ISSN - 0571 - 1712

# ЦUSЦЦЪРДРЧЦ АСТРОФИЗИКА

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

ВЫПУСК 3

МОРФОЛОГИЯ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ГАЛАКТИК В ПАРАХ: КРИТЕРИИ ДЛЯ КЛАССИФИКАЦИИ ГАЛАКТИК

О.В. Мельник, Д.В.Добрычева, И.Б.Вавилова 321 ИНФРАКРАСНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГАЛАК-ТИК ВОЛЬФА-РАЙЕ

Ж.Р. Мартиросян, Л.А. Саргсян 337 О СВЯЗИ ИНФРАКРАСНОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАК-ТИК ВОЛЬФА-РАЙЕ

- В.Г.Малумян, Ж.Р.Мартиросян 349 НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИКИ MRK 501 В МАЕ-ИЮНЕ 2006г. В РЕНТГЕНОВСКОМ И ГАММА-ДИАПАЗОНАХ СВЭ
  - В.В.Фиделис 357

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД Ю.В. Глаголевский

- Ю.В.Глаголевский 369 КРИВЫЕ БЛЕСКА, ИЗМЕНЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ MgII h И k, MgI(2852 Å) И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА МИРИД
  - Н.Д.Меликян 389

РАДИАЛЬНАЯ СИСТЕМА ТЕМНЫХ ГЛОБУЛ В SER OB2

А.Л.Гюльбудагян 403

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

## EPEBAH

#### Խմբագրական կոլեգիա

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

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սայուկվաձե (Վուսստան):

#### Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения) Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения) Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

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

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

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

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2012

# АСТРОФИЗИКА

#### **TOM 55**

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

41 MUUIFUL

## МОРФОЛОГИЯ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ГАЛАКТИК В ПАРАХ: КРИТЕРИИ ДЛЯ КЛАССИФИКАЦИИ ГАЛАКТИК

#### О.В.МЕЛЬНИК<sup>1,2</sup>, Д.В.ДОБРЫЧЕВА<sup>3</sup>, И.Б.ВАВИЛОВА<sup>3</sup> Поступила 20 мая 2012 Принята к печати 22 июня 2012

Мы рассмотрели зависимости между морфологическими типами и показателями цвета *u*-*r*, *g*-*i*, *r*-*z* выборки 365 пар галактик с лучевыми скоростями 3000 км/с < *V* < 9500 км/с, выделенных из обзора SDSS DR5 методом мозаики Вороного второго порядка. Показано, что галактики в парах содержат меньшую долю голубых компактных галактик, чем изолированные галактики. Используя соотношения между показателем цвета и одним из таких параметров как обратный индекс концентрации, абсолютная величина, радиус де Вокулера или масштабный радиус, мы предложили критерии для морфологической классификации галактик на три класса: 1) эллиптические и линзовидные E-S0, 2) спиральные Sa-Scd; 3) поздние спиральные Sd-Sdm и иррегулярные Im/BCG. Мы не обнаружили наличия эффекта Хольмберга для нашей выборки: выявленная корреляция показателей цвета компонентов пар галактик полностью объясняется зависимостью морфологического типа галактики от ее показателя цвета.

Ключевые слова: галактики:морфология:показатели цвета:эффект Хольмберга: метод мозаики Вороного – объекты: SDSS галактики в парах

1. Введение. Акцентирование современных исследований на физических свойствах пар галактик обусловлено тем, что пары представляют собой устойчивые гравитационно связанные на протяжении их длительной совместной эволюции системы. Одной из самых значимых работ в изучении пар является монография Караченцева [1], где представлен Каталог двойных галактик по всему небу, а также разносторонне рассмотрены различные физические, кинематические и динамические свойства этих пар. За последнее время данные о галактиках в парах значительно дополнились результатами новых наблюдений в оптическом и в других диапазонах электромагнитного спектра. И вопрос изучения зависимостей между морфологическим составом и другими физическими свойствами галактик как в двойной системе, так и в галактических системах другой кратности, не утратил своей актуальности (см., например, обзорную статью Буты [2].

Морфологический тип является одной из самых важных индивидуальных характеристик галактик, поскольку коррелирует со многими другими параметрами, например, массой и светимостью, показателем цвета, индексом концентрации. Морфология галактик зависит от плотности ее окружения (эффект Дресслера [3]): в областях повышенной концентрации галактик наблюдается больше ранних типов галактик, а в общем поле доминируют галактики поздних типов. Эффект Дресслера прослеживается не только на масштабах сверхскоплений, скоплений и богатых групп, но наблюдается и в таких малонаселенных системах, как пары и триплеты галактик (см. [1,4-9]).

В то же время, морфологический тип наиболее свидетельствует о стадии эволюционного развития галактики. Например, согласно так называемому "синтетическому" подходу к сценарию эволюции, внутренняя часть эллиптических галактик образовалась на больших красных смещениях, 10-12 млрд лет назал, в результате монолитного классического коллапса газового облака, о чем могут свидетельствовать крутые градиенты металличности в центре галактик. Внешние же части Е-галактики потом постепенно надстраивались за счет слияния (малый "мержинг") и поглощения небольших галактик-спутников, что характеризуют пологие градиенты металличности. Относительно спиральных галактик такой сценарий подразумевает неоднократную эволюцию бара, появление и развитие которого может быть спровоцировано неоднократным приливным воздействием от соседних галактик, возмущающих осевую симметрию гравитационного потенциала галактики (см., например, работы Засова и Сильченко [10], Жанга и Буты [11]).

Подробное изучение морфологии галактик в парах является необходимым шагом в понимании эволюции галактик, поскольку предполагается, что развитие обеих галактик происходило параллельно, под влиянием общего гравитационного взаимодействия и взаимных газодинамических процессов на протяжении нескольких миллиардов лет. В пользу этого предположения свидетельствовал и так называемый эффект Хольмберга, который состоит в том, что показатели цвета галактик в парах коррелируют. В своей исторической работе Хольмберг [12] впервые нашел зависимость В - И шля 32 пар галактик с коэффициентом корреляции R = -0.80 ± 0.6. Позднее подобные корреляции были отмечены в ряде работ: R<sub>в-v</sub> = 0.63 ± 0.1 и  $R_{L-B} = 0.70 \pm 0.1$  для смешанных E-S пар галактик (Томов [13]);  $R_{B-17(L-B)} \sim 0.7-0.8$  для E-E и S-S пар,  $R_{B-17(L-B)} \sim 0.5-0.6$  для E-S пар галактик (Демин и др. [14,15]); R<sub>в-1</sub>=0.77 для некоторых S-S пар галактик (Эрнандес-Толедо и др. [16]) каталога Караченцева [1]; R<sub>в-171-в)</sub> ~ 0.8-0.9 для выборки взаимодействующих галактик (Решетников [17]). При этом Томов [13], выявив малую разность показателей цвета для компонентов физических пар, предложил разделять физические и оптические пары галактик при помощи условия  $\Delta(B-V) < 0.1$ . Отметим, что на определение такого критерия классификации повлияла и недостаточность на то время данных о показателях цвета для компонентов физических пар. Тогда же Демин и др. [15] отметили тенденцию - чем больше расстояние между компонентами пары,

### МОРФОЛОГИЯ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ГАЛАКТИК В ПАРАХ 323

тем больше разность их показателей цвета  $\Delta(B-V)$ .

Однако в более поздних работах, например Франко-Балдераса и др. [19,20], где была пересмотрена морфологическая классификация двойных галактик из каталога Караченцева [1] и заново измерены их фотометрические параметры, было отмечено, что эффект Хольмберга для этих объектов наблюдается очень слабо или вообще отсутствует. Значимых корреляций показателей цвета для галактик пар также не было найдено в работах, где рассматривались показатели цвета галактик обзора SDSS<sup>1</sup>. Так, Аллам и др. [21] для взаимодействующих галактик в парах получили R .... = 0.38 ± 0.03, объяснив слабую корреляцию хаотическим звездообразованием в сливающихся системах. Денг и др. [22], исследуя пары из SDSS, отметили наличие слабых тенденций, говорящих о присутствии эффекта Хольмберга, однако речь не шла о значимых зависимостях.

Целью нашей работы является изучение морфологического состава пар галактик из выборки SDSS DR5, определение надежных критериев морфологической классификации с использованием параметров, наиболее коррелирующих с морфологией галактик в парах: показателей цвета, абсолютной звездной величины, радиуса де Вокулера и масштабного радиуса, а также проверка эффекта Хольмберга для этой выборки пар галактик.

2. Выборка пар галактик. В данной работе мы исследовали выборку пар галактик, выделенных методом мозаики Вороного второго порядка (Элыив и др. [23]), с использованием северной части обзора SDSS DR5 (далее выборку пар и выборку изолированных галактик из этой работы [23] мы будем называть ЭМВ-пары и ЭМВ-изолированные галактики, соответственно). Алгоритм этого метода был нами ранее успешно применен для выделения и анализа физических свойств галактик Местного сверхскопления и других выборок (Мельник и др. [24], Мельник и Вавилова [25]). Свойства ЭМВ-изолированных галактик рассмотрены нами в [26].

Исследуемая выборка содержит галактики с лучевыми скоростями 3000 км/с < V < 9500 км/с, V - лучевая скорость, H<sub>0</sub> = 75 км/с/Мпк. Поскольку подробное описание первоначальной выборки и метода отбора пар и изолированных изложено нами ранее [9,23,26,27]), мы не будем на этом останавливаться в этой статье, отсылая читателя к вышеназванным работам.

Таким образом, в результате отбора [23] было выявлено 2196 пар. После ранжирования их по степени изолированности, в выборке осталась 549 (четверть) наиболее изолированных пар галактик, которые составили начальный список нашей работы. После визуального просмотра каждой пары в SDSS (используя опцию Navigate<sup>2</sup>), мы нашли, что три пары

NAME AND ADDRESS OF MILLION OF THE STREET ADDRESS

<sup>&#</sup>x27; Sloan Digital Sky Survey: www.sdss.org

² http://skyserver.sdss3.org/dr8/en/tools/chart/navi.asp

галактик представляют собой три галактики. Кроме этих одиночных галактик мы также исключили 181 пару, которые могут входить в более населенные системы (на изображениях обзора SDSS мы обнаружили галактики с близкими скоростями или без них). Таким образом, в нашем окончательном списке осталось 365 ЭВМ-пар галактик, 32 из которых являются взаимодействующими. Распределения скоростей V галактик в 365 парах, разностей скоростей между компонентами пар  $\Delta V$  и расстояний между компонентами  $R_{\star}$  представлены на рис.1а-с. Медианные значения  $\Delta V$  и  $R_{\star}$  равны 31.8 км/с и 105.4 кпк, соответственно.



3. Морфологическая классификация галактик в SDSS и других обзорах. Известны различные схемы классификации галактик в обзоре SDSS. Наиболее простой является разделение галактик на ранние и поздние типы (так называемые "красная" и "голубая" выборки). Для такой сегрегации обычно используют фотометрические характеристики: показатели цвета и/или индексы концентрации (прямые С или обратные 1/С) (Денг и др. [28], Гото и др. [29], Парк и Чои [30]); C = R90/R50, где R90 (R50) - радиус, соответствующий 90% (50%) от потока Петросяна для галактики. По мере перехода от ранних типов галактик к спиральным и неправильным вдоль шкалы де Вокулера [31] значение среднего показателя цвета 
и - r> для морфологического типа уменьшается. Однако стандартное отклонение из-за

324

#### МОРФОЛОГИЯ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ГАЛАКТИК В ПАРАХ 325

перекрытия типов при этом слишком велико для того, чтобы при помощи этого параметра можно было провести подробную классификацию (см., например, работу Вавиловой и др. [26]). Поэтому, если для простого разделения на ранние и поздние типы достаточно использования двух параметров, то для выделения более двух классов объектов необходимо намного большее количество входных параметров, коррелирующих с морфологическим типом. В качестве дополнительных параметров используются также абсолютная звездная величина, отношение осей галактик (Байлин и Харрис [32]) и другие, в том числе фотометрические, параметры. Среди таких дополнительных параметров - радиус де Вокулера (эффективный радиус), радиус Серсика, а также характерный радиус при экспоненциальном законе распределения поверхностной яркости (масштабный радиус) (Драйвер и др. [33], Бенерджи и др. [34]) и другие параметры, определяющиеся более сложными методами, например "sheplet decomposition" (Келли и МакКей [35]). Автоматизированные способы классификации незаменимы при работе с большими объемами данных, а также для галактик на больших красных смещениях, когда структуру галактик невозможно определить (Хыортас-Компани и др. [36]). Некоторые авторы принимают во внимание и спектральные особенности галактик SDSS. Так, Ли и др. [37], используя фотометрические и спектральные данные обзора SDSS, разделили галактики на 16 классов - не только на ранние и поздние типы, но и выявили активные галактики Sevfert и LINER, а также галактики с обширными облаками ионизированного водорода. Полезная историческая справка о классификации галактик по Хабблу приведена в работе Белдри [38].

В то же время, многие авторы предпочитают визуально классифицировать галактики, а затем изучать их свойства (см., например [39]). Самым масштабным в этом направлении стал проект "Galaxy Zoo" (Зоопарк галактик; Линтотт и др. [40]), в котором принимают участие сотни тысяч любителей астрономии. В рамках этого проекта классифицированы объекты SDSS с использованием несложной схемы: ранний тип, спирали правосторонняя или левосторонняя, галактика, видимая "с ребра", звезла/не знаю, а также слившиеся галактики. Сейчас этот каталог находится в своболном доступе [41]. Более сложную схему визуальной классификации реализовали Фукугита и др. [42], Наир и Абрахам [43], сведя классическую цифровую шкалу де Вокулера к 6 и 13 типам, соответственно (упрощения коснулись, в основном, ранних типов). Кроме этого, авторы обозначали отдельно галактики, которые не укладывались в эту классификацию.

Визуальный подход применим не только для нормальных галактик. Например, Караченцевой была предложена схема морфологической классификации карликовых галактик низкой поверхностной яркости (КГНПЯ), примененная для создания реферативного Каталога КГНПЯ [5]. На основе

этого каталога были позже проанализированы свойства распределения как КГНПЯ, так и нормальных галактик в масштабах Местного сверхскопления (Караченцева и Вавилова [6,7]).

В данной работе мы также визуально определили морфологические типы галактик, следуя несколько измененной цифровой шкале Вокулера: -2 - Е. 0 - S0, 1 - Sa, 2 - Sab, 3 - Sb, 4 - Sbc, 5 - Sc, 6 - Scd, 7 - Sd, 8 - Sdm. 9 - Іт/ВСС. 10 - Іп. Распределение галактик по визуально определенным морфологическим типам в 365 ЭВМ-парах в сравнении с ЭМВ-изолированными галактиками представлено на рис.2а. Можно видеть, что в выборке изолированных галактик доля галактик типа 9, соответствующих галактикам с общирными НІІ-областями, значительно больше, чем в выборке галактик в парах.





Рис. 2. (а) Морфологические типы галактик в исследуемых ЭМВ-парах в сравнении с ЭМВ-изолированными галактиками [26]; (b) зависимость показателя цвета от морфологического типа галактик в парах; распределение галактик в парах по абсолютной звездной величине (с) и показателю цвета g - / (d) для разных групп морфологических типов.

На рис.2b изображена зависимость показателя цвета g-i от морфологического типа Т для рассматриваемых галактик в парах. Можно убедиться, что корреляция показателей цвета с морфологическим типом также сохраняется и для взаимодействующих галактик, которые отмечены на рис.2b белыми квадратами. Видно, что перекрытие показателей цвета соседних типов довольно велико. При этом медианное значение показателя цвета остается практически постоянным для типов -2-0/1 и 7-10. Поэтому мы разделили морфологические типы на три группы: ранние (-2-0), спирали (1-6) и

### МОРФОЛОГИЯ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ГАЛАКТИК В ПАРАХ 327

поздние (7-10). Распределение морфологического типа галактик в зависимости от абсолютной звездной величины представлено на рис.2с.

Рассмотрим теперь зависимости морфологического типа от разных параметров попарно. На рис.3 представлены зависимости показателей цвета от обратного индекса концентрации цвета к центру галактики 1/C = R50/R90, радиусов галактики: де Вокулера deVRad\_r (de Vaucouleurs fit scale radius) и масштабного expRad\_r (Exponential fit scale radius) в r-полосе, а также от абсолютной звездной величины Mr (обозначения deVRad\_r и expRad\_r взяты из SDSS). На каждом из графиков мы выделили области 1, 2 и 3, в которые попало максимальное (более 90%) количество галактик морфологических типов (-2-0), (1-6) и (7-10), соответственно, и минимальное количество других морфологических типов (сплошная линия). Области выбирались таким образом, чтобы критерий по показателю цвета был одинаковый для этих четырех параметров, и можно было уверенно выделить ранние морфологические типы галактик. Отметим, что в работе [39], где рассмотрены некоторые фотометрические свойства ЭВМ-пар, мы показали, что морфологический тип галактики наиболее коррелируст с ее показателями цвета u - r и g - i, a с



Рис.3. Зависимости обратного индекса концентрации *R50/R90*, абсолютной звездной величины, радиуса ле Вокулера deVRad\_r и масштабного радиуса expRad\_r от показателя цвета для изолированных талактик в парах: круги соответствуют ранним типам (-2-0), звездочки - спиралям (1-6), треугольники - поздним и иррегулярным галактикам. Сплошная линия соответствует областям из табл.1 и 2, пунктир соответствует более жесткому критерию (см. текст).

остальными рассматриваемыми параметрами R50/R90, Mr, deVRad r и expRad r корреляция слабее, при этом и разброс значений значительно больший.

В табл. І представлено количество галактик определенного типа в каждой области, а также соответствующий процент от общего количества галактик для четырех параметров R50/R90, Mr, deVRad r, expRad r и показателя цвета g-i. Можно видеть, что ранние типы (-2-0) хорошо коррелируют со всеми параметрами и показателями цвета: около 95 % этих галактик всегда можно выделить, используя соответствующие критерии из табл.2. При этом, примерно 15-20% от общего количества спиральных галактик (1-6) попадают в область 1 и 20-25% в область 3. Критерий из табл.2 лучше работает для выделения поздних спиралей и иррегулярных типов (7-10) - примерно 90% находится

Таблица І

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ (-2-0), (1-6) И (7-10) ГАЛАКТИК В ПАРАХ В ОБЛАСТЯХ 1, 2, 3 (см. рис.3) ДЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ЦВЕТА д-і И УКАЗАННЫХ В ПЕРВОМ СТОЛЬШЕ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΒ

Параметры	Τ	Bcero	Область 1		Область 2		Область 3	
	1.1	N	N	%	N	%	N	%
R50/ R90	-2-0 1-6 7-10	102 207 357	98 53 -	96.1 25.6 -	4 140 41	3.9 67.6 11.5	- 14 316	- 6.8 88.5
Mr	-2-0 1-6 7-10	102 207 357	102 117 -	100.0 56.5 -	- 76 41	- 36.7 11.5	- 14 316	6.8 88.5
deVRad_r	-2-0 1-6 7-10	102 207 357	100 55 -	98.0 26.6 -	2 138 41	2.0 66.7 11.5	- 14 316	6.8 88.5
expRad_r	-2-0 1-6 7-10	102 207 357	100 74 -	98.0 35.7 -	2 119 41	2.0 57.5 11.5	- 14 316	- 6.8 88.5

в области 3, а в область 2 попадают только от 5 до 15% в зависимости от параметра по оси ординат. Наименее эффективно работает диаграмма "цвет - величина" для выделения морфологических типов (1-6) - только 30% галактик этого типа находятся в "своей" области. Необходимо отметить, что границу между спиральными галактиками типов 6 и 7 мы выбирали не случайно, - перебирая разные варианты, мы остановились на таком, в котором граница между областями 2 и 3 была бы наиболее четкой.

В табл.2 представлены критерии классификации галактик по типам (-2-0), (1-6) и (7-10) с использованием попарных условий показатель цвета - параметр R50/R90, Mr, deVRad\_r и expRad\_r. Условия соответствуют областям 1, 2 и 3 на рис.3. То есть, для выделения ранних типов (-2-0) в таблице представлены границы области 1, для спиралей (1-6) - границы области 2, состоящей из двух частей, для поздних типов (7-10) - границы области 3. Для выделения ранних типов галактик таким образом, чтобы вклад галактик (1-6) в области 1 был самым малым, можно использовать более строгие критерии, изображенные пунктиром на рис.3. Тогда в область 1 попадает 87%, 84%, 85%, 85% ранних типов галактик и 12%, 30%, 9%, 13% спиральных галактик в зависимости от параметров *R50/R90*, *Mr*, deVRad\_*r* и expRad\_*r*, соответственно.

Таблица 2

КРИТЕРИИ ДЛЯ МОРФОЛОГИЧЕСКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ ГАЛАКТИК E+S0, Sa-Scd И Sd-Sdm+Im/BCG, В КОТОРЫХ ИСПОЛЬЗУЕТСЯ ПОКАЗАТЕЛЬ ЦВЕТА ГАЛАКТИКИ И ОДИН ИЗ ПАРАМЕТРОВ *R50/R90*, deVRad\_r, expRad\_r, *Mr*. (Критерии соответствуют присутствию галактики в выделенной области 1, 2 и 3 на рис.3)

				-			
Т	u - r	g-i	r-z	R50/R90	deVRad_r	expRad_r	Mr
(-2-0) E+S0	2.2 + 3.0	0.95 + 1.5	0.6 + 1	0+0.4	0+12	0+8	-22 + -17.5
(1-6) Sa-Scd	1.6 + 2.2 2.2 + 3.0	0.7 + 0.95 0.95 + 1.5	0.45 + 0.6 0.6 + 1	0.275 + 0.6 0.4 + 0.6	0 + 30 12 + 30	0 + 30 8 + 30	-21.5 + -16.5
(7-10) Sd-Sdm+ Im/BCG	0 + 1.6	0 + 0.7	0 + 0.45	0.275 + 0.6	0+0	0 ÷ 30	-21.5 + -15

Как видно из рис.3 и табл.1-2, анализируя различные зависимости галактик пар исследуемой выборки, мы не просто визуально классифицировали галактики, но и показали, как морфологический тип зависит от различных параметров. Заметим, что здесь мы исключили из рассмотрения взаимодействующие пары. С помощью одного из трех показателей цвета и таких параметров как обратный индекс концентрации, абсолютная звездная величина, радиус де Вокулера/и масштабный радиус можно провести надежную предварительную морфологическую классификацию, не прибегая к визуальному просмотру. При этом, более 90% галактик типов (-2-0) и (7-10) окажутся в "своих" областях соответствия морфологическим типам. С типами галактик (1-6) ситуация несколько труднее, поскольку перекрытие типов довольно велико (см. рис.2b, с и 3).

На рис.4 показаны зависимости показателей цвета g-i (a) и параметра *R50/R90* (b) от лучевой скорости галактик в парах. Можно видеть, что значения параметров не зависят от лучевой скорости галактик и разброс остается постоянным – это говорит об отсутствии селекции с расстоянием в рассматриваемом диапазоне скоростей. Выше мы отметили, что выборка изолированных галактик содержит значительно больше галактик типа 9 в сравнении с выборкой галактик в парах. Средние значения и стандартные отклонения показателя цвета *u*-*r* для



Рис.4. Зависимости показателя цвета g - l (а) и обратного индекса концентрации R50/R90 (b) от лучевой скорости галактик в парах: круги соответствуют ранним типам (-2-0), звезды - спиралям (1-6) и треугольники - поздним и иррегулярным галактикам.

