 13^m.457$, number good points is 257). X-axis present the period in Julian Data, and Y-axis present the NSVS magnitude.

On Fig.3 is presented phase dependence light curve for FBS 2213+421. The object show unusual light curve. According to NSVS data, it is evident that after decreasing of the brightness from 12.5 mag by ~ 1.0 mag, it remains around 13.5 mag about 100 days. This is probably caused by the presence of the faint companion around FBS 2213+421.

5. *Possible parameters estimation.* Assuming, that the ECS FBS 2213+421 is a Long-Period Mira-type variable, we used the K -[12] colour (as a function of period, derived for Galactic and LMC C - rich Miras presented in paper [14]) to estimate the pulsation period. It is found a period

of the order $P \sim 630$ days. Therefore, using revised Period-Luminosity (PL) relations for Galactic carbon Miras, presented in paper [16], we found $M_{bol} = -5^m.23$ ($L/L_{\odot} \sim 8300$) and $M_K = -8^m.80$. We note, that $M_{bol} = -5^m.23$ and $M_{bol} = -5^m.25$ consequently for IRC +10216 and CIT 6 [17]. Apparent bolometric magnitude is calculated for FBS 2213+421 also, using formulae:

$$m_{bol} = m(K) + BC(K) \quad (1)$$

where $BC(K)$ is the bolometric correction at K band. Adopting $BC(K) = 1^m.3$ (see $B(C)$ vs. K - [12] colour in paper [14] for more details) we obtain $m_{bol} = +9^m.0$. Distance to FBS 2213+421 is calculated from the apparent bolometric magnitude and absolute magnitude, which is based on the $M_{bol} - P$ relation ($R = 7.2$ kpc from the Sun and $Z = -1.47$ kpc from the Galactic plane). As a very good indicator of the optical depth of the circumstellar dust shell [14] we use the K -[12] colour to estimate the mass-loss rate for FBS 2213+421 also. The total mass-loss rate is estimated $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$. We note, that the mass-loss rate is found $\sim 1.5 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$ and $5 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$ for IRC + 10216 and CIT 6 from observations in CO molecular lines [18].

6. Conclusion. The belonging to the group of ECS is confirmed spectroscopically for FBS 2213+421. Adopting as a Long-Period Mira-type variable, the pulsation period and mass-loss rate are estimated using K -[12] colour index. Luminosities are derived using a revised $P-L$ relation obtained for Galactic carbon Mira-variables. The distance to FBS 2213+421 is estimated to be $R = 7.2$ kpc from the Sun and $Z = -1.47$ kpc from the Galactic plane.

K.S.Gigoyan thank to "Projet International de Cooperation Scientifique (PICS): Astrophysics France-Armenia" and "Europlanet FP6 (IDIS) Contract number: RICA-CT-2004-001637. This research has made use of the SIMBAD database and VizieR service, CDS, Strasbourg, France.

FBS 2213+421, Экстремально красный объект с C - характеристиками. ПЗС-спектры, полученные для Экстремально красного объекта FBS 2213+421, подтвердили его принадлежность к группе углеродных C-звезд. Используя показатель цвета K -[12] и принимая, что объект является долгопериодической Миридой, оценили период пульсации и потерю массы. Светимости оценены из соотношения период-светимость для галактических углеродных Мирид. FBS 2213+421 расположен приблизительно на 7.2кпк от Солнца и $Z = -1.47$ кпк от плоскости Галактики.

Ключевые слова: *Переменные типа Миры Кума: FBS 2213+421*

18 March 2009

¹ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am

K.S.Gigoyan¹
K.C.Гигоян¹

² OAMP, LAM, France,
e-mail: Delphine.Russeil@oamp.fr

D.Russeil²
Д.Руссей²

³ LATMOS, Service d'Aeronomie, France,
 e-mail: alain.sarkissian@latmos.ipsl.fr
 e-mail: sar111@yahoo.com