всех типов показаны в табл.3 в сравнении с изолированными галактиками. Можно видеть, что ЭМВ-изолированные галактики морфологических типов от -2 до 6 несколько голубее, чем галактики в ЭМВ-парах, хотя тенденция незначима (1 о). Аллам и др. [21], анализируя выборку взаимодействующих галактик из раннего обзора SDSS, показали, что галактики во взаимодействующих парах немного голубее, чем галактики поля. К такому же выводу пришли Фернандез Лоренсо и др. [44]: оказалось, что исследуемые ими

Таблица З

## СРАВНЕНИЕ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА и-г ДЛЯ РАЗНЫХ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ ЭМВ-ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК И ГАЛАКТИК В 365 ЭВМ-ПАРАХ

T	<i>u - r</i>	ATTAL ATTAL THE
influept.	Изолированные	В ларах
-2	2.41±0.20	2.60±0.19
0	2.35±0.30	2.55±0.18
1	1.97±0.33	2.35±0.37
2	1.87±0.35	2.28±0.42
3	1.86±0.36	2.18±0.43
4	1.75±0.25	2.01±0.28
5	1.72±0.22	1.92±0.27
6	1.55±0.21	1.85±0.41
7	1.51±0.21	1.45±0.33
8	1.50±0.19	1.42±0.21
9	1.31±0.21	1.29±0.29
10	1.40±0.23	1.39±0.29

## МОРФОЛОГИЯ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ГАЛАКТИК В ПАРАХ 331

AMIGA изолированные спиральные галактики краснее, чем объекты в близких парах, что может быть объяснено более пассивным звездообразованием в очень изолированных галактиках. При этом изученные ими изолированные и неизолированные галактики ранних типов показали одинаковый цвет.

С другой стороны Соррентино и др. [45], анализируя выборки галактик из обзора SDSS DR4, находящихся в различном окружении, заключили: чем менее населенная группа рассматривается, тем голубее ее показатель цвета. К такому же выводу пришли Патири и др. [46], которые для галактик из этого же обзора показали, что, хотя для изолированных галактик наблюдается избыток голубых галактик, показатели их цвета и у галактик в более плотном окружении значимо не отличаются, если они имеют одни и те же морфологические типы.

Таким образом, результаты, полученные разными авторами, противоречивы и свидетельствуют, что критерии отбора пар и изолированных, полнота выборок, а также рассматриваемый диапазон красных смещений имеют принципиальное значение. Очевидно, что необходимы более детальные исследования зависимостей "морфологический тип - показатель цвета - масса галактики - темп звездообразования" для изолированных галактик.

4. Эффект Хольмберга для галактик в парах. В упомянутых работах Аллам и др. [21], Денга и др. [22], где исследовались пары галактик, отобранные различными методами из обзора SDSS, подробная морфологическая (в т.ч. визуальная) классификация галактик не проводилась. Так, в работе [21] было проведено разделение выборки галактик только на ранние и поздние типы в соответствии с их показателем цвета. Как было показано нами выше, показатель цвета коррелирует с морфологическим типом вдоль морфологической шкалы де Вокулера, поэтому очень важно отделить эту корреляцию от истинного эффекта Хольмберга.

С этой целью мы разделили 365 пар на 9 типов: ЕЕ - пары ранних типов (-2-0), SS - пары спиралей (1-6), LL - пары поздних спиралей и иррегулярных галактик (7-10) и, соответственно, смешанные пары: EL, LE, ES, SE, LS, SL (первый тип в паре галактик соответствует более яркому компоненту). Такое разделение вполне правомерно, поскольку мы выявили, что несмотря на корреляцию тип-цвет, внутри классов (-2-0), (1-6) и (7-10) изменения показателей цвета незначительны (см. рис. 2а и табл. 3). На рис. 5 показаны зависимости показателей цвета двух компонентов пары галактик исследуемой выборки. Различными символами показаны пары разного морфологического состава.

Значимых зависимостей показателей цвета в парах разного морфологического типа, согласно нашему делению на 9 морфологических категорий, не наблюдается (коэффициент корреляции *R*<0.26 с *SD*>0.2 для всех выборок). При этом, если объединить спиральные пары с поздними, что соответствует морфологической классификации в упомянутых работах [15, 21], то значение

## 332 О.В.МЕЛЬНИК И ДР.

коэффициента корреляции значительно увеличивается: R ~ 0.5 для всех показателей цвета. Если же объединить спиральные и поздние пары галактик с эллиптическими, то значения R становятся выше ~0.6. Таким образом, можно сделать вывод о том, что для исследуемой выборки пар галактик из обзора SDSS мы не нашли доказательств эффекта Хольмберга, поскольку



Рис.5. Зависимости показателей цвета для компонентов ЭМВ-пар галактик. Ось абсинсс соответствует показателю цвета более яркого компонента пары.

выявленные корреляции хорошо объясняются за счет зависимости морфологического типа галактики от ее показателя цвета. Мы также не нашли зависимости разности показателей цвета компонентов пар от расстояния между галактиками и разности их скоростей.

Чтобы выявить или опровергнуть существование искомого эффекта. необходима более представительная выборка пар галактик одинакового морфологического типа. При этом морфологические типы должны быть определены максимально точно. Очевидно, что за время эволюционного процесса с каждой из галактик пары происходили слияния как с более мелкими галактиками-спутниками, так и с другими галактиками из ее окружения. в результате чего, по-видимому, образовались галактики с балджами (см. например, Кристлейн и Заблудоф [47], Тиссера и др. [18], Засов и Сильченко [10], Бута [2]. В нашей работе мы попытались определить морфологические типы галактик максимально точно и рассматривали пары одинаковых типов. сгруппировав их таким образом, что значение показателя цвета внутри группы было постоянным (см. рис.2b, 2d, табл.3 и соответствующие объяснения в тексте). Может ли отсутствие эффекта Хольмберга в парах одинаковых морфологических типов означать, что эволюция галактик в парах происходила все-таки по-разному? Пока на этот вопрос мы не можем ответить без более детального исследования. Если корреляция между показателями цвета пар

#### МОРФОЛОГИЯ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ГАЛАКТИК В ПАРАХ 333

галактик одинаковых морфологических типов и существует, то ее очень сложно выявить, поскольку нужно учитывать множество различных факторов эволюции, в т.ч. внутреннюю эволюцию галактики (активное ядро в центре, активность или пассивность звездообразования), как и к таким расчетам необходимо привлекать результаты численного моделирования.

5. Выводы. Используя выборку 365 пар галактик из обзора SDSS DR5, выделенных методом мозаики Вороного второго порядка [23], мы показали, что галактики в парах содержат меньшую долю голубых компактных галактик, чем изолированные галактики [26]. Кроме этого, мы выявили, что галактики морфологических типов (-2-6) в парах по показателю цвета немного краснее, чем изолированные галактики. Однако значимость последнего результата (1 с) не позволяет заключить, что тенденция достоверна.

Используя визуальную классификацию галактик и полученные двумерные диаграммы цвет-*Mr*, цвет-*R50/R90*, цвет-deVRad\_r и цвет-expRad\_r, мы выявили возможные критерии для разделения галактик на три класса, а именно: 1) ранние типы - эллиптические и линзовидные, 2) спиральные Sa-Scd, 3) поздние спиральные Sd-Sdm и иррегулярные галактики Im/BCG.

Мы не обнаружили наличия эффекта Хольмберга для нашей выборки: выявленная корреляция показателей цвета компонентов пар галактик полностью объясняется зависимостью морфологического типа галактики от ее показателя цвета.

Мы благодарим В.Е.Караченцеву за ценные замечания, которые позволили улучшить работу. Работа выполнена при частичной поддержке проекта ГФФИ Украины № Ф40.2/049 и Целевой программы научных исследований Отделения физики и астрономии НАН Украины №1.4.6/3-299Ц. В работе использовались базы данных Sloan Digital Sky Survey Data Release Five (www.sdss.org) и NED (http://ned.ipac. caltech.edu/).

Институт астрофизики и геофизики Льежского университета, Бельгия, e-mail: melnyk@astro.ulg.ac.be

<sup>2</sup> Астрономическая обсерватория Киевского университета имени Тараса Шевченко, Украина, e-mail: dariadobrycheva@gmail.com

12. Advantage, Land Meld Atlant Obi Ser 11, 130 1

<sup>3</sup> Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Украина, e-mail: irivav@mao.kiev.ua

## 334 О.В.МЕЛЬНИК И ДР.

## MORPHOLOGY AND COLOR INDICES OF GALAXIES IN PAIRS: CRITERIA FOR THE GALAXY CLASSIFICATION

## O.V.MELNYK<sup>1,2</sup>, D.V.DOBRYCHEVA<sup>3</sup>, I.B.VAVILOVA<sup>3</sup>

We considered the relationships between morphological types and color indices u'-r, g-i, r-z of the sample of 365 galaxy pairs with radial velocities 3000 km/s < V < 9500 km/s selected by the second-order Voronoi tessellation from the SDSS DR5. It is shown that galaxies in pairs consist of a smaller part of blue compact galaxies than isolated galaxies. Using the relations between color index and one of those parameters as invert concentration index, absolute magnitude, de Vaucouleurs radius or scale radius, we propose the criteria for the morphological classification into three classes based on the colour indices: early types - elliptical and lenticular E-SO, spiral Sa-Scd, late spiral Sd-Sdm and irregular galaxies Im/ BCG. We did not detect the presence of the Holmberg effect for our sample: the revealed correlation of colour indices of galaxy pair components is explained fully by the dependence of galaxy morphological type on its colour index.

Key words: galaxies.morphology.color indices: Holmberg effect: the method of Voronoi tessellation - objects:SDSS galaxies in pairs

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. И.Д.Караченцев, Двойные галактики, М., Наука., с.248, 1987.
- 2. R.J. Buta, Planets, Stars and Stellar Systems 6, 2011 (CM. TAKKE arXiv: 1102.0550v1 [astro-ph.CO]), 2011.
- 3. A. Dressler, Astrophys. J., 236, 351, 1980.
- 4. I.B. Vavilova, V.E. Karachentseva, D.I. Makarov, O.V. Melnyk, Kinemat. Fiz. Nebesn. Tel, 21, 3, 2005.
- 5. V.E.Karachentseva, M.E.Sharina, Commun. SAO, 57, 5, 1988.
- 6. V.E.Karachentseva, I.B.Vavilova, Dwarf Galaxies, ESO Conference and Workshop Proceedings, Proceedings of an ESO/OHP Workshop on Dwarf galaxies, held at Observatoire de Haute-Provence, France, 6-9 September 1993, Garching: European Southern Observatory (ESO), 1994, edited by G.Meylan and Ph.Prugniel, 91, 1993.
- 7. V.E. Karachentseva, I.B. Vavilova, Bull. Spec. Astrophys. obs., 37, 98, 1994.
- 8. O.V. Melnyk, Astronomy Letters, 32, 302, 2006.
- 9. О.В. Мельник, А.А. Ельше, В.Л. Шихман, Вестник Киевского университета, 45, 24, 2009a.
- 10. A.V.Zasov, O.K.Sil'chenko, Phys.-Usp., 53, 415, 2010.
- 11. X.Zhang, R.J.Buta, arXiv1012.0277Z, 2010.
- 12. E. Holmberg, Lund Medd. Astron. Obs. Ser. II, 136, 1, 1958.

#### МОРФОЛОГИЯ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ГАЛАКТИК В ПАРАХ 335

- 13. A.N. Tomov, Soviet Astronomy, 23, 535, 1979.
- 14. V.V. Demin, E.A. Dibai, A.N. Tomov, Astron. Zh., 58, 925, 1981.
- 15. V.V. Demin, A.V. Zasov, E.A. Dibai, A.N. Tomov, Astron. Zh., 61, 625, 1984.
- 16. II.M. Hernandez-Toledo, I. Puerari, Astron. Astrophys., 379, 54, 2001.
- 17. V.P.Reshetnikov, Astronomy Letters, 24, 153, 1998.
- 18. P.B. Tissera, A.V.S. Castelli, C.Scannapieco, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 367, 1029, 2006.
- 19. A. Franco-Balderas, H.M. Hernandez-Toledo, D. Dultzin-Hacyan, G. Garcia-Ruiz, Astron. Astrophys., 406, 415, 2003.
- 20. A. Franco-Balderas, H.M. Hernandez-Toledo, D. Dultzin-Hacyan, Astron. Astrophys., 417, 411, 2004.
- 21. S.Allam, D.Tucker, Smith et al., Astrophys. J., 127, 1883, 2004.
- 22. X.-F. Deng, Y.Xin, J.Peng, P.Wu, Astrophysics, 53, 342, 2010.
- 23. A.Elyiv, O.Melnyk, I.Vavilova, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 394, 1409, 2009.
- 24. O.Melnyk, A.Elyiv, I.Vavilova, Kinemat. Fiz. Nebesn. Tel, 22, 283, 2006.
- 25. O.V. Melnyk, I.B. Vavilova, Adv. Space Res., 42, 591, 2008.
- 26. I.B. Vavilova, O.V. Melnyk, A.A. Elyiv, Astron. Nachr., 330, 1004, 2009.
- 27. O.V. Melnyk, A.A. Elyiv, I.B. Vavilova, Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 25, 43, 2009b.
- 28. X.-F. Deng, X.X. Qian. C.H. Luo et al., Astrophysics, 55, 55, 2012.
- 29. T.Goto, C. Yamauchi, Y. Fujita et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 346, 601, 2003.
- 30. C. Park, Y.-Y. Choi, Astrophys. J., 635, L29, 2005.
- 31. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin et al., Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, 1995.
- 32. J. Bailin, W.E. Harris, Astrophys. J., 681, 225, 2008.
- 33. S.P.Driver, P.D.Allen, A.Graham et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 368, 414, 2006.
- 34. M.Banerji, O.Lahav, C.J.Lintott et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 406, 342, 2010.
- 35. B.C.Kelly, T.A.McKay, Astron, J., 127, 525, 2004.
- 36. M. Huertas-Company, D. Rouan, L. Tasca et al., Astron. Astrophys., 478, 971, 2008.
- 37. J.H.Lee, M.G.Lee, C.Park et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 389, 781, 2008.
- 38. I.K.Baldry, Astronomy & Geophysics, 49, 5, 2008.
- 39. D.Dobrycheva, O.Melnyk, Advances in Astronomy and Space Physics, 2, 42, 2012.
- 40. C.J.Lintott, K.Schawinski, A.Slosar et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 389, 1179, 2008.
- 41. C.Lintott, K.Schawinski, S.Bamford et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 410, 166, 2011.
- 42. M.Fukugita, O.Nakamura, S.Okamura et al., Astron. J., 134, 579, 2007.
- 43. P.B. Nair, R.G. Abraham, Astrophys. J. Suppl. Ser., 186, 427, 2010.
- 44. M.Fernandez Lorenzo, J.Sulentic, Verdes-Montenegro et al., Astron. Astrophys., 540, id.A472012
- 45. G.Sorrentino, V.Antonucchio-Delogu, A.Riffato, Astron. Astrophys., 460, 673, 2006.
- 46. S.G.Patiri, F.Prada, J.Holtzman et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 372, 1710, 2006.
- 47. D. Christlein, A.I. Zabludoff, Astrophys. J., 616, 192, 2004.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

STELLS

## ИНФРАКРАСНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГАЛАКТИК ВОЛЬФА-РАЙЕ

#### Ж.Р.МАРТИРОСЯН<sup>1</sup>, Л.А.САРГСЯН<sup>2</sup> Поступила 2 апреля 2012 Принята к печати 22 июня 2012

В работе представлены инфракрасные свойства 22 галактик WR, имеющих оптическую классификацию SB-галактик и имеющих спектры Инфракрасного Спектрографа космического телескопа "Spitzer", которые можно получить из CASSIS. Чтобы понять инфракрасные свойства этих галактик мы сравнили нашу выборку с двумя независимыми UV выборками SB-галактик, а также сравнили жесткость излучения этих трех выборок, используя соотношение общих потоков [NeIII] 15.55 мкм и PAH молекулы на 11.3 мкм, которое показывает наличие более молодых звезд в галактиках WR по сравнению с другими выборками UV-галактик. Нами также была выполнена калибровка темпов звездообразовании в IR и в UV. Наши результаты показывают, что ~35% UV-излучения SB галактик WR наблюдается, по сравнению с ~9% и ~25% исходящих из галактик других UV выборок. Было выяснено, что критерий EW(6.2 мкм) > 0.4, используемый для классификации объектов как SB, не применим для тех SB-галактик, которые имеют более молодое звездное население.

Ключевые слова: галактики:типа WR:спектральные своиства

1. Введение. Наличие особенностей звезд Вольфа-Райе (далее WR) в спектрах галактик дает значительную информацию о раннем звездообразовании [1].

Среди галактик с линиями излучения галактики WR выбирают по одной или нескольким широким линиям излучения в оптической области спектра (WR bump), что объясняется наличием звезд WR [2,3]. Вместе с линиями, которые характерны для звезд типа P-Лебедя (в основном SiIV, CIV и OVI, характерные также для O-звезд в ультрафиолетовой области спектра), часто наблюдавшихся в областях звездообразования, линии, характерные для звезд WR в спектре галактик являются наиболее прямым доказательством наличия массивных звезд в этих объектах. Другие линии, как например, линии поглощения H и He в оптической области спектра O-звезд или линии металла из фотосфер B-звезд в ультрафиолетовой области, как правило, слабые и/или их труднее обнаружить. Все эти линии могут быть использованы для количественной оценки населения массивных звезд (WR, O, B) в рассматриваемых объектах. По сравнению с объектами, показывающими любой из этих спектральных особенностей, более редки галактики с линиями WR, основные свойства которых следующие: звезды WR являются завершающей стадией эволюции самых массивных звезд  $(M_{max} > 25 M_{\odot})$  и имеют короткую фазу жизни  $(t_{WR} \sim 10^{54} \text{ год})$ , поэтому их обнаружение является идеальным индикатором для оценки возраста молодых систем  $(t < 10^6 \text{ лет})$ , поскольку у них самое активное вспышечное звездообразование (starburst, далее SB). Кроме того, они позволяют получить предельные оценки эволюционных моделей звезд (например, при очень низкой металличности), а также служат в качестве ориентира для моделирования ультрафиолетового (далее UV) - инфракрасного (далее IR) - излучения SB [4].

Среди галактик WR имеются разнообразные объекты, включая голубые компактные карликовые (Blue Compact Dwarf, далее BCD) галактики, массивные спирали, IRAS-галактики, Sy2 и лайнеры [3]. Оптические характеристики галактик WR хорошо изучены, но мало известных данных об их инфракрасных спектральных особенностях.

Целью настоящей работы является нахождение характеристик галактик WR в инфракрасной области спектра, которые могут указывать на бурную звездообразовательную активность.

2. Выборка галактик WR. Для создания выборки мы использовали каталог 570 галактик WR, приведенный в [1], составленный по данным SDSS (Sloan Digital Sky Survey), DR6 (Data Realese 6) [5]. Из каталога [1] мы выбрали только галактики, имеющие оптическую классификацию SB (всего 450 объектов) [1].

Мы использовали IR-спектры, полученные Инфракрасным Спектрографом (Infrared Spectrograph, далее IRS) [6] космического телескопа "Spitzer" [7]. IRS состоит из 4 модулей, два из них соответствуют спектрам с высоким разрешением ( $R \sim 600$ ), а два - с низким разрешением ( $R \sim 60-130$ ). Спектры низкого разрешения состоят из коротковолновой (Short-Low, SL, 5.2-14.5 мкм) и длинноволновой (Long-Low, LL, 14-38 мкм) частей. Для решения поставленной задачи мы изучили спектры с низким разрешением из архива инфракрасных спектров CASSIS (Cornell Atlas of Spitzer IRS Sources) [8], поскольку при получении спектров высокого разрешения отсутствует наблюдение фона. Из 450 галактик 29 имеют IR-спектры от CASSIS, однако только 23 объекта имеют и коротковолновую, и длинноволновую часть спектра (интересующие нас спектральные линии находятся в обеих частях спектра). В спектре одного объекта из-за высоких шумов спектральные особенности не обнаружены, поэтому мы исключили этот объект, оставляя 22 галактики.

Для изучения IR свойств выбранных нами галактик, мы сравнили нашу выборку с двумя независимыми выборками SB-галактик с UV-избытком, взятые из [9]. Первая эта выборка 21 галактики Маркаряна [10], а вторая - выборка 16 UV-галактик с высокой светимостью, обнаруженных с помощью GALEX (Galaxy Evolution Explorer) [11]. Инфракрасные спектры этих галактик приведены в [9]. При проведении первого обзора неба [10], выполненного Б.Е.Маркаряном, были получены спектры с объективной призмой, а также выбраны галактики с UV-избытком, спектральная область которых распространяется до 3400 Å.

Полный обзор неба GALEX позволяет выявлять UV-галактики с высокой светимостью (UVLGs, L(FUV)  $\geq 10^{10} L_{\odot}$ ) [12], которые среди SB-галактик с UV-избытком считаются галактиками крайне высокой светимости.

GALEX получал изображения в UV-диапазоне на длинах волн 1340Å – 1790Å (FUV) и 1770Å – 2830Å (NUV). Подробности о сравнении GALEX и инфракрасных наблюдений "Spitzer" приведены в [9].

Для измерения спектральных характеристик была использована программа SMART (The Spectroscopy Modeling Analysis and Reduction Tool) [13,14]. Галактики нашей выборки имеют красные смещения в диапазоне 0.0014 < z < 0.1674. Данные об этих галактиках представлены в табл.1.

Таблица 1

No	N₂	Коорд. J2000.01	ZI	AOR <sup>2</sup>
1	48	005527.46+002148.8	0.16741	23012608
2	51	012218.12+010026.0	0.05544	22132224
3	137	020938.52-100846.6	0.01284	22111744
4	65	081313.16+455940.9	0.00143	12076032
5	101	082604.79+455807.4	0.00709	18890240
6	107	093402.02+551427.9	0.00253	16205568
7	108	093813.49+542825.0	0.10213	23015936
8	296	101624.51+375446.0	0.00394	16204288
9	190	103410.15+580349.1	0.00749	12559360
10	277	110508.11+444447.2	0.02154	18889728
11	249	113835.68+575227.0	0.00318	9011712
12	14	114212.40+002002.7	0.01855	4342784
13	526	123741.19+264227.5	0.02079	18852608
14	31	125305.96-031258.9	0.02276	18890752
15	93	130039.25+023002.7	0.00322	22124288
16	288	132844.05+435550.5	0.02795	22125312
17	151	140045.74+591942.1	0.01022	3855872
18	290	143905.46+364821.8	0.00186	8988672
19	292	152238.09+333135.8	0.12529	4982784
20	118	154004.83+571502.5	0.08070	28201728
21	395	155732.30+232050.4	0.03283	22129152
22	40	173501.24+570308.6	0.04722	22131712

#### ДАННЫЕ ГАЛАКТИК WR

<sup>1</sup> данные приведенные из [1]

<sup>2</sup> Номер наблюдения (AOR). CASSIS явлется продуктом Инфракрасного Научного Центра Университета Корнелл, поддерживаемого NASA и JPL.

3. Обсуждение результатов. IR-спектры SB-галактик содержат линии, возникающие в разных местах областей звездообразования, этоизлучение молекул РАН (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons), излучение ионизированных атомов (запрешенные линии), а также континуум излучения пыли. Излучение РАН молекул возникает при их возбуждении фотонами различных энергий, когда они проходят сквозь фотодиссоциационную область (Photo Dissociation Region, далее PDR) на границе между областями HII и окружающими их молекулярными облаками [15]. Высокочастотные фотоны, ионизирующие области HII, могут разрушать молекулы РАН, поэтому энергия этих фотонов не такая высокая, как энергия фотонов, возникающая от AGN. Континуум пыли возникает из смешенной газопылевой области HII (пыль нагревается горячими звездами), а излучение ионизированных атомов происходит в области HII.

При изучении IR-спектров мы выяснили, что один из объектов имеет смешанный тип (composite), т.е. показывает как AGN, так и SB активность (объект №2 в табл.1). Инфракрасный спектр этого объекта показан на рис.1а. В спектре объекта видна относительно глубокая силикатная полоса поглошения [16,17], а эквивалентная ширина (далее *EW*) линии РАН 6.2мкм, *EW*(6.2 мкм) < 0.4. Мы не включили этот объект в табл.2, для дальнейшего исследования оставляя 21 галактику.



c

Длина волны (мкм)

35

25

спекто ВСД галактики.

На рис. lb и с приведены инфракрасные спектры объектов из нашей

0.00

5

15

выборки. В приведенных спектрах видны значительные различия. Спектр, представленный на рис.1b является типичным примером SB-галактики, где видны слабые линии ионизированных атомов и сильное излучение РАН молекул. В спектре, приведенном на рис.1c, излучение РАН молекул отсутствует и доминируют линии ионизированных атомов. Это типичный спектр BCD галактики. Отсутствие излучения РАН молекул в галактиках низкой металличности - результат сочетания эффектов их образования и разрушения [18].

В табл.2 включены эквивалентные ширины линий РАН, значения UV и IR потоков, светимостей, темпов звездообразования (Star Formation Rate, далее SFR) и расстояния 21 галактики.

Таблица 2

No	12 EW		f <sub>v</sub>		1		D	logv L		logSFR	
	PAH6.2	PAH11.3	7.7мкм	UV	11.3мкм	15.55мкм	(Мпк)	(эрг	- c-1)		
	(мкм)	(мкм)	(мЯн)	(мкЯн)	10-21	10-21		UV	7.7мкм	UV	7.7мкм
					Вт см <sup>-2</sup>	Вт см-2					
1	0.09	0.10	7.1	64.0	2.27	3.26	678.69	43.84	44.18	0.58	1.61
3	0.61	0.60	710.5	998.9	437	7.27	227.21	42.80	43.95	-0.46	1.38
4	0.43	0.39	33.4		20.9	12.4	51.23		40.72		-1.85
5	0.57	0.68	29.3	1621.9	23.4	4.91	7.94"	42.50	42.05	-0.76	-0.52
6	<0.02	<0.07	<0.1	1157.8	0.1	0.46	19.35'	41.45	38.73	-1.81	-3.84
7	0.21	0.16	2.3	226.5	1.17	2.43	20.04"	43.96	43.26	0.70	0.69
8	<0.02	<0.01	<0.5	800.9	0.1	1.49	413.56	41.68	39.78	-1.58	-2.79
9	<0.15	<0.27	<0.8	711.4	0.1	1.5	18.23	42.19	40.52	-1.07	-2.05
10	0.30	0.17	12.1	1520.3	7.83	14.9	32.80	43.43	42.63	0.17	0.06
11	<0.06	<0.05	<2.3		0.8	10.2	91.09		40.24		-2.33
12	0.40	0.42	154.5	1864.1	88.8	47.5	16.30	43.39	43.61	0.13	1.04
13	0.04	0.09	11.6	273.5	2.24	0.6	76.31	42.66	42.58	-0.60	0.01
14	< 0.01	<0.01	<42.1	995.0	4.5	25.3	88.33	43.30	43.22	0.04	0.65
15	0.67	0.57	71.5	10284.4	39.9	3.3	94.12	42.61	41.75	-0.65	-0.82
16	0.37	0.22	10.1	804.0	6.08	9.24	24.71*	43.38	42.78	0.12	0.21
17	0.37	0.55	484.4		274	9.5	117.97		43.59		1.02
18	<0.04	<0.04	< 0.3	293.9	0.4	4.32	41.70"	40.59	38.83	-2.67	-3.74
19	0.26	0.20	67.7		27.4	22.1	9.60°		44.91		2.34
20	0.43	0.33	23.2	337.8	6.35	2.79	517.27	43.93	44.06	0.67	1.49
21	0.35	0.20	11.3	383.4	7.19	8.46	335.22	43.20	42.97	-0.06	0.40
22	<0.01	0.02	<10.5	241.1	1.24	3.26	137.57	43.32	43.25	0.06	0.68
	100 C	THE PARTY OF	THE OWNER OF	1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	41 771	A CARLON PORTO					

### IR- И UV- ПАРАМЕТРЫ ГАЛАКТИК

• Альтернативные расстояния

Отношения SFR, калиброванные по IR и UV потокам, являются мерой доли светимости поглощенной пылью и видимой в инфракрасной области, по сравнению с долей светимости, которая избегает поглощения и можно увидеть в ультрафиолете. На рис.2 представлен график зависимости отношения SFR IR и UV потоков от светимости РАН 7.7 мкм. Для вычисления  $\nu L_{\nu}$  (7.7 мкм) был измерен пик профиля линии РАН 7.7 мкм. Для объектов, в спектрах которых эта линия отсутствует, были измерены пределы потока (открытые квадраты на рис.2).

Для расчетов использованы критерии измерения и формулы, которые приведены в [9]:

$$\log SFR(7.7 \text{ MKM}) = \log[v L_v(7.7 \text{ MKM})] - 42.57$$
,

где v L<sub>v</sub> (7.7 мкм) - в эрг с<sup>-1</sup>, а SFR - в M<sub>☉</sub>/год [9].



Рис.2. Зависимость отношений SFR вычисленная для  $v L_v$  (7.7 мкм) и  $v L_v$  (UV) от светимости на 7.7 мкм. Для сравнения приведены объекты из выборки Маркаряна (треутольники) и UV-галактики из выборки GALEX (звездочки) [9]. Галактики WR представлены как квадраты (открытые квадраты указывают на объекты с предсланым потоком).

# Для определения SFR(UV) мы использовали соотношение $SFR(UV) = 1.08 \cdot 10^{-28} L_{\nu}(1530 \text{ Å}),$

где  $L_{\nu}$  (в эрг с<sup>-1</sup> Гu<sup>-1</sup> [19]) рассчитан от начального потока FUV(1530 Å) из GALEX. Только для 5 из 22 источников нашей выборки не были данные в GALEX.

Мы приняли FUV поток на 1530 Å за поток соответствующий длине волны при z=0. Для определения наблюдаемого потока мы использовали плотности потоков на FUV(1530 Å) и NUV(2271 Å) из GALEX, проведя континуум по степенному закону. Далее, используя вычисленную степень, сделана интерполяция континуума до значения плотности потока на (1 + z)·1530 Å. Эти значения плотностей потоков  $f_v$ (UV) приведены в табл.2, где также включены значения IR потоков, UV и IR-светимостей и SFR. Для вычисления светимостей мы использовали лучевые скорости исправленные за движения центроида Местной группы [20], а также - Местной группы в направлении скопления Девы [21]. Для 6 галактик (z < 0.003) из базы

342

данных NED мы взяли альтернативные расстояния, а для остальных 15 галактик расстояния вычислили по исправленным скоростям.

В работе мы принимали постоянную Хаббла  $H_0 = 73 \text{ км c}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$  [22], которая соответствует последнему определению на основе цефеид и сверхновых типа Ia [23].

В наших сравнениях значения наблюдаемой SFR(UV) применялись без поправки за поглощение в UV. Для сравнения с SFR(7.7 мкм) была вычислена SFR(UV) по формуле:

 $\log SFR(UV) = \log \nu L_{\nu}(FUV) - 43.26$ ,

где  $\nu L_{\nu}$  (FUV) - в эргс<sup>-1</sup>, а SFR- в  $M_{\odot}$ /год.

Логарифм медианы SFR(7.7 мкм)/SFR(UV) для выборки галактик Маркаряна составляет 1.05, это означает, что только ~9% UV-излучения не претерпевает поглощение пылью. Это число для выборки GALEX составляет 0.59, т.е. наблюдается только ~25% от общего UV-излучения. Для выборки галактик WR логарифм медианы SFR(7.7 мкм)/SFR(UV) составляет 0.46, т.е. наблюдается ~35% UV-светимости. Для оценки этого числа мы исключили предельные значения потоков линии PAH 7.7 мкм.

Из рис.2 видно, что по сравнению с галактиками Маркаряна распределение галактик WR более схоже с распределением галактик из выборки GALEX. Выборка GALEX была составлена из галактик, имеющих высокую UV-светимость. Выборка галактик WR составлена не по этому критерию, а по наличию более молодого звездного населения в этих галактиках. Из сходства выборок WR и GALEX можно заключить, что галактики из GALEX также имеют очень молодое звездное население. Распределение по IR-светимости показывает, что пять объектов низкой светимости log[ $\nu L_{\nu}$ (7.7 мкм)] < 41.0, (в эрг с<sup>-1</sup>) являются BCD-галактиками, имеющими меньше пыли, что соответствует результатам, представленным в [18]. Эти объекты не будут обсуждаться в этой статье.

Вышеотмеченные спектральные характеристики позволяют измерять различные параметры областей звездообразования. Сравнение относительных интенсивностей ионизированных атомов и молекул РАН обеспечит диагностику ионизирующего жесткого излучения в области HII.

Для оценки жесткости излучения, исходящего от молодых горячих звезд, мы использовали отношение потоков [NeIII] 15.55 мкм и РАН 11.3 мкм. На рис.3 представлено сравнение отношений потоков этих линий с эквивалентной шириной РАН молекулы.

Из рис.3 видно, что EW(11.3 мкм) убывает с увеличением отношения потоков [NeIII]/PAH. Поскольку в галактиках WR самые молодые области звездообразования, то они должны иметь экстремальные значения отношения [NeIII]/PAH среди SB-галактик. На этом рисунке представлены SB-галактики разных возрастов. Видно, что для самых молодых SB (галактик WR) это отношение равно ~1.5.

Значение *ЕW*(6.2 мкм) используется для определения типа активности таких галактик, как SB, смешанный тип (composite) и AGN [16]. Объекты



Рис.3. Зависимость отношений потоков в линиях [NeIII] 15.5 мкм и РАН 11.3 мкм от эквивалентной ширины линии РАН 11.3 мкм. Сплошными и открытыми квадратами обозначены галактики WR, где открытый квадрат означает предельное значение *EW*(11.3 мкм). Треугольниками и звездочками обозначены галактики из выборок Маркаряна и GALEX, соответственно.

с *EW*(6.2 мкм) > 0.4 мкм считаются SB, с 0.1 < *EW*(6.2 мкм) < 0.4 - считаются галактиками, показывающие как SB, так и AGN активность (т.е. тип composite). И, наконец, объекты с *EW*(6.2 мкм) < 0.1 классифицируются как AGN, поскольку высокочастотные фотоны высоких энергий, возникающие



Рис.4. Зависимость отношений полных потоков линий [NeIII] 15.5 мкм и РАН 11.3 мкм от эквивалентной ширины РАН 6.2 мкм. Заполненными и открытыми квадратами обозначены галактики WR, где открытый квадрат означает предельное значение *EW* (6.2 мкм) и/или потоков РАН 6.2 и 11.3 мкм. Галактики из выборки Маркаряна и GALEX обозначены треугольниками и звездочками, соответственно. от AGN разрушают молекулы РАН. Известно, что для BCD-галактик *EW*(6.2 мкм) может быть меньше 0.4 мкм [18]. На рис.4 приведено сравнение отношений [NeIII] и РАН потоков с *EW*(6.2 мкм), а на рис.5 представлено сравнение *EW*(6.2 мкм) со светимостью на 7.7 мкм. По полученным результатам можно легко спутать молодые SB с галактиками, имеющими AGN. Это хорошо видно из рис.4 и 5 (где для сравнения мы включили BCD-галактики низкой светимости). Полученные нами результаты показывают, что для молодых SB-галактик также *EW*(6.2 мкм) может быть меньше 0.4 мкм.



Рис.5. Зависимость эквивалентной ширины линии РАН 6.2 мкм от светимости на 7.7 мкм. В график также включены галактики низкой светимости. Заполненными и открытыми квадратами обозначены галактики WR, где открытый квадрат означает предельное значение *EW*(6.2 мкм) и/или потоков на 7.7 мкм. Галактики из выборки Маркаряна обозначены треугольниками, а галактики из выборки GALEX - звездочками.

Учитывая вышесказанное, можно заключить, что критерий *EW*(6.2 мкм)>0.4, используемый для классификации объектов как SB, не может применяться для самых молодых SB из-за слабого излучения РАН молекул.

Причин слабого излучения РАН в спектре может быть несколько: 1) отсутствие PDR, потому что весь газ ионизирован; 2) жесткое излучение от очень горячих звезд (например, звезд WR), которое разрушает молекулы РАН; 3) сильный континуум от горячей пыли.

Для выяснения реальной причины, на рис.ба мы наложили средний спектр объектов, не имеющих РАН характеристики (сплошная линия) и средний спектр объектов с РАН (точечная линия). Для построения среднего спектра все спектры были нормированы на 9.7 мкм (был взят средний поток в области 9.1-10.3 мкм).

Из рис.ба можно заключить, что слабость или отсутствие излучения РАН является результатом либо отсутствия PDR, либо результатом жесткого излучения молодых звезд, уничтожающих молекулы PAH в PDR, поскольку мы не видим никакого присутствия континуума горячей пыли. Из рис.ба

## Ж.Р.МАРТИРОСЯН, Л.А.САРГСЯН

видно также, что линии ионизированных атомов более сильные в спектре объекта с предельными значениями *EW*(6.2 мкм). В этом спектре также обнаружена линия [OIV] 25.89 мкм, которая отсутствует в среднем спектре галактик WR с PAH характеристиками. Это еще один признак того, что жесткое ионизирующее излучение приводит к ослаблению PAH.

На рис.6b представлен средний спектр галактик WR с EW(6.2 мкм) > 0.4(сплошная линия) и 0.1 < EW(6.2 мкм) < 0.4 (точечная линия). Из рисунка видно, что объекты с 0.1 мкм < EW(6.2 мкм) < 0.4 мкм имеют более слабые РАН излучения, но более сильные линии ионизированных атомов по сравнению с объектами с EW(6.2 мкм) > 0.4. Это еще одно доказательство вышепредставленного вывода.



Рис.6. а) Усредненный спектр галактик WR, не имеюших РАН характеристик в их спектрах (сплошная линия) и усредненный спектр галактик WR, показывающих РАН характеристики (точечная линия); b) усредненный спектр галактик WR с *EW*(6.2 мкм) > 0.4 (сплошная линия) и 0.1 < *EW*(6.2 мкм) < 0.4 (точечная линия).

4. Заключение. Для нахождения возможной IR активности наиболее молодых областей звездообразования (t < 10<sup>6</sup> лет), нами изучены IRспектры (покрывающий диапазон ~5-40 мкм) 22 галактик WR. Из каталога галактик WR [1] выбраны те объекты, которые имеют оптическую классификацию SB-галактик. Для оценки жесткости излучения молодых звезд, было использовано отношение потоков линий [NeIII] 15.55 мкм и РАН 11.3 мкм. Из IR- и UV-потоков были калиброванны SFR, а также, используя отношение SFR(IR) и SFR(UV), оценена доля UV-излучения поглощенной пылью. Для объяснения полученных результатов, мы сравнили выборку галактик WR с двумя независимыми UV выборками SB-галактик. Были получены следующие результаты:

1. Обнаружено, что доля галактик WR, имеющая высокую жесткость излучения, значительная среди SB-галактик разных возрастов, что и свидетельствует о наличии наиболее молодых областей звездообразования

346

в этих галактиках.

2. Критерий *EW*(6.2 мкм) > 0.4, используемый для классификации объектов как SB, не применим для тех SB-галактик, которые имеют наиболее молодое звездное население.

3. Показано, что отсутствие РАН характеристик в спектрах некоторых галактик WR является результатом излучения очень горячих звезд, которое либо разрушает РАН молекулы в PDR, либо уничтожает весь PDR.

Авторы благодарят Д.Видмана и А.Акопяна за ценные советы. Эта работа, главным образом, основывается на данных из архива инфракрасных спектров CASSIS (Cornell Atlas of Spitzer/IRS Sources), которые являются продуктом Инфракрасного Научного центра Университета Корнелл, при поддержке NASA и JPL.

Ереванский государственный университет,

Армения, e-mail: jaklin@ysu.am

<sup>2</sup> Университет Корнелл, США, e-mail: sargsyan@isc.astro.cornell.edu

## INFRARED SPECTRAL PROPERTIES OF WR GALAXIES

## J.R.MARTIROSIAN<sup>1</sup>, L.A.SARGSYAN<sup>2</sup>

We present infrared properties of 22 WR galaxies having optical classifications as Starburst Galaxies and having Spitzer IRS mid-infrared spectra available from CASSIS. To understand infrared properties of these galaxies we have compared our sample with two independent ultraviolet-selected starburst galaxy samples. We have compared the hardness of radiation of these three samples, using the ratio of total fluxes of [NeIII] 15.55  $\mu$ m and PAH 11.3  $\mu$ m, which shows a presence of younger stars in WR galaxies, compared to other UV samples. We also have calibrated the IR and UV SFRs. Our results show that the ~35% of the UV luminosity of WR SB galaxies is observed, compared to ~9% and ~25% of other UV samples. We determine that the classification of objects to pure SB based on criteria  $EW(6.2 \mu m) > 0.4 \mu m$  is not applicable for SB galaxies with the youngest star populations.

Key words: galaxies:of WR type:spectral properties

## ЛИТЕРАТУРА

1. J.Brinchmann, D.Kunth, F.Durret, Astron. Astrophys., 485, 657, 2008.

2. P.Contl, Astrophys. J., 337, 115, 1991.

3. D.Schaerer, T.Contini, M.Pindao, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 136, 35, 1999.

4. D.Schaerer, ASP Conference Proceedings, 192, 49, 1999.

5. J.Adelman-McCarthy, M.Agneros et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 175, 297, 2008.

6. J.Houck, T.Roellig et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 154, 18, 2004.

- 7. M. Werner, T. Roellig et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 154, 1, 2004.
- 8. V.Lebouteiller, D.Barry et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 196, 8, 2011.
- 9. L.Sargsyan, D.Weedman, J.Houck, Astrophys. J., 715, 986, 2010.

10. Б. Маркарян, Астрофизика, 3, 55, 1967.

- 11. C.Martin, J.Fanson et al., Astrophys. J., 619, L1, 2005.
- 12. T. Heckman, Ch. Hoopes et al., Astrophys. J., 619, L35, 2005.
- 13. S. Higdon, D. Devost et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 116, 975, 2004.
- 14. V.Lebouteiller, J.Bernard-Salas et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 122, 231L, 2010.
- 15. E. Peeters, H. Spoon, A. Tielens, Astrophys. J., 613, 986, 2004.
- 16. D. Weedman, J. Houck, Astrophys. J., 686, 127, 2008.
- 17. L. Hao, D. Weedman et al., Astrophys. J., 655, L77, 2007.
- 18. Y. Wu, V. Charmandaris et al., Astrophys. J., 639, 157, 2006.
- 19. S.Salim, R.Rich et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 173, 267, 2007.
- 20. A. Yahil, G.A. Tammann, A. Sandage, Astrophys. J., 217, 903, 1977.
- 21. G. Theureau, S. Rauzy et al., Astron. Astrophys., 340, 21,1998.
- 22. D.N.Spergel, R.Bean et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 170, 377, 2007.

23. A.G.Riess, L.Macri et al., Astrophys. J., 699, 539, 2009.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

## О СВЯЗИ ИНФРАКРАСНОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ГАЛАКТИК ВОЛЬФА-РАЙЕ

#### В.Г.МАЛУМЯН<sup>1</sup>, Ж.Р.МАРТИРОСЯН<sup>2</sup> Поступила 16 мая 2012 Принята к печати 22 июня 2012

Показано, что у галактик Вольфа-Райе сушествует тесная корреляция между радиосветимостью на частоте 1.4 ГГц и интегральной светимостью в далекой инфракрасной области. Она практически не отличается от таковой для спиральных галактик. Среди галактик Вольфа-Райе с избыточным ИК-излучением, преобладают объекты с интенсивным звездообразованием. Показано также, что число ULIRG среди галактик WR более чем в четыре раза превышает значение, полученное для галактик с УФ избытком.

Ключевые слова: галактики:типа Вольфа-Райе

1. Введение. В последние годы все чаще публикуются работы, посвященные исследованию галактик, содержащих большое количество звезд типа Вольфа-Райе (далее WR) [1-6]. В интегральных оптических спектрах этих галактик наблюдаются широкие эмиссионные линии ионизованного гелия HeII  $\lambda$ 4686Å, а также другие эмиссионные линии, присущие звездам WR. Спектроскопические данные свидетельствуют о том, что из звезд этого типа происходит мощное истечение вещества. Скорости истечения достигают 1000-2000 км/с. Взаимодействие частиц звездного ветра с межзвездной средой может служить источником гамма и рентгеновского излучения звездных скоплений, туманностей и галактик, в которых присутствуют звезды WR. Многие звезды этого класса являются источниками нетеплового радиоизлучения [7-9].

Исследования родительских галактик длинных гамма всплесков с помощью современных больших оптических телескопов показали, что в них, наряду с большим количеством горячих, массивных звезд спектральных классов О и В, наблюдаются также скопления звезд типа WR. Детальные наблюдения свидетельствуют о том что, по всей вероятности, гамма всплески вышеупомянутого класса связаны с последней стадией жизни звезд WR [10-14].

Галактики WR по морфологическому составу не являются однородными объектами. Они встречаются среди иррегулярных галактик, голубых компактных карликовых галактик, спиральных галактик, инфракрасных галактик большой светимости, галактик с активными ядрами, лайнеров, галактик Сейферта и Маркаряна. В спиральных галактиках звезды WR обычно встречаются в зонах ионизованного водорода (области H II), расположенных в областях их рукавов.

Несмотря на морфологическое разнообразие галактик WR, все они характеризуются мощными вспышками звездообразования, в которых рождаются массивные горячие звезды. Многие из них являются прародителями объектов WR. Известно, что фаза WR в жизни звезды очень кратковременная. Она длится всего несколько сот тысяч лет [5-7].

Учитывая вышеизложенные и другие особенности галактик WR, интересно исследовать связь инфракрасного (ИК) и радиоизлучения галактик этого типа.

Давно установлено, что в галактиках ИК излучение обусловлено тепловым механизмом - излучением межзвездной пыли, нагретой в основном ультрафиолетовым излучением звезд. Радиоизлучение галактик обусловлено нетепловым механизмом - синхротронным излучением релятивистских электронов в межзвездных магнитных полях. Для большинства галактик вклад тепловой составляющей радиоизлучения, обусловленной свободносвободными переходами в ионизованной межзвездной среде, в общее радиоизлучение становится ощутимым на частотах выше 10 ГГц [15-17]. Но, как следует из спектров радиоизлучения многих галактик WR, в них вклад тепловой компоненты может быть заметен уже на более низких частотах и быть выше, чем в обычных галактиках. Причина этого, наличие молодых, компактных, плотных областей ионизованного водорода (HII) - очагов звездообразования в галактиках WR [18-21].

Несмотря на вышсуказанное различие в механизмах радио- и ИКизлучения галактик, существует тесная связь между монохроматической светимостью на какой-нибудь частоте радиоизлучения и светимостью в ИК-области, в частности с интегральной светимостью в далекой ИКобласти. Причиной тесной корреляции радио- и ИК-излучения галактик кроется в том, что процессы, генерирующие ИК и радиоизлучение, физически связаны. Как ультрафиолетовое и оптическое излучение, нагревающее пыль, которая ответственна за ИК-излучение, так и релятивистские электроны, которые ответственны за радиоизлучение галактик, рождаются, главным образом, молодыми, горячими, массивными звездами ранних спектральных классов, которые в конце своего эволюционного пути взрываются как сверхновые. Как ИК-светимость, так и радиосветимость галактик пропорциональны темпу звздообразования в галактиках [22].

Зависимость между ИК и радиосветимостью галактик носит всеобщий характер. Она имеет место для объектов самых разных морфологических классов и типов. Параметры зависимости между монохроматической светимостью на какой-нибудь частоте радиоизлучения (*L*<sub>n</sub>) и интегральной светимостью в далекой ИК-области ( $L_{FIR}$ ) галактик зависят от физических процессов, происходящих в них. Они могут протекать по-разному в галактиках разных классов и типов. Поэтому интересно исследовать связь между радиои ИК-излучением галактик разных классов и типов в отдельности. Для спиральных галактик эта связь исследовалась во многих работах [23-27]. Для сейфертовских галактик зависимость  $L_R - L_{FIR}$  рассматривалась в работах [28-32], для галактик Маркаряна и Казаряна в [33-35].

В настояшей работе вышеупомянутая связь исследуется для галактик WR. Во втором разделе работы рассматривается выборка галактик WR, использованная для построения зависимости. В заключительном разделе обсуждаются полученные результаты.

2. Зависимость радио- и ИК-излучения галактик WR. Для исследования связи между радиосветимостью и интегральной светимостью в далекой ИК-области галактик WR, мы использовали выборку галактик WR из работы Бринчмана, Кунта и Дурера [1], основанной на обзоре SDSS [36]. Выборка содержит 570 объектов. Тшательное изучение карт обзора SDSS показало, что некоторые объекты каталога являются частями одних и тех же галактик. В итоге выяснилось, что 570 областей WR принадлежат 541 галактике. Для отождествления с радиоисточниками использовались каталоги NVSS [37] и FIRST [38], а для отождествления с ИК-источниками - данные IRAS и АКАRI. С ИК-источниками удалось отождествить 212 (37%) объектов, а с радиоисточниками - 274 (48%). Число галактик, отождествленных как с ИК-, так и с радиоисточниками составляет 171 (30%).