A.Sarkissian³
 А.Саркисян³
 L.A.Sargsyan¹
 Л.А.Саргсян¹

REFERENCES

1. K.S.Gigoyan, D.Russeil, *Astrofizika*, **49**, 91, 2006.
2. B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian et al., *Commun. Special Astrophys. Obs.*, **62**, 5, 1989.
3. A.M.Mickaelian, R.Nesci, C.Rossi et al., *Astron. Astrophys.*, **464**, 1177, 2007.
4. D.G.Monet, S.E.Levine, B.Canzian et al., *Astron. J.*, **125**, 984, 2003.
5. Z.K.Alksne, A.K.Alksnis, U.K.Dzervitis, *Properties Of Galactic Carbon Stars*, Orbit Book Company, Malabar, Florida, 1991.
6. D.A.Allen, A.R.Hyland, A.J.Longmore et al., *Astrophys. J.*, **217**, 108, 1977.
7. T. Le Bertre, *Astron. Astrophys.*, **203**, 85, 1988.
8. J.Bergeat, M.Lunel, *Astron. Astrophys.*, **87**, 139, 1980.
9. J.Smak, R.F.Wing, *Acta Astron.*, **29**, 199, 1979.
10. A.R.Walker, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **190**, 543, 1980.
11. D.W.Strecker, E.P.Ney, *Astron. J.*, **79**, 797, 1974.
12. D.W.Strecker, E.P.Ney, *Astron. J.*, **79**, 1410, 1975.
13. C.S.Contreras, R.Sahai, A.Gilde Pas, R.Goodrich, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **179**, 166, 2008.
14. P.A.Whitelock, M.W.Feast, F.Marang, M.A.T.Groenewegen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **369**, 751, 2006.
15. P.R.Wozniak, W.T.Vestrand, C.W.Akerlof et al., *Astron. J.*, **127**, 2436, 2004.
16. M.A.T.Groenewegen, P.A.Whitelock, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **281**, 1347, 1996.
17. M.A.T.Groenewegen, M.Sevenster, H.W.W.Spoon, I.Perez, *Astron. Astrophys.*, **390**, 511, 2002.
18. S.Ramstedt, F.L.Schoier, H.Olofsson, A.A.Lundgren, *Astron. Astrophys.*, **487**, 645, 2008.

Краткие сообщения

УЛУЧШЕНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ЗАТМЕННОЙ СИСТЕМЫ V1016 ORI

Звезда V1016 Ori (= HD 37020) является членом Трапеции Ориона. Ее характеристики детально рассмотрены в [1]. Одна из важных очередных задач - уточнение фотометрических элементов. Задача оказывается трудной по двум причинам. Во-первых, минимум имеет продолжительность около 0.6 сут, что не позволяет его отнаблюдать за одну ночь. Во-вторых, период равен 65.4 сут, что приводит к тому, что в некоторые сезоны в ночное время вообще нет минимума.

Целью настоящей работы является: собрать из литературы все имеющиеся индивидуальные и сезонные наблюдения моментов минимумов и по этому материалу улучшить фотометрические элементы.

В литературе нам удалось найти шесть измерений моментов минимумов звезды. В табл.1 представлены эти сведения.

В первой строке таблицы указан момент индивидуального минимума, определенный нами по измерениям Лозена [2]. Во второй приведен момент среднего минимума, определенного по средней кривой блеска [1]. В остальных строках приведены моменты индивидуальных минимумов, взятых из литературы.

Методом наименьших квадратов была построена линейная зависимость между величинами O-C и номером оборота E. Эта зависимость имеет вид

$$O - C = 0.011(4) - 0.00026(5) \cdot E. \quad (1)$$

Новые фотометрические элементы

$$\text{MinI} = \text{JD}2441966.831(4) + 65.43284(5) \cdot E. \quad (2)$$

При вычислении новых элементов наблюдение Крайчи [6] было отброшено как промах (последнее измерение). Это хорошо видно на рис.1, где показана зависимость O-C от номера цикла E. Прямой линией показана зависимость (1), вычисленная методом наименьших квадратов.

В столбце таблицы O-C₁ приведены величины, вычисленные с новыми фотометрическими элементами.

МОМЕНТЫ МИНИМУМОВ БЛЕСКА

JD, Min I	σ , сут	E	O-C, сут	O-C ₁ , сут	Ссылка
2441966.840	0.005	0	+0.020	+0.009	[2]
2441966.820	0.001	0	-0.000	-0.011	[1]
2444191.552	0.005	34	+0.007	+0.005	[3]
2450080.494	0.067	124	-0.031	-0.010	[4]
2452239.794	0.003	157	-0.023	+0.007	[5]
2453352.294	0.008	174	+0.12:	+0.15:	[6]

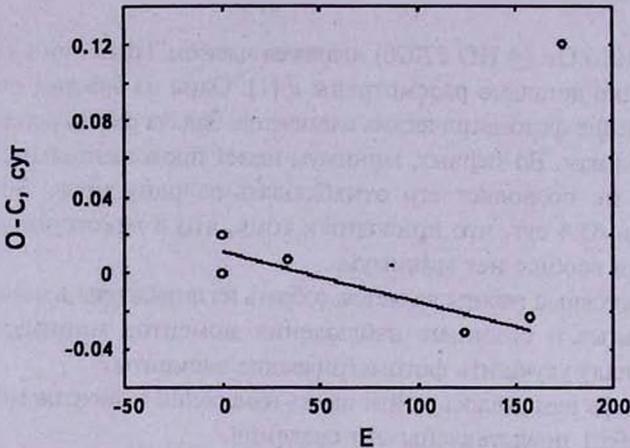


Рис.1. Зависимость O-C, вычисленных со старыми элементами $\text{Min I} = \text{JD } 2441966.820 + 65.4331 E$ [1] от номера оборота E.

Improvement of photometric elements of the eclipsing star V1016 Ori. On observation of the moments of the individual minimum taken from the literature, dependence of values O-C on number of a revolution for eclipsing star V1016 Ori are constructed. This dependence is solved by a method of the least squares and the following photometric elements are determined: $\text{Min I} = \text{JD}2441966.831(4) + 65.43284(5)E$.