Интегральные плотности потоков в диапазоне 40-120 мкм S<sub>FIR</sub> вычислялись согласно [24], как

 $S_{FIR} = 1.26 \cdot 10^{-14} (2.58 \cdot S_{60} + S_{100}) \text{ BT m}^{-2}$ ,

где S<sub>60</sub> и S<sub>100</sub> спектральные плотности потоков в янских на волнах 60 и 100 мкм соответственно. Красные смещения объектов брались из [1].

Для определения светимостей мы использовали лучевые скорости, исправленные за движение центроида Местной группы, а также Местной группы в направлении скопления Девы. Для 21 галактики с красными смещениями z<0.003 мы воспользовались расстояниями, приведенными в базе данных NED, а для остальных галактик расстояния вычислялись по исправленным лучевым скоростям. Постоянная Хаббла принималась равной 73 км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup> [39,40].

37 (17.5%) галактик WR нашей выборки обладают сильным излучением ( $L_{FIR} \ge 10^{11} L_{\odot}$ ) в далекой ИК-области. Это число более чем четыре раза превышает значение, полученное для галактик с УФ-избытком (~4%) [35]. Таким образом, доля ULIRG (ultraluminous infrared galaxy) среди галактик WR значительная. Список этих галактик приведен в табл.1. ИК-светимости галактик

## В.Г.МАЛУМЯН, Ж.Р.МАРТИРОСЯН

Таблица 1

ГАЛАКТИКИ WR С ИК-СВЕТИМОСТЯМИ  $L_{FIR} \ge 10^{11} L_{\odot}$ 

WR	D	logL	logL,	9	Название	Спектральный
галактики	(Мпк)	$(L_{0})$	(Bτ/Γu)		- AL MODEL ON CONTRACT	класс по [1]
по [1]	1. 0.00				annane Sentactor	a who man hit w
51	220.96	11.49	22.92	2.43	IRAS F01197+0044	SF
55	163.47	11.68	21.90	3.64	IRAS F03200-0113	AGN
95	688.00	11.68	23.17	2.31	IRAS F13196+0146	SF
98	140.39	11.40	22.11	2.83	UM 623	SF
112	265.38	11.25	22.49	2.62	IRAS F09440+0432	Comp
120	123.03	11.31	22.94	2.26	NGC 6090	SF
128	524.21	11.73	23.10	2.45	IRAS F21013-0739	Comp
134	197.88	11.28	22.09	2.71	a million annual	Comp
159	300.13	11.10	22.72	2.22	IRAS F12140+0423	SF
163	146.76	11.22	22.07	2.69	CGCG 043-085	Comp
171	303.65	11.26	22.70	2.08	VV 385	SF
225	284.69	11.13	22.58	2.41	IRAS F15545+4000	Comp
227	16.30	11.44	22.79	2.14	M077	SF
286	251.66	11.13	22.66	2.33	IRAS F12474+4345	AGN
292	485.88	11.96	23.48	2.31	IRAS F15206+3342	SF
318	16.255	11.44	22.87	2.06	M077	SF
321	168.69	11.10	22.44	2.53	IRAS F09435+3508	Comp
333	96.43	11.19	23.02	2.06	Mrk 1073	AGN
368	288.30	11.07	22.80	2.13	IC 1166	Comp
400	328.33	11.50	22.51	2.50	Card No. Management	SF
417	253.86	11.60	22.13	2.99	(RALL - C - MAR	Comp
436	140.16	11.21	22.26	2.49	UGC 08502	SF
439	162.84	11.30	22.53	2.31	-	Comp
440	188.98	11.13	22.49	2.18	Mrk 0453	Comp
446	230.21	11.41	22.33	2.60	<ul> <li>3150</li> </ul>	SF
451	88.77	11.07	23.26	1.36	Mrk 0796	SF
465	115.45	11.14	22.52	2.18	NGC 4774	SF
471	181.70	11.20	22.49	2.24	TENCO DI CONTRACTO DI MARTI	AGN
479	218.28	11.34	22.39	2.48	anna it constants	SF
482	208.22	11.42	22.72	2.23	-	AGN
490	239.92	11.29	22.60	2.22	and the total that have	SF
494	49.33	11.12	22.32	2.39	NGC 5653	SF
531	180.59	11.06	22.24	2.35	Southeast Designation	SF
535	293.73	11.42	22.71	2.22		Comp
538	87.51	11.10	22.38	2.27	IC 2551	Comp
548	179.98	11.49	22.71	2.31	Mrk 0726	SF
564	203.46	12.03	23.71	1.85	IC 2431	SF

WR, использованных нами, охватывают область  $10^{7.24} L_{\odot} \leq L_{FIR} \leq 10^{12.03} L_{\odot}$ , а радиосветимости охватывают область  $10^{18.45}$  Вт Гц<sup>-1</sup>  $\leq L_R \leq 10^{24.67}$  Вт Гц<sup>-1</sup>. Самым мощным радиоизлучением обладают галкатики Mrk 162 и IRAS F21309-0726. Это видно из рис.1.

Результаты сравнения логарифмов монохроматических светимостей на

частоте 1.4 ГГи,  $L_R$  и интегральных ИК-светимостей  $L_{FIR}$  для 171 галактики WR представлены на рис.1. На нем указана прямая линейной регрессии зависимости  $\log L_R \sim \log L_{FIR}$ . Ее уравнение имеет вид

$$\log L_R = 0.97(\pm 0.04) \log L_{FIR} + 11.67(\pm 0.44).$$

Коэффициент корреляции r=0.87.

Из рис. І и уравнения регресси следует, что у галактик WR существует



Рис.1. Зависимость светимостей на.частоте 1.4 ГГц от интегральных светимостей в далекой ИК-области галактик WR. Прямая представляет линию линейной регрессии зависимиости.



Рис.2. Зависимость плотностей потоков излучения на частоте 1.4 ГГц от плотностей потоков излучения в далекой ИК-области галактик WR. Прямая представляет линию линейной регресси зависимости.

тесная корреляция между радиосветимостью на частоте 1.4 ГГц и интегральной светимостью в далекой ИК-области. Как видно из рис.2 хорошо коррелируют между собой также плотности потоков излучения в этих спектральных интервалах. Уравнение линейной регрессии имеет вид

 $\log S_R = 0.82(\pm 0.06) \log S_{FIR} + 0.24(\pm 0.06),$ 

 $S_{R}$  - плотность потока излучения на частоте 1.4 ГГц. Коэффициент корреляции r = 0.71.

Отношения ИК и радиопотоков на частоте 1.4 ГГц вычислялись согласно [22,25], как

$$q = \log S_{FIR} / 3.75 \cdot 10^{12} - \log S_R$$

где  $S_{FIR}$  выражена в единицах Вт м<sup>-2</sup>,  $S_R$  - в Вт м<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup>.

3. Обсуждение результатов. Вышеуказанная зависимость logL<sub>R</sub>~ logL<sub>FIR</sub>, полученная нами для галактик WR, практически не отличается от таковой для спиральных галактик [23-27].

На рис.3, по аналогии с [26], показана зависимость q от ИК-светимости для галактик WR, исследованных нами. На рисунке пунктирными горизонтальными линиями показаны области, выше и ниже которых q соответствено более чем в пять раз превышает и во столько же раз меньше среднего значения q=2.4, представленного сплошной линией. Более, чем 90% объектов заключены между указанными пунктирными линиями. Среди 171 галактики WR нашей выборки имеются пять объектов с радиоизбытком ( $q \le 1.7$ ): Mrk 162, Mrk 796, IRASF 21309-0726, IRASF 16297+0003 и IRASF 14281+1352.





354

Два объекта из них, согласно [1], являются галактиками с звездообразованием (SF), два - галактиками с активными ядрами (AGN) и один - смешанного типа (composite). Семь галактик обладают ИК-избытком ( $q \ge 3.1$ ): NGC 3423, NGC 3950, NGC 4088, NGC 4258, NGC 4490, IRASF 03200-0113 и Mrk 1308. Из них пять объектов являются SF галактиками, один - AGN и один объект не классифицирован.

Зависимость  $\log L_R \sim \log L_{FIR}$  для 127 SF галактик нашей выборки имеет вид  $\log L_R = 1.10(\pm 0.047) \log L_{FIR} + 10.25(\pm 0.48), r = 0.90$ .

Для 17 галактик с активными ядрами -

 $\log L_R = 1.17(\pm 0.19) \log L_{FIR} + 9.73(\pm 1.99), r = 0.85.$ 

Зависимости  $\log L_R \sim \log L_{FIR}$  для объектов SF и AGN в пределах ошибок измерений не отличаются. Остальные 27 объектов нашей выборки являются галактиками смешанного типа (composite) или не классифицированы (Uncl).

В пределах красных смещений z, рассмотренных нами галактик WR ( $z \approx 0.003 \pm 0.198$ ), нет заметной зависимости между z и отншением потоков излучения в далекой ИК-области и на частоте 1.4 ГГц (q). Такая зависимость может иметь место из-за роста потерь энергии релятивистских электронов, ответственных за радиоизлучение галактик с большими z, обусловленной рассеянием фотонов 3К реликтового фонового излучения на этих электронах [41].

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

<sup>2</sup> Ереванский государственный университет, кафедра общей физики и астрофизики им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: jaklin@ysu.am

## ON THE RELATIONSHIP OF INFRARED AND RADIO EMISSION OF WOLF-RAYET GALAXIES

#### V.H.MALUMYAN<sup>1</sup>, J.R.MARTIROSIAN<sup>2</sup>

The dependence between radio luminosity at 1.4 GHz and integral luminosity in the far infrared (FIR) range of Wolf-Rayet galaxies has been investigated. They show a tight correlation between radio and FIR luminosities. It practically does not differ from such correlation for spiral galaxies. Among the Wolf-Rayet galaxies with the excess FIR emission the intense star forming objects are dominated. It is shown that the number of ULIRG among galaxies WR more than four times greater than the value obtained for galaxies with UV excess.

Key words: galaxies: Wolf-Rayet type
## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Brinchman, D. Kunth, F. Durer, Astron. Astrophys., 485, 657, 2008.

2. N.G. Guseva, V.I. Izotov, T. Thuan, Astrophys. J., 531, 776, 2000.

3. P.S.Conti, Astrophys. J., 377, 115, 1991.

4. D.Scherer, T.Contini, M.Pindao, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 136, 35, 1999.

5. W.Zhang, X.Kong, C.Li et al., Astrophys. J., 658, 851, 2007.

6. A.R.Lopez-Sanchez, C.Esteban, Astron. Astrophys., 491, 131, 2008.

7. L.Armus, T.M.Heckman, G.K.Miley, Astrophys. J., 326, L45, 1988.

8. W.Bednarek, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 368, L46, 2005.

9. F.Aharonian et al., arXiv: astro-ph/0703427, 2007.

10. E. Domingo-Santamaria, D.F. Torres, Astron. Astrophys., 448, 613, 2006.

11. F. Hammer et al., Astron. Astrophys., 454, 103, 2006.

12. S.E. Woosley, I.S. Bloom, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 44, 507, 2006.

13. N.Langer, A.J. van Marle, S.C. Yoon, New. Astron. Rev., 54, 206, 2010.

14. А.Н.Богомазов, В.М.Липунов, А.В.Тутуков, Астрон. ж., 85, 520, 2008.

15. J.M.Jioia, I.Gregorini, U.Klein, Astron. Astrophys., 116, 164, 1982.

16. F.P. Israel, J.M. van der Hulst, Astrophys. J., 88, 1736, 1983.

17. S. Niklas et al., Astron. Astrophys., 293, 56, 1995.

18. H.-J. Deeg, E. Brinks, N. Duric et al., Astrophys. J., 410, 626, 1993.

19. S.C.Beck, J.L. Turner, O.Kovo, Astron. J., 120, 244, 2000.

20. H.-J. Deeg, N. Duric, E. Brinks, Astron. Astrophys., 323, 323, 1997.

21. J.M. Cannon, E.D. Skilman, Astrophys. J., 610, 772, 2004.

22. J. Condon, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 30, 575, 1992.

23. E. Bell, Astrophys. J., 586, 794, 2003.

24. T. de Jong et al., Astron. Astrophys., 147, L6, 1985.

25. G.Helou, B.T.Soifer, M.Rowan-Robinson, Astrophys. J., 298, L7, 1985.

26. M.S. Yun, N.A. Reddy, J. Condon, Astrophys. J., 554, 803, 2001.

27. В.Г. Малумян, Астрофизика, 43, 33, 2000.

28. E.J. Murphy et al., Astrophys. J., 651, L111, 2006.

29. V.Anderssen, F.Owen, Astron. J., 109, 1582, 1995.

30. T.K.Menon, Astrophys. J., 372, 419, 1991.

31. A.L. Roy et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 301, 1019, 1998.

32. В.Г. Малумян, В.Г. Панаджян, Астрофизика, 43, 549, 2000.

33. M.D.Bicay et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 98, 369, 1995.

34. S.G.Luo, X.B.Wu, Chinese J. Astron. Astrophys., 5, 448, 2005.

35. Ж.Р.Мартиросян, Астрофизика, 50, 369, 2007.

36. J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agueres et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 175, 297, 2008.

37. J.J. Condon, W.A. Cotton, E.W. Yin, Astron. J., 115, 1693, 1998.

38. R.L. White, R.H. Becker, D.J. Helfand et al., Astrophys. J., 475, 479, 1996.

39. D.N.Spergel, R.Bean et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 170, 377, 2007.

40. A.G.Ries, L.Macri et al., Astrophys. J., 699, 539, 2009.

41. G.Miley, C. De Breuck, Astron. Astrophys. Rev., 15, 67, 2008.

## АСТРОФИЗИКА

AB

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

## НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИКИ MRK 501 В МАЕ-ИЮНЕ 2006г. В РЕНТГЕНОВСКОМ И ГАММА-ДИАПАЗОНАХ СВЭ

#### В.В.ФИДЕЛИС Поступила 27 октября 2011 Принята к печати 22 июня 2012

Галактика Mrk 501 наблюдалась на спаренном атмосферном черенковском телескопе ГТ-48 в течение 9 безлунных ночей в мае-июне 2006г. Для отбора у -ливней от фоновых ливней было использовано около 9 часов наблюдательного времени источника, взятых при хороших погодных условиях. Избыток у -подобных событий был зарегистрирован с достоверностью ~ 6 о. Оценка потока была сделана в предположении Крабо - подобного спектра Mrk 501 в диапазоне энергий E > 350 ГэВ с использованием данных квазиодновременных наблюдений на телескопе Уиппла. Источник находился в состоянии низкой активности в ТэВ-ном диапазоне, что было подтверждено данными его наблюдений на других черенковских телескопах. Хотя кривая блеска от наблюдаемого объекта, согласно наземным наблюдениям, не показала существенных вариаций на дневной шкале, данные наблюдений в мягких и жестких рентеновских лучах показали наличие наибольших амплитуд вариаций на наименьших энергиях.

Ключевые слова: объекты BL Lac: Mrk 501:рентгеновское и гаммаизлучение:наблюдения

1. Введение. Большинство открытых внегалактических объектов в  $\gamma$ лучах сверхвысоких энергий (СВЭ, E > 100 ГэВ) принадлежат к объектам BL Lac (лацертидам), являющимися членами более общего класса активных ядер галактик (АЯГ) - блазаров. Они характеризуются нетепловой радиацией в пределах всего электромагнитного спектра, которая сконцентрирована в пределах релятивистского джета, направленного близко к наблюдателю [1,2]. В соответствии с эффектом Доплера это течение из области сверхмассивной черной дыры усилено с типичным объемным фактором Лоренца  $\gamma \approx 10$ , что модифицирует светимости, наблюдаемые при углах  $\theta$  с лучевым фактором  $\delta = 1/(\gamma(1 - \beta \cos 9)).$ 

Наблюдаемые свойства лацертид указывают на то, что их спектральное распределение энергии (СРЭ) характеризуется двумя широкими компонентами: низкочастотная компонента имеет максимум в промежутке от инфракрасного до рентгеновского диапазона, а высокочастотная компонента - в пределах МэВ-ных - ТэВ-ных энергий. Наиболее популярной радиационной моделью, объясняющей излучение в двух компонентах, является собственная синхротронно-комптоновская (ССК) модель [3-6]. Согласно этой модели синхротронные фотоны, образующие низкоэнергетичную компоненту, ускоряются до более высоких энергий в процессе обратного комптоновского рассеяния на той же популяции релятивистских электронов, которые излучают синхротронную радиацию. Эта общая природа может объяснять подобие двух компонент [7].

Обе спектральные компоненты переменны на различных временных шкалах [8,9]. На самых коротких временных шкалах быстрая переменность часто принимает форму вспышек большой амплитуды с наиболее экстремальными событиями, наблюдаемыми в у -диапазоне [10-14]. Короткие временные шкалы вариаций подразумевают, что существенная доля излучения блазаров генерируется на субпарсековой шкале, что дает возможность изучения основных свойств джета в окрестности "центральной машины" [15].

Однако вопрос о том, где генерируется основная часть радиации до сих пор остается открытым. В противоположность моделям внутренних ударных волн, популярно объясняющим образование вспышек высоких энергий в блазарных джетах, другие физические механизмы могут быть вовлечены в этот процесс на различных расстояниях от "центральной машины". Эти сценарии могут включать в себя события пересоединения магнитных силовых линий [16], доминирование тороидальной компоненты магнитных силовых линий [16], доминирование тороидальной компоненты магнитного поля [17], структуру джета на парсековой шкале, например, спиралевидную, проявляющуюся в наблюдаемом сверхсветовом движении эмиссионных узлов [18], механизм внешнего обратного комптоновского рассеяния на больших дистанциях от черной дыры, проявляющийся в часовой переменности в гамма-лучах в случае радио-квазаров с плоским спектром [19].

ССК модель предполагает наличие в одном и том же объеме заряженных частиц примерно той же энергии, как и у низкоэнергетичных фотонов, ускоренных в результате эффекта Клейна - Нишины до энергий  $E_{\gamma} \approx \gamma m_e c^2$ . Следовательно, это требует наличия экстремально эффективного механизма ускорения частиц, существующего вблизи "центральной машины" АЯГ. ССК модель предсказывает почти одновременные вариации синхротронной и обратной комптоновской компонент [20,21], что стимулирует многоволновой мониторинг лацертид. В противоположность ССК модели, другие модели предсказывают более сложные временные зависимости [22].

Объекты BL Lacs дальше подразделяются в соответствии с расположением частоты их синхротронного пика в ИК-оптическом или УФ-мягком рентгеновском диапазоне на лацертиды с низкочастотным пиком (LBL) и лацертиды с высокочастотным пиком (HBL) [23]. Внегалактические источники у -излучения СВЭ преимущественно являются HBLs, в которых обе спектральные компоненты смещены в область высоких энергий [24,25]. Мrk 501, находяшийся на удалении z = 0.034, является вторым после Mrk 421 [26] ближайшим HBL объектом [27,28] и сейчас он является целью многих многоволновых наблюдений [29,30]. Предыдущие рентгеновские наблюдения Mrk 501 с помощью различных спутниковых обсерваторий показали типичные для блазаров свойства: сильную переменность, плоский рентгеновский спектр и относительно высокую светимость [31]. В противоположность Mrk 421, наблюдаемые потоки от Mrk 501 указывают на наличие излучения из спокойного состояния. Спектр выше 2 кэВ, постоянно описываемый степенной моделью с фотонным индексом  $\Gamma = 2.2$ , хорошо согласуется с комптонизационной моделью.

В 1997г. от Mrk 501 наблюдался экстраординарный всплеск потоков в диапазоне энергий 2-20 кэВ, варьирующий в пределах  $(3-9.5) \times 10^{-10}$  эрг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. В последующие годы (1997-2000) интенсивность излучения от источника постепенно ослабевала, и спектр становился более крутым. Mrk 501 был также не менее трех раз ярче Крабовидной туманности в ТэВных  $\gamma$  - лучах в 1997г. [32,33]. Наблюдения Mrk 501 с помошью орбитальной обсерватории ВерроSAX в этой фазе высокой активности на ТэВ-ных энергиях обнаружили, что его синхротронный пик во вспышечном состоянии может превышать 100 кэВ [34].

В Крымской астрофизической обсерватории Mrk 501 наблюдался впервые в 1997 и 1998гг. [35]. Средние потоки в наблюдательные периоды 1997 и 1998гг. составили  $(5.0 \pm 0.6) \times 10^{-11}$  кв. см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> и  $(3.7 \pm 0.6) \times 10^{-11}$  кв. см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, соответственно. С этого периода Mrk 501 подвергался почти ежегодному мониторингу в у-диапазоне СВЭ с помощью телескопа ГТ-48 [36]. Наши наблюдения Mrk 501 были также повторены в 2006г., предварительные результаты для этого наблюдательного сезона были представлены в работе [37].

В этой работе мы также представляем результаты наблюдений Mrk 501 в 2006г. в ТэВ-ном режиме в сравнении с его наблюдениями в рентгеновском диапазоне и другими экспериментами наземного базирования.

2. Наблюдения Mrk 501 в ү-лучах СВЭ.

2.1. Наблюдения в Крыму. 2.1.1. Используемые данные. Наблюдения осуществлялись на атмосферном черенковском телескопе ГТ-48 [38],

Таблица 1

Наблюдательный период	Модифицированные Юлианские даты	Экспозиция источника, Мин		
22-25 мая 2006	53877 - 53880	225		
1-25 июня 2006	53887 - 53911	325		
Всего	many and have	550		

#### ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

#### В.В.ФИДЕЛИС

имеющем пороговую энергию в стереорежиме I ТэВ [39]. Мгк 501 наблюдался в течение 9 безлунных ночей между 22 маем и 25 июнем 2006г. (табл.1).

Для обработки изображений черенковских вспышек от широких атмосферных ливней (ШАЛ), инициируемых ү - квантами или частицами космических лучей СВЭ были использованы данные наблюдений в хорошую погоду с общим временем экспозиции источника 550 мин и такого же времени регистрации фона, выполненных при зенитных расстояниях 6° < Z < 19°.

Мы отбирали вспышки по форме из изображений, используя параметр IPR (imaging pattern ratio), характеризующий степень фрагментации изображения. Параметру IPR присваивались нулевые значения для наиболее компактных вспышек (отсутствие фрагментации изображения) и 1-7 для более фрагментированных. Для данного отбора IPR = 0 для одной секции и IPR = 0 и 1 - для другой. Среди вспышек, подходящих для анализа, рассматривались только те, которые содержали количество света (size [40]), достаточное для надежного анализа изображения (100 цифровых отсчетов или 70 фотоэлектронов). Зарегистрированные изображения вспышек обрабатывались, используя формальные математические методы, с целью



Рис.1. а) Скорость счета у -подобных событий на телескопе ГТ-48, отсч. мин<sup>-1</sup> (темные квадратики, E>1 ТэВ). Горизонтальная штриховая линия показывает среднюю скорость счета за наблюдательный период. b) Средненочные потоки, измеренные на телескопе Уиппла (темные треугольники, E> 350 ГэВ). Данные без ошибок показывают верхний предел. Горизонтальная штриховая линия показывает средневзвешенное значение потока за наблюдательный период. Приведенные ошибки - статистические.

360

Таблица 2

Число событий	Now	Nog	No= - Nor	Статистическая значимость, о	
Предварительно обработанные данные	8127	7750	377	2.99	
Отобранные по угловым размерам изображений, параметрам size и IPR	577	410	167	5.32	
Отобранные по параметрам alpha и dist	264	145	119	5.88	

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ОТБОРА СОБЫТИЙ

определения их центров распределения яркости, угловых размеров и ориентации в поле зрения камеры (использовались параметры alpha и dist [41]). Числа событий, оставшихся на источнике ( $N_{or}$ ) и на фоне ( $N_{og}$ ) и их разница после каждого этапа отбора, описанного выше, просуммированы в табл.2. Средняя скорость счета  $\gamma$ -подобных событий в наблюдательный период была равна 0.22 ± 0.04 мин<sup>-1</sup>. Кривая блеска, соответствующая наблюдениям на ГТ-48, показана на рис.1а.

2.2. Наблюдения в обсерваториях VERITAS и Уиппла. Мrk 501 наблюдался в течение весны 2006г. с помощью двух 12-м визуализационных черенковских телескопов обсерватории VERITAS, расположенной в южной Аризоне. Телескопы разнесены на земле приблизительно на 100 м и оптимизированы на хорошую чувствительность с энергетическим порогом ~100 ГэВ. Источник наблюдался в период проведения проверочных и калибровочных работ на обсерватории VERITAS.

Камеры, состоящие из 499 ФЭУ и система регистрации данных, основанная на параллельном АЦП, позволяют определять развитие ливня в цифровой форме с разрешением 0°.15 и синхронизацией в 2 нс. Эта конфигурация дает значительное увеличение чувствительности по сравнению с предыдущими поколениями инструментов, благодаря большим плошалям зеркал, собирающих черенковские фотоны от удаленных атмосферных ливней. Кроме этого, стереоскопическое изображение, при котором развитие ШАЛ измеряется из двух мест на земле, позволяет определять с хорошей точностью свойства первичной частицы, направление ее прихода, точку вхождения в атмосферу и энергию.

В общей сложности было выполнено ~18.5 часов наблюдений Mrk 501 в период между апрелем и июнем 2006г. в режимах ON-OFF и вобуляции. Последний режим позволяет производить одновременное измерение на источнике и на фоне. В течение наблюдений Mrk 501 от источника постоянно поступал положительный сигнал на уровне 16 со средней скоростью счета 0.8 у-кв./мин [42]. Авторы предполагают, что они детектировали базовое излучение от Mrk 501.

Мrk 501 также наблюдался весной 2006г. на 10-м черенковском телескопе обсерватории Уиппла. Наблюдения на телескопе Уиппл также застали источник в период слабой ТэВ-ной активности. Начиная с 22 мая и кончая 21 июнем 2006г., Mrk 501 наблюдался в обсерватории Уиппла в течение 12 дней. Большинство этих наблюдений дало, в основном, верхние пределы в энергетическом диапазоне телескопа Уиппла (> 350 ГэВ, рис.1b).

2.3. Оценка потока, детектируемого ГТ-48 с использованием данных обсерватории Уиппла. Несмотря на то, что работа телескопов ГТ-48 и Уиппла основана на одинаковых базовых принципах, они имеют ряд различий. Кроме этого, они имеют различные сезонные окна, оптимальные для наблюдений. Тем не менее, коллективы Крымской астрофизической обсерватории и обсерватории Уиппла имеют опыт проведения перекрывающихся наблюдений в 1997г. с хорошей корреляцией [43].

Для сравнения с нашими наблюдениями мы использовали публично доступные данные наблюдений источника обсерваторией Уиппла, конвертированные в единицы потока от Крабовидной туманности (Краб) (http://veritas.sao.arizona.edu/documents/summarymrk501.table).

Средневзвешенное значение потока, измеренное на телескопе Уиппла и равное  $0.13 \pm 0.04_{\text{км}}$  Краб, было использовано нами для оценки потока, зарегистрированного на телескопе ГТ-48 в допушении, что ночные потоки от источника не изменялись существенно и Mrk 501 и Крабовидная туманность имеют подобные наклоны спектра.

Телескопы Уиппла и ГТ-48 собирают данные с различными пороговыми энергиями, 0.35 и 1 ТэВ, соответственно. Спектральный индекс Крабовидной туманности, измеренный на телескопе HESS, равен  $\Gamma = 2.39 \pm 0.03_{\text{квк}}$  до излома спектра (cutoff energy,  $E = 14.3 \pm 2.1_{\text{квк}}$  ТэВ) [44], а на телескопе MAGIC  $\Gamma = 2.48 \pm 0.03_{\text{квк}} \pm 0.2_{\text{sys}}$  [45]. Средний спектральный индекс Mrk 501, согласно измерениям на телескопе MAGIC в 2005 г., имеет значение, близкое к спектру Крабовидной туманности, но с признаками некоторой спектральной переменности. Мы брали  $\Gamma_{\text{Mrk 501}} = 2.45 \pm 0.07$  (E > 0.15 ТэВ), соответствующее низкому состоянию [12]. Следовательно, разница между измеренными спектральными индексами Mrk 501 и Крабовидной туманности несущественна. Отношение средних потоков, измеренных на телес-

копах ГТ-48 и Уиппла должно быть  $\frac{F(E_{GT-48})}{F(E_{Whipple})} = \left(\frac{1}{0.35}\right)^{\Gamma_{Cred} - \Gamma_{Mrt 501}}$  [46]. Если мы предположим, что наш источник имеет Крабо-подобный спектр, то зарегистрированный поток от Mrk 501 на телескопе ГТ-48 будет в пределах нескольких десятых долей потока от Крабовидной туманности. Можно предполагать, что Mrk 501 также находился в низком состоянии в у -диапазоне СВЭ в июле 2006г., что подтверждено его наблюдениями на черенковском телескопе MAGIC. Интегральный поток свыше 200 ГэВ, измеренный в течение трех последовательных дней, начиная с 18-го июля 2006г. (MJD 53935), соответствовал ~0.23 единиц потока от Крабовидной туманности [47].

## 3. Наблюдения Mrk 501 в рентгеновском диапазоне.

3.1. Наблюдения с помощью RXTE/ASM. Инструмент ASM является частью обсерватории Rossi X-ray Timing Explorer, RXTE. Мы использовали данные наблюдений Mrk 501 обсерваторией RXTE в период между 22 маем 2006г. и 25 июнем 2006г., доступные на сайте http:// xte.mit.edu/asmlc/ASM.html (результаты, представляемые персоналом ASM/ RXTE в Массачусетском технологическом институте, в научном операционном центре RXTE и средствами обслуживания пользователей в центре управления полетами им. Годдарда, HACA).

3.2. Наблюдения с помощью Swift/BAT. Детектор у-всплесков (Burst Alert Telescope) является монитором с широким полем зрения, ежедневно просматривающим большую часть небесной сферы в 5-минутных временных и 80 энергетических интервалах, охватывающих диапазон 15-150 кэВ. ВАТ осуществляет рентгеновский мониторинг всего неба с систематическим пределом чувствительности  $\approx 2$  мКраб и служит в качестве монитора транзиентных источников в жестких рентгеновских лучах. Мы использовали среднедневные кривые блеска, доступные на сайте http:// swift.gsfc.nasa.gov/docs/swift/results/transients/weak/Mrk501/ (результаты мониторинга транзиентных источников, представляемые персоналом Swift/BAT).

4. Амплитуды вариаций. На рис.1 показаны кривые блеска в гамма-диапазоне СВЭ: а) свыше 1 ТэВ и б) свыше 350 ГэВ, а на рис.2: а) в мягком (1.5-12) кэВ и б) жестком (15-150 кэВ) рентгеновских диапазонах.

Их амплитуды вариаций ( $F_{max} - F_{min}$ )/ $F_{min}$  в наблюдательный период составляют порядка 25 для диапазона 1.5-12 кэВ, 6 - для диапазона 15-150 кэВ и 3 - для ТэВ-ного диапазона при наблюдениях на телескопе ГТ-48 (для оценок использованы положительные значения минимальных величин).

Большинство вариаций имеют эрратический характер. Только одно событие в мягком рентгеновском диапазоне может быть отождествлено со вспышкой (MJD 53897.4), однако относительно большие ошибки и не подтверждение его наземными наблюдениями препятствуют строгому заключению. Другое событие продолжительностью в одни сутки в жестком рентгеновском диапазоне со статистической значимостью на уровне 3.6 соответствующее моменту времени ~MJD53906) имеет похожий характер переменности в ТэВ-ных  $\gamma$ -лучах. Фиттирование кривой блеска ASM на постоянный поток дает  $\chi^2 = 70.029/35$  d.o.f., что позволяет отвергнуть гипотезу о постоянстве потока с вероятностью 99.96%. В целом характер переменности, согласно данным монитора ASM, указывает на то, что Mrk 501 вспыхивает из базового состояния.



Рис.2. Среднедневные кривые блеска согласно наблюдениям а) монитора ASM (1.5-12 кэВ, светлые кружочки) и b) ВАТ (15-150 кэВ, темные ромбики). Наблюдения на инструментах ASM и ВАТ квазиодновременные и разделены 0.6 сутками. Приведенные ошибки - статистические, в ошибки ASM включены в квадратуре на уровне 3% систематические ошибки.

5. Заключение. Мы представили результаты квази - одновременных наблюдений канонического блазара Mrk 501, полученных в мае - июне 2006г. на трех наземных черенковских телескопах, расположенных в северном полушарии и имеющих различные пороговые энергии, а также с помощью орбитальных обсерваторий RXTE/ASM и SWIFT/BAT, оперирующих в мягком (1.5-12 кэВ) и жестком (15-150 кэВ) рентгеновских диапазонах. Іанные наблюдений на всех черенковских телескопах указывают на то, то Mrk 501 наблюдался в низком состоянии в диапазоне CBЭ. Тем не менее, орбитальные обсерватории показали наличие умеренно повышенной активности в мягких и жестких рентгеновских лучах.

Мы сравнили наши наблюдения в ТэВ-ном режиме с данными наблюдений источника обсерваторией Уиппла, используя Крабовидную туманность как источник постоянной светимости и сделали заключение, что обнаруженные потоки могут быть близки друг к другу. Кривая блеска монитора ASM показала, что Mrk 501 является специфическим объектом, вспыхивающим из спокойного состояния.

Как показали последующие многоволновые наблюдения Mrk 501 в 2008г. от радио до у -диапазона СВЭ (MAGIC, Whipple, VERITAS), источник также находился в низком состоянии (на уровне 0.2 Краб). Тем не менее, в рентгеновских и у -лучах СВЭ наблюдались значительные вариации потока [48].

Автор благодарен коллаборации им. Уиппла за возможность использования данных наблюдений Mrk 501 через интернет, а анонимному рецензенту за полезные замечания и интерес, проявленный к работе.

<sup>1</sup> НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина <sup>2</sup> Филиал МГУ им. М.В.Ломоносова в г. Севастополе, Украина, e-mail: fidelisv@mail.ru

## X-RAY AND VERY HIGH ENERGY GAMMA-RAY OBSERVATIONS OF MRK 501 DURING MAY-JUNE 2006

#### V.V.FIDELIS

Galaxy Mrk 501 was observed with the twin GT-48 Air Cherenkov telescope during 9 moonless nights in May-June 2006. About 9 hours on-source data taken in good weather conditions were used to select  $\gamma$ -ray showers from background showers. A  $\gamma$ -ray signal appears as excess events at  $\approx 6\sigma$  significance level. The flux was estimated using Whipple quasi-simultaneous observations assuming Crab-like spectrum of Mrk 501 in the energy range E > 350 GeV. The source was in a state of low activity in TeV regime that confirmed by others Cherenkov experiments. Although the light curve from observed object accordingly ground-based observations showed no significant variations on daily scale, the soft and hard X-ray data provided evidence of highest amplitudes of variations at lowest energies.

Key words: BL Lac objects: Mrk 501:X-ray and gamma-ray emission:observations

## В.В.ФИДЕЛИС

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. C.M.Urry, P.Padovani, Publ. Astron. Soc. Pacif., 107, 803, 1995.
- 2. C.D.Dermer, Astrophys. J. Lett., 446, L63, 1995.
- 3. F.W.Stecker, O.C. De Jager, M.H.Salamon, Astrophys. J. Lett., 473, L75, 1996.
- 4. R.M.Sambruna, L.Marashi, C.M.Urry, Astrophys. J., 463, 444, 1996.
- 5. G. Ghisellini, A. Celotti, G. Fossati et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 301, 451, 1998.
- 6. L. Costamante, G. Ghisellini, Astron. Astrophys., 384, 56, 2002.
- 7. G. Ghisellini, L. Marashi, ASP Conf. Ser., 110, 436, 1996.
- 8. T. Takahashi, M. Tashiro, G. Madejski et al., Astrophys. J. Lett., 470, L89, 1996.
- 9. R. Mukherjee, D.L. Bertsch, S.D. Bloom et al., Astrophys. J., 490, 116, 1997.
- 10. J. Gaidos, C. W. Akerlof, S. Biller et al., Nature, 383, 319, 1996.
- 11. F.Aharonian, A.G.Akhperjanian, A.R.Bazer-Bachi et al., Astrophys. J. Lett., 664, L71, 2007.
- 12. J.Albert, A.Aliu, H.Anderhub et al., Astrophys. J., 669, 862, 2007.
- 13. I.Donnarumma, V.Vittorini, S.Vercellone et al., Astrophys. J. Lett., 691, L13, 2009.
- 14. V.A.Acciari, E.Aliu, T.Arlen et al., Astrophys. J. Lett., 693, L104, 2009.
- 15. M.Sikora, G.Madejski, AIP Proceeding, 558, 275, 2001.
- 16. R. Moderski, M. Sikora, G. M. Madejski, T. Katae, Astrophys. J., 611, 770, 2004.
- 17. M.Sikora, R.Moderski, G.M.Madejski, Astrophys. J., 675, 71, 2008.
- 18. A.P. Marscher, S.Jorstad, V.M.Larionov et al., Astrophys. J. Lett., 710, L126, 2010.
- 19. F. Tavecchio, G. Ghisellini, G. Bonnoli, G. Ghirlanda, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 405, L94, 2010.
- 20. G.Fossati, J.H.Buckley, I.H.Bond et al., Astrophys. J., 677, 906, 2008.
- 21. K. Katarzyński, G. Ghisellini, F. Tavecchio et al., Astron. Astrophys., 433, 479, 2005.
- 22. M.-H.Ulrich, L.Maraschi, M.Urry, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 35, 445, 1997.
- 23. P.Padovani, P.Giommi, Astrophys. J., 444, 567, 1995.
- T.C. Weekes, In Proc. 4-th Heidelberg International Symposium on High Energy Gamma-ray Astronomy, 2008. astro-ph/0811.1197.
- S.P. Wakely, D. Horan, In Proc. 30-th Intern. Cosmic Ray Conference. (eds. Rogelio Caballero, Juan CarlosD'Olivo, Gustavo Medina-Tanco, Lukas Nellen, Federico A.Sánchez, Jos'e F. Valdes-Galicia, Universidad National Autónoma de México, Mexico City, Mexico), 2008, Vol.3 (OG part 2), p.1341.
- 26. M. Punch, C. W. Akerlof, M. F. Cawley et al., Nature, 358, 477, 1992.
- 27. J.Quinn, C.W.Akerlof, S.Biller et al., Astrophys. J., 456, L83, 1996.
- 28. S.M.Bradbury, T.Deckers, D.Petry et al., Astron. Astrophys., 320, L5, 1997.
- 29. M. Gliozzi, R. M. Sambruna, I. Jung et al., Astrophys. J., 646, 61, 2006.
- 30. A.A.Abdo, M.Ackermann, M.Ajello et al., Astrophys. J., 727, 129, 2011.
- 31. Y.Xue, W.Cui, Astrophys. J., 622, 160, 2005.
- 32. F.A.Aharonian, A.G.Akhperjanian, J.A.Barrio et al., Astron. Astrophys., 342,

69, 1999.

- 33. A. Djannati-Ataï, F. Piron, A. Barrau et al., Astron. Astrophys., 350, 17, 1999.
- 34. E.Pian, G.Vacanti, G.Tagliaferry et al., Astrophys. J. Lett., 492, L17, 1998.
- 35. Н.А.Андреева, Ю.Л.Зыскин, О.Р.Калекин и др., Письма в Астрон. ж., 26, 243, 2000.
- 36. V.V.Fidelis, Yu.I.Neshpor, V.S.Eliseev et al., Astron. and Astrophys. Trans., 24, №1, 53, 2005.
- 37. Ю.И. Нешпор, А.В. Жовтан, Н.А. Жоголев и др., Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв., 104, 191, 2008.
- 38. Б.М.Владимирский, Ю.Л.Зыскин, А.П.Корниенко и др., Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв., 91, 74, 1994.
- 39. О.Р.Калекин, Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв., 95, 146, 1999.
- 40. P.M.Chadwick, K.Lyons, T.J.L.McComb et al., Astrophys. J., 513, 161, 1999.
- 41. A.M. Hillas, In Proc. 19-th Intern. Cosm. Ray Conf. La Jolla. USA, V.3, 445, 1985.
- 42. S. Fegun for the VERITAS collaboration, In Proc. 30-th ICRC, Merida, Mexico, Ed. by R. Caballero et al., 3, 901, 2008.
- N.A.Andreeva, O.R.Kalekin, P.Moriarty et al., In Proc. 27-th International Cosmic Ray Conference. 07-15 August, 2001. Hamburg, Germany. Under the auspices of the International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP), p.2639.
- 44. F.Aharonian, A.G.Akhperjanian, A.R.Bazer-Bachi et al., Astron. Astrophys., 457, 899, 2006.
- 45. J.Albert, E.Aliu, H.Anderhub et al., Astrophys. J., 674, 1037, 2008.
- 46. G.Fossati, J.H.Buckley, I.H.Bond et al., Astrophys. J., 677, 906, 2008.
- 47. S.Rugamer, I.Oya, M.Hayashida et al., In Proceeding of the 31-th ICRC, Lodz 2009. ArXiv: 0907.0551.
- 48. D.Kranich, D.Paneque, A.Cesarini et al., Contribution to the 31-th ICRC, Lodz, Poland, 2009. ArXiv:0907.1098.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

## МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД

#### Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ Поступила 20 апреля 2012 Принята к печати 22 июня 2012

Рассмотрены результаты моделирования магнитных полей 60 химически пекулярных звезд (СР). Применяемая методика моделирования основана на предположении о внутренней структуре магнитных полей подобной теоретическому магнитному диполю. Структура магнитных полей у большинства звезд не симметрична относительно центра звезды. Сделано предположение, что с точки зрения реликтового механизма наблюдаемые конфигурации поля являются остатками протозвездных сложных структур, которые с течением времени вследствие неустойчивости стремятся к простой геометрии в форме дипольных структур. Обсуждаются трудности гипотезы тороидально-полоидальных внутренних структур магнитных полей СР-звезд. На примере звезды HD 21699 показано, что распределение химических аномалий тесно связано с распределением магнитного поля. Подтверждено, что химические аномалии возникают вследствие диффузии химических злементов в стабильной атмосфере под действием гравитации, лучевого давления и ветра.

Ключевые слова: звезды:пекулярные:магнитное поле

1. Введение. В этой работе мы продолжаем большую программу исследования структур магнитных полей химически пекулярных (СР) звезд с целью выяснения основных свойств и параметров крупномасштабных магнитных конфигураций. Эти данные интересны для выяснения природы магнитных СР-звезд и особенностей их эволюции. Предварительные результаты статистических исследований около 50 звезд обсуждались в работах [1-3]. Ценность наших исследований структур магнитных полей состоит в том, что они выполняются единой методикой. С учетом данной работы число изученных объектов приближается к 60.

Наиболее популярной гипотезой возникновения магнитных звезд в настоящее время считается реликтовая. Наблюдаемые сейчас поля являются остатками протозвездных намагниченных облаков, из которых эти звезды сформировались. В однородном магнитном поле звезд заряженные частицы осуществляют движения по винтовой линии с осью, параллельной силовой линии. В каждой точке силовой линии можно определить вектор магнитного поля, а сложение всех векторов дает один общий вектор, описываемый одним гипотетическим магнитным диполем (наподобие доменов в железных магнитах), создающим на поверхности соответствующее распределение магнитного поля. На этом основана наша методика моделирования. Некоторые авторы [4] считают, что поверхность магнитной звезды, кроме глобальной, имеет тонкую слабую структуру (если это подтвердится) магнитного поля (это допускал и Бэбкок), которую обычная зеемановская методика не чувствует. Важность исследования глобальных структур состоит в том, что они являются остатками первоначального реликтового поля, тогда как мелкие неоднородности давно исчезли вследствие неустойчивости. Мелкомасштабные неоднородности, которые наблюдаются сейчас, без сомнения молодые, возможно, вследствие влияния конвективного ядра.

2. Основные типы магнитных структур. Наша методика в отличие от других, основанных на предположении дипольных структур, предполагает возможность любого положения и ориентации магнитного диполя внутри звезды. Глобальные структуры выявляются путем исследования фазовых зависимостей продольного магнитного поля Be(Ф) или среднего поверхностного поля Bs(Ф) и изучаются нами путем моделирования при предположении диполя с магнитными зарядами ± q, расположенными на расстоянии / между собой [5]. Программа расчета позволяет выбирать любое положение диполей (и зарядов) и любую ориентацию диполей внутои звезды путем задания координат каждого заряда по долготе  $\lambda(q_1)$  и широте  $\delta(q_2)$ и расстояния их от центра звезды  $r(q_1)$  и  $r(q_2)$ . Поверхность звезды разбивается на N элементов меридианами и параллелями и в каждом из них вычисляется вектор магнитного поля от магнитного диполя. Сумма векторов на видимой полусфере, с учетом потемнения к краю и плошади элемента. дает среднее поверхностное магнитное поле Bs, которое на практике измеряется по полному расщеплению спектральных линий в неполяризованном спектре. Сумма векторов, направленных в сторону наблюдателя, дает среднее продольное магнитное поле Ве, которое измеряется по зеемановским спектрам. Изменяя последовательно угол поворота видимой полусферы на необходимый угол. можно получить вычисленные фазовые зависимости  $Be(\Phi)$  и  $Bs(\Phi)$ . Методом последовательных приближений, меняя параметры, можно добиться совпадения вычисленной и наблюдаемой фазовой зависимости до получения минимальной величины суммы квадратов отклонений наблюдаемых величин от вычисленных. Практически во всех случаях отклонения находятся в пределах ошибок измерений, что подтверждает правильность получаемых приближений. В частности, для модели центрального диполя параметры практически совпадают с параметрами, получаемыми методом Стиббса-Престона [6], разработанным для диполя в центре звезды. Это обстоятельство является независимой проверкой правильности обоих методов. Наша программа позволяет также получать меркаторскую карту распределения магнитного поля по поверхности. величины магнитного поля в полюсах, координаты полюсов, а также глобусы в любой фазе периода вращения, что необходимо для исследования распределения химических элементов по поверхности на фоне распределения

магнитного поля. Следует особо отметить, что измеренные (и вычисленные) величины *Be* и *Bs* являются средними по видимой полусфере, поэтому получаемые данные характеризуют только глобальные структуры магнитного поля и нет возможности исследовать детально каждую точку поверхности. У большинства звезд форма фазовой зависимости определяется положением диполя внутри звезды, а амплитуда зависит от магнитного момента. Итак, наша методика позволяет получить модельные фазовые зависимости *Be*( $\Phi$ ) и *Bs*( $\Phi$ ), величины поля в полюсах  $\pm Bp$ , угол наклона оси диполя к оси вращения  $\beta$ , координаты магнитных монополей  $\lambda$  и  $\delta$ , координаты магнитных полюсов, угол наклона звезды к лучу зрения *i*, расстояние между монополями *l* и расстояние монополя от центра звезды  $\Delta a$ .

Опыт моделирования большого числа звезд показывает, что характер распределения магнитного поля по поверхности можно описать, кроме известных центрального и смещенного вдоль оси диполей [7], некоторыми другими основными приближениями [8,9]:

l) диполь в центре звезды;

2) диполь смещен вдоль оси;

3) диполь смещен поперек оси;

4) сложная структура, описываемая двумя или тремя диполями, смещенными поперек оси.

Таблица 1

## доля магнитных звезд разных типов

any n	Структура поля	Доля звезд		
1	Центральный диполь	16%		
2	Смещенный диполь вдоль оси	34%		
3	Смещенный диполь поперек оси	12%		
4	Сложные конфигурации	11%		
5	Неизвестная структура (ц.диполь?)	27%		

В табл.1 показано какова доля магнитных звезд каждого типа в нашей выборке из 60 объектов. Интересно, что 3-я и 4-я модели приводят к хорошему согласию с измерениями только в том случае, если расстояние между монополями / принимается величиной порядка долей радиуса, т.е. на самом деле мы имеем дело с не "точечным" диполем (см. далее раздел 4), а с диполем, похожим на стержневой магнит [10]. В этих случаях положение монополей определяется сингулярными точками, в которых сходятся (фокусируются) силовые линии, а положение диполя определяется точкой на половине расстояния между монополями. В отличие от 3 и 4 случаев, в моделях 1 и 2 величина / слабо влияет на форму фазовой зависимости, поэтому нет возможности величину / точно определить. Основываясь на результатах исследования моделей 3 и 4 можно предположить, что в реальных звездах области максимальной напряженности поля, по-видимому, относительно обширны, они имеют размеры порядка долей радиуса звезды.