Key words: *stars:eclipsing binary:Orion Trapezium-individual:V1016 Ori*

7 марта 2007

Институт космических исследований РАН,
Россия, e-mail: vitrik@gmail.com

Э.А.Витриченко
E.A.Vitrichenko

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э.А.Витриченко*, Трапеция Ориона, М., Наука, 2004.
2. *E.Lohsen*, Inf. Bull. Var. Stars, №988, 1, 1975.
3. *J.R.Sowell, D.S.Hall*, Inf. Bull. Var. Stars, №2076, 1982.
4. *F.Agerer, J.Huebscher*, Inf. Bull. Var. Stars, №4472, 1997.
5. *D.B.Caton, A.B.Smith*, Inf. Bul. Var. Stars, №5595, 2005.
6. *T.Krajci*, Inf. Bull. Var. Stars, №5690, 2006.

CONTENTS

Ambartsumian's paradigm on the activity of galactic nuclei and evolution of galaxies	<i>H.A.Harutyunyan</i> 333
V.A.Ambartsumian and problems of star flares statistics	<i>A.A.Akopian, Elma S.Parsamian</i> 353
Distances and peculiar velocities of spiral galaxies in the 2MFGC and SFI++ samples	<i>Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, S.N.Mitronova, W.K.Huchtmeier</i> 367
The luminosity dependence of clustering properties of luminous red galaxies (LRGs)	<i>Xin-Fa Deng, Ji-Zhou He, Jun Song, Xiao-Xia Qian, Ping Wu</i> 383
Observational evidences of multiple shock waves in X-ray selected BL Lacertae objects	<i>B.Z.Kapanadze</i> 393
Byurakan spectral sky surveys. Blue stellar objects. Stripe $\delta = +47^\circ$	<i>L.K.Erastova</i> 405
Optical classification of 18 infrared galaxies	<i>L.A.Sargsyan</i> 413
The physical parameters of semi-regular variable red giant 2Cen	<i>E.V.Ruban, A.A.Arkharov, E.I.Hagen-Thorn, V.V.Novikov</i> 421
The evolution of the lengthy clouds of particles around the Sun and stars	<i>V.A.Antonov, A.S.Baranov</i> 435
Photon-axion-like particle coupling constant and cosmological observations	<i>M.Yu.Piotrovich, Yu.N.Gnedin, T.M.Natsvlishvili</i> 451
Electric and magnetic fields inside superconducting core of neutron stars	<i>D.M.Sedrakian, R.Krikorian, M.V.Hayrapetyan</i> 465
Ambartsumian's principle of invariance and some non-linear relations of the radiative transfer theory	<i>A.G.Nikoghossian</i> 471
Stability of strange dwarfs. II. Result of calculation	<i>Yu.L.Vartanyan, G.S.Hajyan, A.K.Grigoryan, T.R.Sarkisyan</i> 481
NOTES	
FBS 2213+421, an extremely red object with C - rich characteristics	<i>K.S.Gigoyan, D.Russell, A.Sarkissian, L.A.Sargsyan</i> 493
Improvement of photometric elements of the eclipsing star V1016 Ori	<i>E.A.Vitrichenko</i> 499

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

КЛАССИФИКАЦИЯ 18 ИНФРАКРАСНЫХ ГАЛАКТИК В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ	<i>Л.А.Саргсян</i>	413
ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРАВИЛЬНОГО ПЕРЕ- МЕННОГО КРАСНОГО ГИГАНТА 2 СЕН	<i>Е.В.Рубан, А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.В.Новиков</i>	421
ЭВОЛЮЦИЯ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБЛАКОВ ЧАСТИЦ ОКОЛО СОЛНЦА И ЗВЕЗД	<i>В.А.Антонов, А.С.Баранов</i>	435
КОНСТАНТА СВЯЗИ АКСИОННОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТ- НОГО ПОЛЕЙ И КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ	<i>М.Ю.Пиотрович, Ю.Н.Гнедин, Т.М.Нацелишвили</i>	451
ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ И МАГНИТНОЕ ПОЛЯ В СВЕРХПРОВО- ДЯЩЕМ ЯДРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ	<i>Д.М.Седракян, Р.Крикorian, М.В.Айрапетян</i>	465
ПРИНЦИП ИНВАРИАНТНОСТИ АМБАРЦУМЯНА И НЕКО- ТОРЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ	<i>А.Г.Никогосян</i>	471
УСТОЙЧИВОСТЬ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ. II. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ	<i>Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян</i>	481
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ FBS 2213+421, ЭКСТРЕМАЛЬНО КРАСНЫЙ ОБЪЕКТ С С - ХАРАКТЕРИСТИКАМИ	<i>К.С.Гизоян, Д.Руссей, А.Саркисян, Л.С.Саргсян</i>	493
УЛУЧШЕНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ЗАТМЕН- НОЙ СИСТЕМЫ V1016 ORI	<i>Э.А.Витриченко</i>	499