В моделях 1 типа (центральный диполь) элементарные магнитные векторы *p*<sub>1</sub> образуют симметричную относительно оси диполя структуру, поэтому суммарный диполь с полным вектором магнитного поля *P* находится в центре звезды. Максимальная напряженность поля и максимальная плотность совпадают с центром.

В модели 2 типа (смещенный вдоль оси диполь) возникает асимметрия направлений векторов вдоль оси. Поэтому ось диполя тоже проходит через центр звезды, но сам диполь смещен вдоль оси. Возникает вопрос, где максимальная напряженность поля, в центре звезды или в месте предполагаемого диполя. Модель предсказывает единственный вариант - в месте диполя. Особенно интересны звезды 4 группы, потому что в них содержатся два диполя, и, соответственно, две области с максимальной напряженностью поля. Важно заметить, что эти диполи имеют поля с противоположным направлением. Так что проблема организации магнитных структур существенно увеличивается.

Таким образом, мы рассмотрели структуру магнитного поля "намагниченных" звезд, у которых форма силовых линий дипольного типа, т.е. они сгущаются в центральной части. Если бы магнитные силовые линии сходились как у идеального магнитного диполя в объеме атомных размеров, то напряженность магнитного поля там была бы чрезвычайно высокая. Реально, в случае больших / поле внутри звезды вряд ли превышает сотен тысяч Гс.

Другая точка зрения на внутреннюю структуру магнитного поля состоит в том, что дипольная конфигурация неустойчива. Ее сторонники утверждают, что начальная структура с течением времени неминуемо должна организоваться в тороидально-полоидальную [11,12] и только такая конфигурация устойчива. При некоторых начальных условиях такой механизм может создавать поле на поверхности подобное модели центрального или смещенного диполей. К сожалению, расчеты делались без учета влияния конвективного ядра и для не вращающейся звезды. Этот механизм также не объясняет преимущественную ортогональную ( $\beta = 90^\circ$ ) ориентацию магнитных осей к оси вращения [8], а также не объясняет конфигурацию с двумя диполями, которые реально наблюдаются. Факт ортогональности осей у более половины звезд показывает, что тороид обязательно должен быть направлен у них по меридиану, что непонятно.

Пока еще не разработана методика моделирования при предположении тороидально-полоидальной структуры и неизвестно каково было бы распределение поля на поверхности звезды в случае наличия между поверхностью и конвективным ядром магнитного тороида и какова была бы форма фазовой зависимости *Be*( $\Phi$ ) при этом.

Рассмотрим подробнее ориентацию диполей. Распределение углов в

изучалось нами и другими авторами [13-15]. Больше половины звезд имеют углы наклона осей диполей к оси врашения близкие к 90°, т.е. магнитные диполи находятся в плоскости экватора врашения. Остальные распределены по углам равномерно. Это одно из замечательных свойств магнитных звезд, которое нельзя не учитывать, и очевидно, что оно как-то связано с вращением. С другой стороны, нет зависимости величины  $\beta$  от скорости вращения. Не исключено, что по величине  $\beta$  звезды делятся на две группы: с большими углами и с  $\beta \sim 20^\circ - 30^\circ$ . Это свойство впервые было замечено Престоном [6]. Очевидно также, что ортогональность осей диполей не является результатом действия меридиональной циркуляции [16], потому что нет различия между распределениями углов  $\beta$  у звезд разных возрастов log. Поскольку звезды SrCrEu типа на два порядка старше звезд He-r, то в случае влияния медленной циркуляции распределения у них различались бы. Построение линейной регрессии показывает отсутствие зависимости  $\beta(t)$ :

 $\beta = (72.25 \pm 41.27) - (0.79 \pm 5.32) \cdot \log t .$ 

Следовательно, ориентация диполей внутри звезды не изменяется под действием предполагаемой меридиональной циркуляции. Вероятно, циркуляция подавляется магнитным полем так же, как турбуленция.

3. Образцы точных моделей. Как уже говорилось выше, каждой точке внутри звезды соответствует свой вектор магнитного поля, а сложение всех векторов дает один общий вектор, описываемый одним предполагаемым магнитным диполем. Можно предположить, что в теле звезды направления отдельных участков силовых линий могут отличаться от тех, которые были бы при идеальном дипольном источнике. Отличия от "идеальности" должны приводить к нарушению фазовой зависимости. Одним из способов проверки применимости методики моделирования является исследование фазовой зависимости  $Be(\Phi)$  для какой либо звезды, полученной с высокой точностью.

Одна из работ, в которых измерения магнитного поля сделаны очень точно LSD методом это [17]. По данным этой работы мы промоделировали звезду HD 62140 [18]. Наилучшие результаты получены при предположении модели смещенного диполя на  $\Delta a = -0.045 R_{\bullet}$ . Наблюдаемая фазовая зависимость  $Be(\Phi)$  показана на рис.1а точками, модельная проведена сплошной линией. На рис.1b показаны отклонения измеренных величин магнитного поля от модельных. Штриховыми линиями показаны границы, равные средней ошибке измерений  $\sigma = \pm 50$  Гс (3% от максимальной величины поля). Из рассмотрения рисунков делаем вывод, что в пределах ошибок модель хорошо описывает наблюдаемую фазовую зависимость.

Другой пример касается звезды HD 71866 [19]. Наблюдаемая фазовая зависимость лучше всего описывается моделью смещенного на  $\Delta a = 0.05 R$ , поперек оси диполя. Фазовая зависимость показана на рис.2а (точки – наблюдения). На рис.2b показаны отклонения  $\Delta Be$  наблюдаемых величин

Be от модельных, из которых видно, что они преимущественно меньше ошибки σ = ±83 Гс (что составляет 4% от максимальной амплитуды). Снова делаем вывод, что применяемая нами дипольная модель практически идеально описывает распределение направления силовых линий и величины магнитного поля по поверхности обеих звезд. Вывод о смещении диполей из центра



Рис.1. Модель магнитного поля звезды HD 62140. а - фазовая зависимость Be(Ф), b - отклонение измеренных величин от модельных.

звезд показывает, что распределение поля по поверхности не симметрично относительно центра. Полученные результаты, наряду с многими другими, позволяют считать, что имеются все основания относиться серьезно к применяемой нами "дипольной" модели, при которой имеет место сгушение силовых линий вблизи центра звезды, что не противоречит предположению о формировании звезд из протозвезных облаков, при котором напряженность поля будет пропорциональна плотности вещества. Несимметричность структур не противоречит предположению, что протозвезды формировались из облаков с неоднородным магнитным полем и не противоречит предположению о возможном влиянии аккреции крупных масс. Дипольная конфигурация противоречит обсуждаемому в литературе предположению о существовании сильных градиентов магнитного поля на поверхности.



Рис.2. Модель магнитного поля звезды HD 71866. Обозначения как на рис.1.

4. Замечания об особенностях структур магнитного поля внутри звезд. Сильные отклонения от "дипольной структуры" следует ожидать вблизи центра звезды вследствие влияния конвективного ядра. На рис.3 показана возможная схема силовых линий, обходящих конвективное ядро в случае модели центрального (а) и смещенного (b) поперек оси диполя.

В области конвективного ядра, если плотность энергии поля  $H_0^2 >> 4\pi\mu u$ ( $\mu$  - плотность массы, u - средняя массовая скорость газа,  $\mu u$  - плотность количества движения [20]), то поле подавляет турбуленцию. Если  $H_0^2 << 4\pi\mu u$ , то влияние поля пренебрежимо. Но в конвективном ядре поле, по-видимому, не может подавить турбуленцию вследствие очень высокой плотности. Возможно, оно несколько уменьшает его диаметр. В таком случае силовые линии должны обходить ядро.

Рассмотрим структуру поля внутри звезды HD 32633 [21]. Наблюдаемая зависимость представлена на рис.4а точками, модельная - сплошной жирной линией. Наблюдаемая фазовая зависимость хорошо описывается только моделью с двумя противоположно расположенными от центра диполями, причем один из них сильнее другого. Эти диполи смещены от центра на



Рис.3. Возможные структуры магнитных полей внутри звезд. а - центральный диполь, b - смещенный поперек оси диполь.

значительные расстояния, равные  $\Delta a \approx 0.4$  и 0.6  $R_{\bullet}$ . Для сравнения фазовая зависимость при предположении центрального диполя проведена сплошной тонкой линией (1). Видно, что этот вариант абсолютно не подходит. Тонкими штриховыми и пунктирной линиями (2), (3) и (4) обозначены



Рис.4. а - Модель магнитного поля звезды HD 32633. 1-4 смещение диполя поперек оси на величину  $\Delta a = 0$ , 0.1, 0.2 и 0.3 R. Сплошная жирная линия - модель двух смещенных поперек осей диполей. b - схема расположения диполей внутри HD 32633.

фазовые зависимости при предположении "точечных" диполей (/ порядка размеров круговых токов), смещенных от центра звезды на  $\Delta a = 0.1, 0.2$ и 0.3 R. Хорошо видно, что этот вариант тоже не может объяснить наблюдаемую зависимость. Хорошее совпадение с наблюдениями можно получить только при предположении двух диполей и значительного расстояния между монополями l = 0.17 R, у "сильного" диполя и l = 0.04 R, у "слабого" диполя HD 32633. Следует отметить, что у всех звезд со смещением диполя поперек оси, например у HD 21699 [22], величина / тоже значительна. Это говорит о том, что в центре звезд магнитные силовые линии сходятся не в одной точке, как предполагает теоретический "точечный" диполь, а в двух сингулярных точках, находящихся на расстоянии / друг от друга. Таким образом, мы видим, что структура магнитного поля в центре звезды немного отличается от идеального диполя. Одной из причин может быть то, что на внутреннюю структуру влияет конвективное ядро, и силовые линии его обходят, искажая "дипольную" структуру. Возможные схемы структуры магнитного поля в случае двух смещенных диполей показаны на рис.4b. Важно отметить, что диполи имеют противоположное направление полярности.

Практика показала, что, несмотря на возможные нарушения дипольной структуры внутри звезд, применяемые модели в состоянии были описать все наблюдаемые фазовые зависимости без исключения. В будущем предполагается провести сравнительный анализ наших результатов с моделями, полученными из анализа четырех параметров Стокса.

5. О реликтовом поле Ар-звезд. Одной из основных проблем является неизвестный механизм, приводящий к наблюдаемым конфигурациям магнитных полей. Наиболее признанной гипотезой возникновения магнитных звезд в настоящее время считается реликтовая. Если предположить, что магнитное поле досталось от намагниченных протозвездных облаков, то следует учитывать, что в конвективной фазе Хаяши начальное поле могло разрушиться, но могло и генерироваться новое. Однако в [23,24] опубликована модель эволюции звезд до Главной последовательности (ГП), в которой звезды с массами M > 2 M<sub>0</sub> сжимаются как радиативные объекты, проходя вдоль почти горизонтальной части эволюционного трека и не испытывают конвективную фазу. Это обстоятельство коренным образом меняет ситуацию. Если эта модель верна, то она объясняет различия между звездами с  $M < 2M_{\odot}$ , испытывающие крупномасштабную турбуленцию и последующее разрушение поля, и с M > 2 M<sub>☉</sub>, которые не испытали разрушения поля и могут сохранить их первоначальные поля. Наблюдаемые сейчас поля являются остатками протозвездных намагниченных облаков, из которых эти звезды сформировались. В пользу реликтового механизма служат трудности теории динамо:

1) Динамо не может работать потому, что у звезд в данном диапазоне температур и масс нет конвекции. У магнитных звезд наблюдается твердотельное вращение, а для генерации поля необходимо наличие дифференциального вращения.

2) Некоторые авторы предполагают работу динамо в конвективном ядре, откуда поле всплывает затем наружу. Однако расчеты показывают, что поле из конвективного ядра не успевает выйти наружу за время жизни звезды на Главной последовательности [25-28].

3) Наблюдается большое разнообразие структур, которое не объясняется теорией динамо.

4) Зависимость  $B \propto \Omega$ , ожидаемая в случае динамо, не наблюдается. Ее отсутствие скорее соответствует реликтовому механизму [29].

С другой стороны, если будет найдена возможность быстрого всплывания магнитного поля, то гипотеза магнитного динамо в конвективном ядре может оказаться перспективной.

Таким образом, возникает ясная картина возможности сохранения реликтового магнитного поля и проблема скорее состоит не в том, как возникли магнитные звезды, а почему 90% звезд не сохранили его. Моделирование структур магнитного поля СР-звезд показывает, что в прошлом структуры, по-вилимому. были сложными и их детальное исследование сможет прояснить условия формирования звезд, так как наблюдаемые сейчас сложные несимметричные структуры поля, очевидно, отражают начальные условия эволюции магнитных звезд. В начальных этапах поле формируется из намагниченных турбулентных протозвездных облаков, на звезде происходит мощная аккреция, вызывающая ударные волны и зоны нестабильности, аккреция продолжается в периол нестабильной фазы Ас/Ве Хербига вплоть до выхода звезды на ГП. Исследование этой проблемы важно не только для магнитных звезд, но и для понимания формирования и эволюции звезд вообще. До ГП структура магнитного поля неоднородная, запутанная, причем неоднородности нестабильные, они исчезают за время, зависящее от их масштаба  $t = 4\pi\sigma l^2$ , где  $\sigma$  - проводимость, l характерный размер области. Кроме того поле упрошается вследствие действия натяжения вдоль силовых линий (натяжение силовой трубки поперечного сечения A с силой  $T = AB^2/4\pi$  [25]). Существуют другие типы неустойчивости. Оценки показывают, что вследствие омической диссипации магнитное поле звезд, с такими радиусами как у СР- звезд, время затухания поля т ≈ 10<sup>10</sup> лет. Наши оценки по исследованию звезд, скоплениям и ассоциациям разного возраста дали оценку т > 10<sup>8</sup> лет [30], а в [31,32], получена величина  $\tau \approx 10^9 - 10^{10}$  лет. В работе [33] приводятся данные о более коротких временах диссипации, но там не учтено уменьшение поля на поверхности вследствие эволюционного увеличения радиуса [29,34]. Очевидно, что конфигурации. которые мы в настоящее время наблюдаем, это остатки сложной былой структуры, которая возникла в начальных фазах эволюции, или после слияния с близким компонентом или с крупными аккреционными массами, и у

которых полная релаксация магнитного поля еще не завершилась. Сложность реликтовой гипотезы состоит в том, что неизвестно почему первоначально запутанное магнитное поле организуется именно в "дипольную" структуру, ориентированную вдоль экватора вращения.

Большой трудностью для реликтовой гипотезы является асимметрия магнитных структур. Магнитные силовые линии вморожены в вещество, особенно вблизи центральных областей звезды, где высока степень ионизации. Максимальная напряженность поля, несмотря на общее увеличение к центру, в случае смещенного диполя не совпадает точно с максимальной плотностью в центре звезды. Это непонятно ни с точки зрения простого сжатия намагниченных протозвездных облаков ни с точки зрения влияния конвективного ядра. Возможное объяснение состоит в том, что в момент формирования звезды магнитное поле было слишком неоднородным вследствие слияния крупных неоднородных по напряженности поля масс, а после релаксации магнитного поля максимальный вектор поля и максимальная напряженность могли оказаться и не в центре. В случае мелкомасштабных неоднородностей остаточный вектор поля может оказаться равным нулю, тогда образуется нормальная звезда. В последующих фазах эволюции в случае катастрофических событий типа слияния с тесным компонентом тоже могла возникнуть несимметричная конфигурация. Наблюдаемая ныне клочковатость [4] поверхностных магнитных полей может служить признаком воздействия аккреции в поздних фазах Ае/Ве Хербига.

Некоторое количество звезд, имеющих симметричную конфигурацию типа центрального диполя, противоречит гипотезе захвата тесного компонента [35], так как после слияния звезда должна была испытать слишком большие деформации и сомнительно, что поле успело бы релаксироваться. Среди объектов с простой дипольной конфигурацией есть, в частности, быстро эволюционирующие горячие звезды такие как HD 3360 (He-r), звезды Ae/Be Хербига HD 200755 и V380 Ori [36], которые, очевидно, с момента рождения должны были иметь простые структуры и не испытывать дальнейших возмущений. Относительное число таких звезд составляет 17% [10], что слишком много с точки зрения гипотезы захвата намагниченного компонента [35].

Крупные неоднородности, которые мы сейчас наблюдаем, имеют время релаксации сравнимое с временем омического затухания поля всей звезды, равного ~10<sup>10</sup> лет. В табл.1 приведены данные о средней величине смещения диполя  $\Delta a$  для звезд разных типов пекулярности, которую можно принять как величину, характеризующую степень неоднородностей. Звезды Не-г и Не-w примерно на два порядка более молодые, чем звезды SrCrEu типа. У быстро эволюционирующих горячих звезд релаксация успела произойти в меньшей степени и можно ожидать у них большую степень

## Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

неоднородности. В табл.2 приведены данные, показывающие зависимость средней величины смещения диполя из центра звезды от возраста  $\Delta a = (0.67 \pm 0.26) - (0.05 \pm 0.03) \cdot \log t$ , (с учетом весов, равных числу звезд). Значимость ее невелика (угол наклона получился с ошибкой около 1.7 $\sigma$ ), но полученная зависимость не противоречит предположению, что звезда со временем стремится к простой геометрии (к полю центрального диполя) и  $\Delta a = 0$  наступит в возрасте ~10<sup>13</sup> лет, что близко по порядку оценкам времени омического затухания магнитного поля всей звезды. Эту зависимость следует изучить более тшательно.

Таблица 2

Тип	SrCrEu	Si+	Si	He-w + He-r
Число звеза	21	7	7	16
Средний $\Delta a$	$0.07\pm0.04$	$0.13 \pm 0.07$	$0.20 \pm 0.10$	0.15±0.09
Средний возраст, лет	2.5 · 10 <sup>s</sup>	3 · 10*	1.4 · 107	3 - 106

СРЕДНЕЕ СМЕЩЕНИЕ ДИПОЛЕЙ ИЗ ЦЕНТРА У ЗВЕЗД РАЗНОГО ВОЗРАСТА

В работе [37] показано, что доля СР-звезд, у которых магнитное поле сильное, уменьшается с ростом массы. Так, доля Не-г звезд, у которых магнитное поле измерено определенно, составляет 40%, а доля SrCrEu уже равна 90%. Это может быть признаком того, что доля простых дипольных конфигураций увеличивается, и они легче обнаруживаются. Это свойство тоже не противоречит предположению о медленной релаксации первоначальных сложных магнитных структур. Интересно было бы получить дополнительные данные для подтверждения этого результата.

Интересно, что количество звезд со сдвигом в сторону положительного монополя и отрицательного одинаково, а количество смещений диполя вдоль оси такое же как смещение поперек + сложные конфигурации. Это свидетельствует о том, что деформации поля в разных направлениях равновероятны. Это важный фактор для теории формирования магнитных звезд. Не исключено, что конвективное ядро на ранних стадиях эволюции в момент формирования тоже участвует в процессе искажения магнитной конфигурации, оно "изгоняет" центральную часть магнитного поля несимметрично.

6. Влияние магнитного поля на диффузию элементов, Звезды HD 21699. и HD 64740. Исследование структуры магнитного поля в первую очередь необходимо для изучения природы магнитных звезд и распределения химических аномалий по поверхности. Многие опыты исследования распределения магнитного поля и химических аномалий по поверхности показали несомненную связь между ними. Звезда HD 21699 была одной из первых, у которых мы впервые заметили эффект смещенного поперек оси диполя [22]. У нее монополи смещены на  $\Delta a = 0.4 R_{\circ}$ , а расстояние между монополями  $l = 0.1 R_{\circ}$ . Меркаторская карта распределения магнитного поля и глобусы показаны на рис.5.

По спектрам, полученным на БТА, исследована структура атмосферы магнитной звезды HD 21699 в области магнитных полюсов и между ними, где обнаруживается экстремальное магнитное поле Bp = 22000 Гс и сильный градиент поля по поверхности и вглубь. На обратной стороне поле Bs = 6000 Гс.



Рис.5. Распределение магнитного поля по поверхности HD 32633.

Сильная деформация магнитного поля может быть признаком того, что звезда недавно испытала катастрофическое воздействие, возможно слияние с близким компонентом [35]. Вопрос состоит в том, не сохранились ли в таких областях нестационарные явления и нарушение термодинамического равновесия. Кроме того, в области магнитных полюсов существует ветер,

## Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

который, возможно, искажает структуру атмосферы и приводит к неравномерному распределению химических элементов по глубине. Даже небольшие отклонения поля от потенциальности, должны приводить к нарушению распределения давления, температуры, плотности и др. Все эти эффекты, как можно предположить, способны привести к нестационарным процессам на поверхности HD 21699 вблизи магнитных полюсов. Однако анализ профилей линий водорода показал [39], что в пределах ошибок наблюдений структура в области магнитных полюсов нормальная. Это свидетельствует о том, что в атмосфере звезды отсутствуют нестационарные магнитогидродинамические процессы, что магнитное поле бессиловое, оно вморожено в звездное вещество и его основное влияние - стабилизация атмосферы, подавление турбуленции. Локальных нарушений термодинамического равновесия не заметно. Магнитные силовые линии составляют каркас, скелет внутренней части СР-звезд. Интересно, что наличие химических аномалий у звезд с полем 20-50 Гс приводит к предположению, что турбулентность отсутствует даже при самых



Рис.6. Распределение содержания Не и Si по поверхности HD 32633. а - распределение He, b - распределение Si.

слабых полях. Граница пока не найдена.

Нами изучено распределение Не и Si по поверхности у HD 21699. Поведение этих элементов по поверхности и вглубь рассчитано теоретически с учетом влияния магнитного поля [40-46]. Важно было проверить действие предложенного там механизма диффузии. Звезда HD 21699 удобна для подобного исследования потому, что на ее поверхности имеется область сильного магнитного поля с вертикально направленными силовыми линиями, а также широкая область с горизонтально направленными силовыми линиями - факторы, регулирующие диффузию элементов. В результате спектроскопического анализа [47] получены данные о распределении этих химических элементов по поверхности и полностью подтверждено действие механизма диффузии под влиянием гравитации, лучевого давления и ветра. На рис.ба и 6b показано изменение содержаний Не и Si в разных фазах периода врашения. Заметно повышение содержания Не в области магнитных полюсов и повышение содержания Si на противоположной части поверхности, где силовые линии расположены горизонтально, как и предсказывает теория. Кроме того, подтвердилось предсказанное распределение элементов по глубине [48,49]. Эти элементы накапливаются на глубинах т 5000 ~ 0.01-1.

Можно привести еще один пример концентрации Si и C на магнитном экваторе звезды HD 64740. Модель звезды построена в работе [50], карта распределения магнитного поля показана на рис.7. Штриховой линией показана параллель, которая проходит при врашении через центр видимого диска. В работе [51] приведены фазовые зависимости интенсивности "а" линий SiIV(1394+1403 Å) и CIV(1548+155 Å), измеренные фотоэлектрически. Максимум интенсивности линий происходит тогда, когда через центр видимого диска проходят области, обозначенные черными кружками. Минимумы случаются в момент прохождения через меридиан магнитных полюсов. Это означает, что Si и C концентрируются вдоль магнитного экватора, как у



Рис.7. Распределение магнитного поля по поверхности HD 64740.

HD 21699. Точно такой же вывод можно получить из рассмотрения поведения тех же линий у звезды HD 79158 [51]. Эти примеры подтверждают не только механизм химических аномалий [40-46], но и правильность модельного распределения магнитного поля.

Существование зависимости содержания элемента от величины поля [52,53] тоже подтверждает реальность механизма диффузии и доказывает эффект подавления турбуленции магнитным полем. Например, нами получена корреляция между среднеквадратическими величинами поля и содержанием гелия  $\langle Be \rangle = (2530 \pm 600) \cdot (He/H) + 36$  [52]. Найдена также корреляция с магнитным полем бальмеровских скачков, параметра Z женевской фотометрии и степени пекулярности P [54]. Все три параметра связаны со степенью химических аномалий. Кроме подавления турбуленции магнитным полем наблюдается замедление ротационной циркуляции вещества в атмосфере [55] вследствие малой скорости вращения СР-звезд. Магнитное поле не влияет непосредственно на структуру атмосферы, его роль сводится только к стабилизации атмосферы [39]. Очевидно, что магнитное поле СР-звезд потенциальное, не подвержено никаким движениям, иначе не наблюдались бы диффузионные процессы, приводящие к химическим аномалиям.

7. Заключение. В данной работе мы подвели некоторые итоги иноголетней работы по моделированию магнитных полей у 60 химически пекулярных звезд. Моделирование звезд, имеющих высокоточные фазовые зависимости  $Be(\Phi)$ , показало очень хорошее согласие с наблюдениями. Форма наблюдаемых фазовых зависимостей определяется только положением диполя внутри звезды. Структура магнитных полей у большинства, если не у всех звезд, в той или иной степени не симметрична относительно центра звезды. Это свойство может быть признаком того, что наблюдаемые конфигурации поля являются остатками первоначальных протозвездных сложных структур. которые с течением времени, вследствие неустойчивости мелких структур. стремятся к простой дипольной геометрии. Деформация структур может также происходить на стадиях эволюции "до Главной последовательности" вследствие выпадения крупных аккреционных масс и даже вследствие слияния с тесным компонентом. Имеются признаки постепенной релаксации сложных магнитных конфигураций, так как имеется зависимость степени упрощения структур от времени, и стремлению к простой геометрии (к полю центрального диполя), которая наступит в возрасте ~10<sup>13</sup> лет, что близко по порядку оценкам времени омического затухания магнитного поля всей звезды. Есть основания предполагать, что если в начальных фазах эволюции в протозвезде образуется сильная неоднородность магнитного поля, но с некоторым преобладающим вектором. то она после релаксации создаст остаточное поле, которое мы наблюдаем сейчас. Если первоначальное поле было мелкомасштабным и сильно запутанным, то оно не создаст преобладающего вектора и звезда станет нормальной.

Другое объяснение магнитных конфигураций СР-звезд основано на гипотезе тороидально-полоидальных внутренних структур магнитных полей СР-звезд [11,12]. Однако эта гипотеза не объясняет некоторые фундаментальные свойства, такие как сложные конфигурации, ортогональность осей вращения и осей диполей и др. Ортогональность вряд ли формируется вследствие действия меридиональной циркуляции, обсужлаемой в литературе, потому что не обнаруживается зависимость величины угла наклона оси диполя к оси вращения  $\beta$  от возраста звезды.

Были попытки объяснить происхождение поля путем генерации его в конвективном ядре, однако пока не найдены возможности выхода такого поля наружу за время жизни звезды на ГП.

Результаты моделирования показывают, что в центре звезд магнитные силовые линии сходятся не в одной точке, как предполагает теоретический "точечный" диполь, а в двух сингулярных точках, находящихся на расстоянии / друг от друга, сравнимом с радиусом звезды. Это показывает, что структура магнитного поля в центре звезды немного отличается от дипольной. Возможно, это связано с влиянием конвективного ядра на внутреннюю структуру магнитного поля. Но, несмотря на возможные нарушения дипольной структуры внутри звезд, применяемые модели в состоянии были описать все наблюдаемые фазовые зависимости без исключения.

Полученные моделированием карты распределения магнитного поля по поверхности позволяют исследовать связь химических аномалий с магнитным полем и проверить правильность модельного распределения магнитного поля по поверхности. На примере звезды HD 21699 и других рассмотрено распределение химических аномалий, подтверждено предположение о тесной связи их с распределением магнитного поля. Хорошо видно, что аномалии возникают вследствие диффузии химических элементов в стабильной атмосфере под действием гравитации, лучевого давления и ветра. Магнитное поле не влияет непосредственно на структуру атмосферы, его роль сводится только к стабилизации атмосферы.

Итак коротко:

 Подтверждены данные о произвольности ориентации осей магнитных диполей.

2) Большинство звезд имеют структуры магнитного поля, отличающиеся от структуры центрального диполя. Смещение диполя (т.е. деформация магнитного поля) может происходить в любом направлении. Механизм деформации неясен.

3) Структура магнитного поля в центре скорее всего соответствует не диполю атомных размеров, а стержневому магниту с большим *l*, сравнимым с радиусом звезды. Не исключено влияние конвективного ядра. Поскольку магнитное поле не может сохраняться в конвективном ядре, то дипольная структура организуется только в верхних слоях звезды.

4) Некоторые звезды обладают сильно деформированными структурами, у них смещение монополей достигает величины  $\Delta a = 0.5 R_{\star}$ .

5) Большая часть звезд имеет конфигурацию поля, объясняемую одним смещенным диполем, около 11% имеет более сложную структуру, описываемую двумя диполями.

6) Более половины звезд имеют оси диполей расположеные в плоскости экватора вращения и деформация поля происходит тоже в этой плоскости, возможно, деформации магнитных структур происходят при выпадении на звезду крупных аккрецирующих масс на ранних стадиях эволюции.

7) Получены дополнительные данные в пользу предположения, что химические аномалии происходят вследствие диффузии химических элементов под действием гравитации, светового давления и ветра в магнитном поле.

В результате анализа полученных данных можно перечислить некоторые основные трудности современного состояния физики магнитных звезд.

1) Не до конца ясен сценарий образования магнитных, а следовательно, и нормальных звезд. Неизвестен механизм их разделения.

 Не объяснена ортогональность осей диполя и осей вращения, т.е. ранние стадии эволюции непонятны.

 Не подтверждена гипотеза отсутствия турбулентной фазы Хаяши на ранних стадиях эволюции, являющаяся сильным аргументом в пользу реликтового поля.

4) Не объяснена причина медленного вращения магнитных СР-звезд.

5) Теоретически объяснен механизм диффузии только для двух элементов - Не и Si. Поведение остальных элементов не изучено.

6) Не решена проблема стабильности дипольных конфигураций, не устранены трудности гипотезы полоидально-тороидальных структур.

 7) Не выяснено влияние конвективного ядра на структуру и стабильность магнитного поля.

 Неизвестен механизм превращения запутанного начального поля в дипольную структуру.

 9) Непонятно почему симметричные по плотности магнитные звезды имеют несимметричные структуры магнитных полей звезд со смещенными диполями.

10) Не установлена граничная величина магнитного поля, при которой начинает подавляться турбуленция.

Исходя из сказанного выше, можно заключить, что проблема магнитных химически пекулярных звезд еще далека от решения.

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

### МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД

## MAGNETIC FIELD OF CHEMICALLY PECULIAR STARS

## Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

We discuss the results of modelling of magnetic fields of 60 chemically peculiar stars (CP). The technique of modelling used corresponds to the assumption that the internal structure of magnetic fields is similar to a virtual magnetic dipole. The structure of magnetic fields of the majority of sample stars is not symmetric relative the center of the star. The assumption is made that from the point of view of the relic mechanism the observable field configurations are the remnants of initial complex protostellar structures, which eventually, owing to their instability tend to simple geometry in the form of dipole structures. The difficulties of the hypothesis of toroidal-poloidal internal structures of magnetic fields of CP stars are discussed. By the example of the star HD 21699 we show that the distribution of chemical anomalies is closely related to the distribution of the magnetic field. It is confirmed that chemical anomalies arise owing to the diffusion of chemical elements in the stable atmosphere under the effects of gravitation, radiation pressure and wind.

Key words: stars:peculiar:magnetic field

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Yu.V. Glagolevskij, E. Gerth, Magnetic stars, Nizhnij Arkhyz, 2011, p.147.
- 2. Ю.В.Глаголевский, Астрофиз. Бюлл., 66, 158, 2011.
- 3. Ю.В.Глаголевский, Астрофизика, 54, 263, 1011.
- 4. O.Kochukhov, Physics of Magnetic Stars, Nizhnij Arkhyz, 2007, p.61.
- 5. E. Gerth, Y.V. Glagolevskij, Magnetic stars, Nizhnij Arkhyz, 2003, p.152.
- 6. G. Preston, Publ. Astron. Soc. Pacif., 83, 571, 1971.
- 7. J.D.Landstreet, Astron. J., 85, 611, 1980.
- 8. Yu.V. Glagolevskij, E. Gerth, Magnetic stars, Nizhny Arkhyz, 2011, p.142.
- 9. Yu.V. Glagolevskij, E. Gerth, ASP Conf. Ser., 248, 337, 2001.
- 10. Ю.В.Глаголевский, Астрофиз. Бюлл., 63, 201, 2008.
- 11. J. Braithwaite, H.C. Spruit, Nature, 431, 819, 2004.
- 12. J. Braithwaite, A. Nordlung, Astron. Astrophys., 450, 1070, 2006.
- 13. G.W. Preston, Astrophys. J., 150, 547, 1967.
- 14. E.F.Borra, J.D.Landstreet, Astrophys. J. Suppl. Ser., 42, 421, 1980.
- 15. Ю.В.Глаголевский, Изв. САО, 20, 26, 1985.
- 16. D.Moss, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 244, 272, 1990.
- 17. G.A. Wade, J.-F. Donati, J.D. Landstreet, S.L.S. Shorlin, Mon. Notic. Roy.

Astron. Soc., 313, 851, 2000. 18. Ю.В.Глаголевский, Астрон. ж., (в печати). 19. Ю.В.Глаголевский, Астрофиз. Бюлл. (в печати). 20. Дж. Данжи, Космическая электродинамика, М., 1961, с.33. 21. Ю.В.Глаголевский, Е.Герт, Астрофиз. Бюлл., 63, 276, 2008. 22. Ю.В.Глаголевский, Г.А.Чунтонов, Астрофизика, 50, 441, 2007. 23. F.Palla, S.W.Stahler, Astrophys. J., 418, 414, 1993. 24. F.Palla, S.W.Stahler, ASP Conf. Ser., 62, 1994, p.491. 25. Е.Паркер, Космические магнитные поля, т.І, М., "Мир", 1982. 26. D.Moss, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 236, 629, 1989. 27. D.Moss, ASP Conf. Ser., 248, 305, 2001. 28. J.McDonald, D.J.Mullan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 348, 702, 2004. 29. Yu. V. Glagolevskij, E. Gerth, Magnetic Stars, Nizhnij Arkhyz, 2011, p.153. 30. Yu. V. Glagolevskij, Magnetic stars, Leningrad, Nauka, 1988, p.206. 31. Yu. V. Glagolevskij, V. G. Klochkova, I.M. Kopylov, IAU Coll. No90, 1986, p.32. 32. Yu. V. Glagolevskij, V.G. Klochkova, I.M. Kopylov, Astron. Zh., 64, 360, 1987. 33. J.D.Landstreet et al., Magnetic stars, Nizhnij Arkhyz, 2011, p.14. 34. 10.В.Глаголевский, Е.Герт, Бюлл. САО, 58, 17, 2005. 35. А.В. Тутуков, А.В. Федорова, Астрон. ж., 87, 1, 2010. 36. Ю.В.Глаголевский, Астрофизика, 2012 (в печати). 37. Yu.V. Glagolevskij, Bull. SAO., 46, 118, 1998. 38. D.N.Brown, S.N.Shore, G.Sonneborn, Astron. J., 90, 1354, 1985. 39. Ю.В.Глаголевский, А.В.Шаврина, Г.А. Чунтонов, Астрофизика, 2012 (в печати). 40. S. Vauclair, Astron. Astrophys., 45, 233, 1975. 41. G.Michaud et al., Astrophys. J., 322, 302, 1987. 42. S. Vauclair et al., Astron. Astrophys., 252, 618, 1991. 43. S. Vauclair, Astron. Astrophys., 45, 233, 1975. 44. S. Vauclair et al., Astrophys. J., 227, 526, 1979. 45. C.Alecian, S. Vauclair, Astron. Astrophys., 101, 16, 1981. 46. C. Maggessier, Astron. Astrophys., 138, 267, 1984. 47. Ю.В.Глаголевский и др., Астрофиз. Бюлл., 64, 170, 2009. 48. В.В.Леушин и др., Астрофиз. Бюлл., 66, 67, 2011. 49. A.V.Shavrina et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 401, 1882, 2010. 50. Ю.В.Глаголевский, Астрофиз. Бюлл., 2012 (в печати). 51. S.N.Shore et al., Astrophys. J., 365, 665, 1990. 52. Ю.В.Глаголевский, Ф.Г.Копылова, Л.С.Любимков, Астрофизика, 33, 363, 1990. 53. Ю.В.Глаголевский, Астрон. ж., 71, 858, 1994. 54. Yu. V. Glagolevskij, Chrmically Peculiar and Magnetic Stars, Tatranska Lomnica, 1994, p.102. 55. А.Г. Масевич, А.В. Тутуков, Эволюция звезд: теория и наблюдения. М., Наука, 1988.

# АСТРОФИЗИКА

#### **TOM 55**

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

## КРИВЫЕ БЛЕСКА, ИЗМЕНЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ MgII h И k, MgI(2852Å) И ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА МИРИД

#### Н.Д.МЕЛИКЯН Поступила 11 мая 2012 Принята к печати 22 июня 2012

Рассматривается форма кривых блеска, поведения эмиссионных линий Mgllh и k, Mgl(2852 Å) и поляризации света в разных фазах изменения блеска мирид. Исследования этих характеристик мирид подтверждают ранее полученные результаты. Анализ кривых блеска выявил, что почти все звезды типа Миры Кита показывают горбовидное образование в середине восходящей ветви кривой блеска. Предполагается, что это образование может быть следствием двойственности звезды. В качестве новых результатов следует отметить также периодические изменения указанных эмиссионных линий в обратных фазах и зависимость ширины линий Mgll h + k от звездной ветичины. На основе анализа более 400 поляриметрических измерений показано, что максимальное значение поляризации света отдельных звезд наблюдается в фазах от  $\varphi = 0.6$  до  $\varphi = 0.8$ , а для синтетической мириды в фазе  $\varphi = 0.7$ .

Ключевые слова: Мирид:кривые блеска:эмиссионные линии

1. Введение. Среди пульсирующих переменных звезд поздних классов особое место занимают долгопериодические переменные звезды. Это красные гиганты и сверхгиганты спектральных классов M, S или C с массами от одной до нескольких солнечных масс. Принято считать, что эти звезды находятся в заключительной стадии своей эволюции. Большинство таких звезд приналлежит к так называемой асимптотической ветви гигантов (Asymptotic Giant Brunch - AGB). Изменения блеска мирид происходят более или менее регулярно. Их периоды находятся в интервале от 100 до 1000 суток. В ОКПЗ [1] мириды составляют самую многочисленную группу переменных больше 6000, следовательно, они являются очень важным звеном в эволюционной цепи красных гигантов и сверхгигантов. Многочисленность этих звезд объясняется отчасти их высокой светимостью (до 10<sup>3</sup> L<sub>o</sub> у звезд-гигантов и до 10<sup>4</sup>-10<sup>5</sup> L<sub>o</sub> у сверхгигантов), благодаря чему они наблюдаются на очень больших расстояниях. Предполагается, что стадию Долгопериодических Переменных Звезд (Long Period Variables-LPV) проходят большинство звезд с массой от одного до нескольких масс Солнца. В этой стадии звезда под воздействием пульсаций непрерывно теряет вещество в размере 10<sup>-7</sup>-10<sup>-5</sup> M<sub>☉</sub>/год [2]. Естественно предполагать, что обогашение межзвездной среды в значительной степени обусловлено пульсациями этих звезд.

Начиная с шестидесятых годов, в Бюраканской обсерватории проводятся поляриметрические, фотометрические и спектральные исследования мирид. Эти исследования привели к некоторым интересным результатам. В частности, на основе поляриметрических наблюдений LPV's Варданян [3] пришел к выводу, что степень поляризации света у них также переменна и связана с изменением блеска звезды, и большие значения степени поляризации наблюдаются вблизи минимума блеска. Более детальное рассмотрение этого вопроса показало, что поляризация света с большей вероятностью наблюдается в период возгорания блеска звезды[4-6].

Классификация кривых блеска мирид на простые (почти синусоидальной формы) и сложные (с горбовидным образованием на восходящей ветви кривой блеска) показала, что некоторые наблюдательные параметры этих звезд проявляют тенденцию группирования [7].

Много работ посвящено исследованиям ультрафиолетовых спектров звезд, полученных в период 1978 - 1996гг. (International Ultraviolet Explorer-IUE) [8]. В частности, изучены поведения эмиссионных линий MgII h и k долгопериодических переменных, красных гигантов и сверхгигантов спектральных классов G, K, M [9-11]. Было показано, что интегральный поток излучения линий MgII h и k ( $F_{MgIIhuk}$ ) у мирид имеет максимальное значение после оптического максимума в фазе  $\varphi = 0.2 - 0.5$  [9,10], и что для звезд спектральных классов G, K, M существует определенная зависимость между интегральным потоком излучения этих эмиссионных линий и эффективной температурой  $T_{11}$ . На базе IUE наблюдений показано, что в некоторых циклах пульсаций MgII h и k может быть невидимым. Обычно эти линии становятся видимыми в фазе  $\varphi = 0.1$ , сразу после оптического максимума ( $\varphi = 0.0$ ). Поток излучения линий показывает пик вокруг  $\varphi = 0.3 - 0.45$  [12-13].

В настоящей работе приводятся результаты исследований кривых блеска мирид, поведения эмиссионных линий в ультрафиолетовой части спектра и изменения степени собственной поляризации света в зависимости от фазы изменения блеска.

2. Использованный наблюдательный материал. В работе были использованы 295 IUE спектры низкого разрешения (LW-LO spectra) для 9 мирид [8]. Использованные IUE спектры получены с разрешением 6-7 Å в диапазоне 1850-3200 Å. Список этих звезд с некоторыми наблюдательными данными из ОКПЗ приводится в табл.1. В соответствующих столбцах таблицы для каждой звезды приводятся: период изменения блеска *P*, диапазон спектральных изменений в период одного цикла *Sp*, яркость звезды в минимуме *m<sub>nin</sub>* и в максимуме *m<sub>мах</sub>*, тип переменности, величина *m*-*M* и число использованных спектров для каждой звезды *N*.

На IUE спектрах низкого разрешения линии MgII h (2802.7 Å) и k (2795.5 Å) не разделяются, и следовательно в работе использованы

Таблица 1

Звезда	Р	Sp	mania	m	ТИП	<i>m</i> - <i>M</i>	N
o Ceti	3314.96	M5e-M9e	10.1	2.0	M	38	26
R car	308.71	M4c-M8c	10.5	3.9	M	48	46
S Car	149.49	K5e-M6e	9.9	4.5	M	51	50
R Hya	388.87	M6c-M9eS(tc)	10.9	3.5	M	49	21
R Leo	309.95	M6e-M9.5IIIe	11.3	4.4	M	43	58
Т Сер	388.14	M5.5e-M8.8e	11.3	5.2	M	54	32
R Aqr	386.96	M5e-M8.5e+pec	12.4	5.8	M	42	25
R Cen	546.2	M4e-M8IIe	11.8	5.3	M	x - 10	16
R Hor	407.6	M5e-M8e11-111	14.3	4.7	M	40	21

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД

измерения суммарного потока излучения и суммарной эквивалентной ширины этих линий. Рассматривается поведение эквивалентной ширины этих линий и линии Mgl(2852.1 Å) в разных фазах изменения блеска как для отдельной звезды (при наличии достаточных данных), так и для синтетической кривой блеска (с использованием всех 295 спектров). Для измерения эквивалентной ширины линии MgII взята достаточно широкая спектральная область 2785 Å -2812 Å, так как крылья линий простираются достаточно далеко. На рис.1 показан участок спектра, интегральный поток излучения которого был измерен при определении интегрального потока излучения и эквивалентной ширины эмиссионных линий MgII. Несмотря на то, что этот участок спектра в большинстве случаев частично загрязнен поглощением некоторых линий FeI и MnI, свидетельствующих о наличии более холодной материи над эмиссионной областью MgII, их воздействие невелико и не может



Рис.1. Показана спектральная область эмиссионных линий MgII h и k (2785 Å - 2812 Å) на IUE спектре LW-LO 09063. искажать общую картину. Для измерения эквивалентной ширины линии MgI (2852.1 Å) взята достаточно узкая спектральная область 2847 Å -2857 Å. Отметим, что интегрирование потока излучения в указанных спектральных областях произведено с использованием програмного пакета Origin 6.1.

Рассматривается поведение ширины линий (W) MgII h и k для б звезд, измеренных на уровне половины их интенсивности.

В работе использованы результаты опубликованных поляриметрических наблюдений долгопериодических переменных звезд [4-6, 14-18]. Из этих наблюдений для однородности выбраны только мириды, для которых в указанных работах опубликованы 430 поляриметрических измерений. Для некоторых из этих звезд имеется десяток поляриметрических измерений, позволяющих проследить за ходом их изменений на большом участке одного цикла изменения блеска.

Определение фазы получения каждого спектра и каждого поляриметрического измерения выполнено с помощью кривых блеска звезд, построенных на базе данных архива AAVSO [19]. Особое внимание было уделено появлению "горба" на восходящей ветви кривой блеска.

3. Кривые блеска мирид. На основе анализа кривых блеска более 200 долгопериодических переменных звезд из каталога HIPPARCOS [20] показано, что по форме эти кривые можно разделить на две группы - простые (кривые синусоидальной формы), и сложные (кривые с "горбом" на восходящей ветви кривой блеска) [7]. Группирование некоторых наблюдаемых физических параметров по этим двум группам показывает, что такое разделение не лишено физического смысла. Результаты ССД мониторинга мирид в V и R-лучах позволили заключить, что у 20% мирид такие горбовидные образования наблюдаются [21]. Две абсолютно одинаковые кривые блеска мирид, даже у одной и той же звезды, трудно представить. Иногда два соседних цикла изменения блеска одной и той же звезды могут сильно отличаться. Часто до и после максимумов наблюдаются кратковременные всплески яркости с продолжительностью от нескольких часов до десятка суток и с амплитудами до 1<sup>т</sup> и больше [14,15,22-24] (см. например, рис.2b). Однако, если появление "горба" происходит более или менее регулярно, то кратковременные всплески яркости нельзя предвидеть.

Вышеизложенные результаты, относящиеся к появлению "горба", получены для усредненных кривых мирид. Настоящие исследования кривых блеска программных звезд показывают, что наличие "горба" не является постоянно существующей характеристикой для кривой данной звезды, как ранее предпологалось [7,21]. Так, например, звезда со сложной кривой блеска в некоторых циклах изменения блеска может демонстрировать простую кривую синусоидальной формы, и наоборот, звезда обычно обладающая простой, синусоидальной формой кривой, иногда может показывать кривую со
сложной структурой. Иллюстрация таких изменений структуры кривых приводится на рис.2. Для примера взяты 2 звезды: Т Сер, которая известна с горбовидной структурой кривой, и R Саг, которая обычно имеет простую кривую синусоидальной формы [7,21].



Рис.2а, b, c, d. Кривые изменения блеска звезд Т Сер (2a, b) и R Car (2c, d). На рис.2b стрелками показаны быстрые (до 20 суток) всплески блеска.

Как видно из рисунка, одна и та же звезда может показывать и "простую" и "сложную" кривые.

Для получения некоторых наблюдательных характеристик "горба" мы решили провести подробный анализ кривых изменения блеска звезды Т Сер за последние 50 лет, взятых из архива AAVSO [19]. Анализ этих данных показал, что из 48 циклов изменения блеска звезды, только у половины четко наблюдается горб, а у остальных наблюдаются или простые кривые синусоидальной формы, как показано на рис.2а, или же это образование накладывается на восходящую ветвь кривой таким образом, что кривая блеска становится асимметричной. Наблюдаемые горбы также не имеют одинаковую форму. У одних в течение некоторого времени наблюдается полная остановка изменения блеска, а у других наблюдается замедление повышения блеска. В обоих случаях можно с некоторой точностью определить начало появления горба Т, и его продолжительность Т<sub>сиг</sub>. Для 34 циклов кривых изменения блеска звезды Т Сер получаются следующие результаты:  $T_{even} \sim 120^{d} \pm 12^{d}$  (до максимума) и  $T_{dwr} \sim 90^{d} \pm 13^{d}$ . Согласно ОКПЗ [1], период изменения блеска звезды Т Сер P=388<sup>d</sup>.14, с М-т=0.54. Следовательно, длительность возгорания блеска от минимума до максимума составляет 209<sup>d</sup>.6 и горб наблюдается почти в середине

#### Н.Д.МЕЛИКЯН

восходящей ветви кривой блеска, что соответствует фазе 0.7-0.8 изменения блеска звезды. Независимо от периода изменения блеска, почти в этой же фазе наблюдается "горб" и у других программных звезд. Очевидно, что в этой фазе происходят некоторые, пока непонятные физические процессы, приводящие к образованию горба. У одних мирид эти процессы происходят почти регулярно, а у других реже. В любом случае, детальное изучение долгопериодических переменных звезд именно в этой фазе является крайне важным.

Очевидно, что образование "горба" является следствием появления дополнительного источника энергии, природу которой необходимо исследовать. Рассмотрим две соседние кривые блеска звезды Т Сер, приведенные на рис.2а. Предположим, что эти два соседних цикла отличаются, благодаря появившемуся новому источнику энергии. С помощью вычитания интенсивностей соответствующих точек усредненных кривых этих двух циклов, можно получить форму кривой блеска действующей дополнительной энергии. На рис.3 показана полученная таким путем кривая дополнительной энергии, приводящей к образованию "горба". Как видно из рисунка, дополнительный источник энергии появляется достаточно резко. В течение менее 10 суток его блеск возрастает почти на 5<sup>т</sup>, остается на повышенном уровне достаточно долго(~120 суток) и так же быстро, как при подъеме блеска, исчезает.



Рис.3. Кривая блеска предполагаемого источника дополнительной энергии необходимого для образования "горба" у звезды Т Сер.

Вероятнее всего можно предположить, что источником дополнительной энергии является звезда-спутник величиной  $m_{vis} \approx 8^{m}.5$ . При врашении вклад звезды-спутника становится ощутимым с уменьшением толшины протяженной оболочки. Однако требуются детальные, многосторонние исследования для подтверждения такого предположения. Лишь немного мирид известны как двойные, но следует отметить, что обнаружение быстро врашающегося спутника сильно затрудняется, в первую очередь, из-за наличия их плотной, протяженной оболочки. 4. Ультрафиолетовый спектр мирид. Известно, что периодические изменения блеска долгопериодических переменных сопровождаются изменением температуры звезды. Сильные балмеровские эмиссионные линии достигают максимальной интенсивности в фазе  $\varphi = 0.0$ , соответствующей максимуму блеска в визуальных лучах, тогда как эмиссионные линии нейтрального и ионизованного железа и линии MgII h и k в ультрафиолете достигают максимальной интенсивности после оптического максимума в фазе  $\varphi = 0.3 - 0.45$  и исчезают после него [10,12,13].

4.1. Эмиссионные линии MgII h + k и MgI 2852Å. В работе Вуда и Каровска [10] подробно проанализировано поведение потока излучения эмиссионных линий MgII h и k и показано, что максимальные значения потока излучения в этих линиях наблюдаются в интервале  $\varphi = 0.2 - 0.5$  и изменяются также от цикла к циклу.



Рис.4а, b. Изменение потока излучения Mgll h + k (рис.4а) и кривая блеска звезды Т Сер (рис.4b). На рис.4b на кривой блеска звезды Т Сер стрелками показаны положения зарегистрированных максимумов и минимумов потока излучения Mgll h + k.

Изучение изменения потока излучения этих линий для 9 мирид (см. табл.1) показали, что поведение эмиссионной линии MgII h + k одинаково лля всех 9 звезд, а их интенсивность изменяется не только от звезды к звезде, но и от цикла к циклу одной и той же звезды. Интенсивность потока излучения эмиссионной линии MgII h+k, как и было показано в [10], имеет максимальное значение после оптического максимума и достигает минимума (иногда до полного исчезновения) уже на восходящей ветви оптической кривой блеска. На рис.4а, в приводится изменение потока излучения MgII h+k (рис.4а) и кривая изменения блеска звезды Т Сер (рис.4b) для одной и той же эпохи. На рис.4b на кривой блеска звезды T Сер, охватывающей 4 цикла изменения блеска, стрелками показаны положения зарегистрированных максимумов и минимумов потока излучения линий MgII h+k. Как видно из рисунка, изменение потока излучения эмиссионных линий MgII h + k носит периодический характер. Измерение периода по зарегистрированным максимумам приводит к результату P=395<sup>d</sup>.4±15<sup>d</sup>.3. что не сильно отличается от известного периода этой звезды P= 388<sup>d</sup>.14 [1].

Рассмотрено поведение двух интересующих нас линий MgII h + k и MgI 2852 А. Для исключения сильного влияния непрерывного спектра на излучения в этих линиях измерены их эквивалентные ширины. Отметим, что по значениям эквивалентной ширины эти линии сильно отличаются. Эквивалентная ширина (EW) эмиссионной линии MgII h+k в зависимости от фазы изменения блеска звезды изменяется в очень больших пределах - 0-40 Å. тогда как максимальное значение EW линии MgI 2852 Å EW ≤ 1.6Å. Последнее почти в половине случаев наблюдается или на уровне непрерывного спектра, или в поглощении. На рис.5а, b, с для иллюстрации приводится зависимость EW MgII h+k от фазы изменения блеска звезд T Сер (рис.5а) и о Ceti (рис.5b). Рассмотрены усредненные значения EW по фазам для средней синтетической звезды с помощью измерений на всех 295 спектрах и нормированные относительно максимальных значений эмиссионных линий MgII h+k и MgI 2852 Å. Поведение эмиссии в этих линиях для синтетической мириды показано на рис.5с. Отметим, что EW эмиссионной линии MgI 2852 А измерены только на тех спектрах, где они показывают эмиссию. Как видно на рис.4a, b максимальное значение EW MgII h+k для звезд T Сер и о Сеті наблюдается в диапазоне  $\varphi = 0.3 - 0.4$ . Максимальные значения EW MgII h + k для всех 9 звезд распределены в диапазоне  $\varphi = 0.2 - 0.5$ , где чаще всего и наблюдаются кратковременные всплески яркости [14,15,22-24]. На рис.5с видно, что изменения эквивалентных ширин по всей вероятности имеют периодический характер и изменяются так, что максимальные значения EW MgII h + k соответствуют минимальным значениям EW MgI 2852 Å и наоборот. При представлении наблюдательных данных с помощью гауссовского распределения, максимальные значения EW MgII h+k наблюдаются в фазе

 $\varphi = 0.32$ , а минимальные - в  $\varphi = 0.75$ . Выше было показано, что, например, для звезды Т Сер (и для других программных звезд) именно в фазе  $\varphi = 0.7 - 0.8$ наблюдается "горб".



4.2. Изменение ширины линии MgII h и k. Существует определенная корреляция между абсолютной звездной величиной и шириной линий Call h и k, известная как эффект Вилсона-Баппу [25], полученная для звезд спектральных классов G, K и M. Эта линейная корреляция, существующая для звезд в промежутке абсолютных звездных величин  $M_r = -6^m - +10^m$ , показывает, что физические процессы, являющиеся причиной расширения этих линий, имеют фундаментальный характер и, что немаловажно, не зависят от температуры звезды [25]. Диапазон указанных выше абсолютных величин охватывает звезды от красных карликов до сверхгигантов, следовательно, эффект Вилсона-Баппу имеет место также независимо от силы протяжения на поверхности звезды.

Аналогичная эффекту Вилсона-Баппу линейная корреляция получена для звезд поздних спектральных классов G, K, M, также при рассмотрении ширины линии MgII k [26]. Эта линейная корреляция представляется в следующем виде

 $M_{\gamma} = 34.93 - 15.15 \log W_{\text{Mgll k}}$  [26].

В указанный диапазон спектральных классов попадают и мириды, следовательно, полученный эффект [26] должен относиться и к ним. Здесь рассмотрена зависимость ширины линий MgIl h + k от звездной величины для 6 мирид в период изменения их блеска. Яркость мирид в течение одного цикла изменяется в довольно больших пределах. С изменением яркости в течение одного цикла изменяется также и спектральный класс звезды, иногда в довольно больших пределах. Так, например, спектральный класс звезды S Саг в течение одного цикла изменяется от К5е до Мбе. Естественно предполагать, что линейная корреляция, аналогичная эффекту Вилсона-Баппу [26], может иметь место и для мирид во время периодических изменений блеска.

Ширина линий MgII h + k на уровне половины интенсивности с помощью ее представления гауссовским распределением, определяется достаточно уверенно, с точностью до ±1-2Å. Отметим, что нами были использованы только те измерения ширины линии когда коэффициент корреляции при представлении гауссовским распределением больше 0.8.

На рис.6 приводится зависимость ширины линии ( $\log W_{Mall}$ ) от звездной величины для 6 мирид. Как хорошо видно на рисунке, для всех звезд



Рис.6. Зависимость ширины линии (log W<sub>Mall</sub>) от звездной величины *т* для 6 мирид.

существует одинаковая линейная корреляция ширины линии ( $\log W_{\rm MgII}$ ) от яркости (*m*), но во всех случаях, в отличие от эффекта Вилсона-Баппу, ширина линии увеличивается при ослаблении яркости звезды. В среднем полученная линейная корреляция представляется в следующем виде

$$m = A + B \log W_{\text{Mgll h+k}},$$

где A и B положительные числа. По-видимому, существует одинаковый для мирид механизм расширения линий во время изменения их блеска, который сильно отличается от механизма, приводящего к расширению этих линий, согласно эффекту Вилсона-Баппу.

5. Поляризация света мирид. Переменность собственной поляризации света мирид в зависимости от их фазы изменения блеска была обнаружена еще в шестидесятых годах [27]. Эти результаты подтвердились поляриметрическими наблюдениями, полученными в Бюраканской обсерватории [3,28]. Было показано, что у звезды V CVn максимальные значения степени поляризации наблюдаются вблизи минимума блеска, тогда как звезды о Ceti и R Нуа показывают максимальные значения степени поляризации почти в середине восходящей ветви кривой блеска [29]. Анализ данных поляриметрических наблюдений, полученных в Бюраканской обсерватории, позволил заключить, что в среднем высокие значения степени поляризации наблюдаются в середине восходящей ветви кривой [4-6]. Следует отметить, что при вышеупомянутых исследованиях, фазы поляриметрических измерений были опреелены с использованием приведенной в ОКПЗ [1] эпохи максимумов<sup>≰?</sup>

В настоящей работе исследована зависимость степени поляризации от фазы изменения блеска для 27 мирид. Для точного определения фазы получения каждого поляриметрического измерения использованы кривые блеска звезд, построенные на базе данных архива AAVSO [19]. В целом для 27 звезд собрано 430 поляриметрических измерений, что дает возможность исследовать поставленный вопрос как для некоторых отдельных звезд, так и для синтетической долгопериодической переменной. На рис.7а, b, с показана зависимость степени поляризации для звезд Т Сер (рис.7а) и R Aql (рис.7b) и для синтетической звезды с использованием всех 430 поляриметрических измерений, усредненных по фазам изменения блеска (рис.7с).

Максимальные значения степени поляризации для звезд T Сер и R Aql наблюдаются в фазе соответственно  $\varphi = 0.67$  и  $\varphi = 0.85$ , а для средней синтетической звезды - в фазе  $\varphi = 0.7$ , и, минимальные значения в фазах  $\varphi = 0.1 - 0.5$ . По-видимому, как ранее было предположено [6], изменение поляризации света мирид имеет периодический характер с максимумом вокруг  $\varphi = 0.7$ . н.д.меликян



6. Заключение. Основные результаты настоящей работы можно резюмировать следующим образом.

В работе исследована форма кривых блеска долгопериодических переменных звезд на базе данных AAVSO[19] и поведение спектральных и поляриметрических характеристик этих звезд в зависимости от фазы изменения блеска. Анализ потока излучения в резонансных линиях MgII h+k подтверждает ранее полученные результаты о существующей фазовой корреляции потока излучения этих линий [10].

Классификация кривых на простые и сложные [7,21] не является строгим критерием для данной звезды. Изучение кривых блеска звезд из табл.1 на базе данных архива AAVSO [19] показало, что почти у всех звезд наблюдается горбовидное образование в фазе 0.7-0.8, но у одних чаше, а у других реже. Исследована кривая блеска возможного источника энергии, необходимого для образования горба. Предполагается, что источник излучения может быть слабый, быстровращающийся вокруг главной звезды - спутник величиной  $m_{vis} \approx 8^{m}.5$ .

Исследовано поведение потока излучения в эмиссионных линиях MgI и MgII. Полученная фазовая зависимость изменения потока в линиях MgII и ширины линий, их изменения от цикла к циклу, и то, что максимальное значение потока излучения этой линии наблюдается в фазе

400

ф = 0.2 - 0.5, подтверждают ранее полученные результаты [10].

Эквивалентные ширины линий MgI и MgII показывают периодические изменения так, что максимальным значениям *EW* MgII соответствуют минимальные значения *EW* MgI в фазе  $\varphi = 0.2 - 0.5$  и наоборот, в фазе  $\varphi = 0.7 - 0.8$ .

По максимумам потока излучения в линиях MgII можно с достаточной точностью определить период *P* изменения блеска мирид. Однако максимум, определенный по этим линиям, смещен от оптического максимума приблизительно на 0.25*P*.

Изучение изменения ширины линий MgII (log  $W_{MgII}$ ) в разных фазах для 6 мирид показало, что, в отличие от эффекта Вилсона-Баппу [25], ширина линии увеличивается при ослаблении яркости звезды.

На основе богатого наблюдательного материала исследовано поведение изменения степени собственной поляризации света мирид, в основном подтверждающее ранее полученные результаты [4-6,29]. Показано, что для средней синтетической звезды максимальное значение степени поляризации ожидается в фазе  $\varphi = 0.7$ , а минимальное - в фазах  $\varphi = 0.1 - 0.5$ .

Таким образом, сравнение полученных результатов подчеркивает важность фаз  $\varphi = 0.2 - 0.5$  и  $\varphi = 0.7 - 0.8$ . Многосторонние детальные исследования мирид именно в этих фазах изменения блеска могут оказаться весьма важными.

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

## LIGHT CURVES, VARIATIONS OF THE EMISSION LINES MgII h AND k, MgI(2852Å) AND THE LIGHT POLARIZATION OF MIRAS

#### N.D.MELIKIAN

The form of light curves, behaviour of emission lines MgII h and k, MgI (2852 Å) and polarization of light in different phases of brightness variation of Mira type variables are considered. The study of these characteristics confirm the results obtained earlier. The analysis of light curves has shown, that almost all Mira type stars show hump-like formation in half way of the increasing branch of light curve. It is supposed, that this formation can be consequence of a doublisity of the star. It is necessary to note also periodic changes of the above pointed emission lines in inverse phases and dependence of width of lines MgII h + k from the magnitude as new results. On the basis of the analysis

## Н.Д.МЕЛИКЯН

of more than 400 polarimetric measurements it is shown, what the maximal value of polarization of light of separate stars is observed in phases from  $\omega = 0.6$  up to  $\varphi = 0.8$  and for synthetic miras in a phase  $\varphi = 0.7$ .

Key words: Mira:light curves:emission lines

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. П.Н.Холопов и др., Обший Каталог Переменных Звезд, М., Наука, 1985.
- D. Reimers, Circumstellar absorption lines and mass loss from red giants. Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 6th Ser., 8, 369, 1975.
- 3. Р.А.Варданян, Астрофизика, 6, 77, 1970.
- 4. Н.П. Меликян, М.А. Ерицян, А.А. Карапетян, Астрофизика, 38, 359, 1995.
- 5. Н.Л. Меликян, М.А. Ерицян, Астрофизика, 39, 385, 1996.
- 6. *Н.Д. Меликян*, Астрофизика, 39, 541, 1996.
- 7. *Н.Д.Меликян*, Астрофизика, 42, 541, 1999.
- 8. http://www.google.com/search?q=MAST+IUE(http://archive.stsci.edu/iue/)
- 9. B.E. Wood, M. Karovska, Astrophys. J., 543, 922, 2000.
- 10. B.E. Wood, M.Karovska, Astrophys. J., 535, 304, 2000.
- M.I.Perez Martinez, K.-P.Schroder, M.Cuntz, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 414, 418, 2011.
- 12. E.W.Brugel, L.A.Willson, R.Cadmus, in New Insights in Astrophysics: Eight Years of UV Astronomy with IUE (ESA SP-263; Noordwijk: ESA), 213, 1986.
- D.G.Luttermoser, in: Cool Stars, Stellar Systems and the Sun. 9th Cambridge Workshop ASP Conference Series, V.109, eds. R.Pallavicini and A.K.Dupree, 1996.
- 14. C.Magnan, M-O.Menessier, N.D.Melikian, M.H.Eritsian, A.A.Karapetian, IBVS, 4390, 1996.
- 15. C.Magnan, M-O.Mennessier, P. de Laverny, N.D.Melikian, M.H.Eritsian, A.A.Karapetian, IBVS, 4524, 1997.
- 16. C.Magnan, N.D.Meliklan, A.A.Karapetian, Astrofizika, 42, 255, 1999.
- 17. Р.А. Варданян, докторская диссертация, Бюракан, 1987.
- 18. K.Serkowski, S.J.Shawl, Astron. J., 122, 2017, 2001.
- 19. http://www.aavso.org/data-download
- 20. ESA, The Hipparcos Catalogue, Light Curves, v.12, ESA SP-1200, 1997.
- 21. D.E.Mais, R.E.Stencel, D.Richards, JAAVSO (The Journal of the American Association of Variable Star Observers), 33, 48, 2004.
- 22. Н.Д. Меликян, С.Л. Якубов, Астрофизика, 38, 5, 1995.
- 23. P.Maffei, G.Tosti, Astron. J., 109, 2652, 1995.
- 24. P. De Laverny, N. Geoffray, L. Jorda, M. Kopp, Astron. Astrophys., 122, 415, 1997.
- 25. O.C. Wilson, M.K.V. Bappu, Astrophys. J., 125, 661, 1957.
- 26. E.J. Weiler, W.R. Oegerle, Astrophys. J., Suppl. Ser., 39, 537, 1979.
- 27. K.Serkowski, Astrophys. J., 144, 857, 1966
- 28. Р.А.Варданян, Астрофизика, 4, 152, 1968
- 29. K.Serkowski, IAU Colloquium, "New Directions and Frontiers in Variable Star Research", in Bamberg, August 31 September 3, 1971.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

## РАДИАЛЬНАЯ СИСТЕМА ТЕМНЫХ ГЛОБУЛ В SER OB2

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН Поступила 11 апреля 2012 Принята к печати 22 июня 2012

Рассмотрена радиальная система, освещаемая центральными яркими ОВ-звездами. Проведены <sup>12</sup>CO(1-0) наблюдения трех глобул из этой системы. Зарегистрированы три молекулярных облака, которые являются темными глобулами радиальной системы в Ser OB2. Исследована группа ИК-звезд около границы глобулы с ободком (римом). Среди ИК-звезд одна звезда с яркими волокнами является МЗО (молодым звездообразным объектом). В радиальной системе имеются два *М*-образных ярких фронта, находящихся на вершине джета, возможно вылетевшего из звезды Вольфа-Райе WR113. Подобные *М*-образные фронты имеются также у объекта SNO 85.

Ключевые слова: темные глобулы:ИК-звезды:вершина джета

1. Введение. Радиальными системами темных глобул называют системы глобул, в которых глобулы расположены радиально относительно центральных звезд, вызвавших эту ориентацию. Глобулы в радиальных системах бывают с римами (яркими ободками) и без них. Согласно [1], радиальные системы бывают двух видов. 1. Системы с областью НІІ и с центральными звездами типа OB. 2. Системы без области НІІ и без центральных ранних звезд. По времени системы типа 1 являются более ранними. В данной статье рассматривается система типа 1, система N11 из [2].

2. Радиальная система N11. Система N11 находится в ассоциации Ser OB2. В [3] для этой ассоциации приводится расстояние ~2000 пк, значит и радиальная система находится на этом расстоянии. В системе N11 встречаются как глобулы с римами, так и глобулы без римов. Относительно системы N11 из [2] можно отметить, что в [2] неточно отмечены центральные звезды. В табл.1 приводятся данные о пересмотренных центральных звездах системы N11. В первом столбце табл.1 дан порядковый номер звезды, во втором и третьем столбцах - координаты звезд, в 4-8 - цвета звезд, в 9 спектр звезд (данные взяты из Vizier).

Как видно из табл.1, цвета звезды 3 очень похожи на цвета звезды 1, отсюда можно заключить, что спектры этих звезд почти одинаковы, т.е. звезда 3 тоже класса В. Это означает, что все три центральные звезды радиальной системы N11 являются ОВ-звездами. Как известно, в радиальных системах типа 1 центральные звезды являются звездами типа О или

## А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН

Таблица 1

	СИСТЕМЫ N11									
N	α(2000)	δ(2000)	V	B - V	J	J - H	H - K	Sp		
1	18 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 31 <sup>s</sup> .50 18 17 31.68	-12°06'18".0 -12 06 21.0	9.515 9.61	0.764 0.92	7.342	0.277	0.149	B OB		

10.425

### ДАННЫЕ О ЦЕНТРАЛЬНЫХ ЗВЕЗДАХ РАДИАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ N11

0.748

8.399

0.247

0.128

ранними В-звездами, что необходимо для образования радиальной системы и для поддержания ионизации области НІІ вокруг этих звезд (звезды 1, 2 и 3 отмечены на рис.1).



Рис.1. DSS2 *R* изображение радиальной системы N11. a, b - ионизационные фронты, 1, 2, 3 - соответствующие звезды из табл.1. Размеры изображения 54' x 54', север наверху, восток слева.

3. М-образные яркие ионизационные фронты в ассоциации Ser OB2. Интересной особенностью системы N11 является наличие двух М-образных ярких фронтов (объекты а и b на рис.1). Эти ионизационные фронты могли образоваться в среде, выброшенной из звезды Вольфа-Райе WR113, так как они перпендикулярны направлению на звезду WR113. Возможно, что эти ионизационные фронты являются вершинами джетов.

Радиационное охлаждение, вызванное столкновительным возбуждением и рекомбинациями, может фактически быть важным для энергетического баланса джетов, ассоциированных с МЗО и НН-объектами. В [4] было проведено детальное изучение охлаждающихся джетов, употребив численное моделирование для цилиндрически симметричных неадиабатических джетов. Как известно, звездные джеты были наблюдены во многих областях, где

3

18 17 33.67

-12 05 42.8

образуются звезды малых масс. Эти джеты наблюдаются с помощью эмиссионных линий с малым возбуждением, например [SII], которые образуются в газе, нагреваемом в непрозрачных ударных фронтах внутри сверхзвукового пучка. Эти джеты хорошо коллимированы, с углами раствора в несколько градусов, сверхзвуковые, с числом Маха М~20 и температурой 7~10 К [4]. Наблюдения свидетельствуют, что многие, если не все ННобъекты связаны с джетами. Давая плотность (~10 - 100 см-3) и скорость ударного фронта (~50 - 200 км/с), типичную для звездных джетов и ННобъектов, получается, что время охлаждения нагреваемого ударным фронтом газа часто меньше динамического возраста этих объектов [4]. Отсюда вытекает, что предположение об адиабатическом газе неприемлемо, нужно рассматривать радиационные ударные фронты. Интерпретация НН-объектов с помощью радиационных ударных фронтов, как впервые было предложено Шварцем [5], обеспечило хорошее совпадение с наблюдаемым отношением линий. Большинство НН-объектов не видны как явные дугообразные ударные фронты в вершине ярких звездных джетов. Вычисления показывают [6], что некоторые из этих сложных, часто разделенных на облачка, эмиссионных объектов могут быть ассоциированы с активной поверхностью в вершине звездных джетов. Динамическая оболочка в вершине джета часто превращается в несколько маленьких сгустков повышенной плотности, образуя группу эмиссионных объектов, напоминающую группу объектов НН. Когда оболочка начинает разрушаться, сгустки фактически возникают из одной оболочки и все еще динамически ассоциируются с активной поверхностью джета. В [6] вывели, что эта эволюция может привести к отдельным эмиссионным сгусткам, показывающим значительную разницу в собственных скоростях, хотя они произошли из той же газовой оболочки. Сходный механизм разрушения оболочки может быть вызван нестабильностью Рэлея-Тейлора из-за прохождения джета через среду с большим градиентом плотности. Можно предположить, что джет на стороне НН2 недавно достиг области более низкой плотности, из-за чего оболочка джета разрушилась, образуя несколько сгустков с довольно большой разницей в скоростях (то есть сам объект HH2) [6]. В [7] нами были рассмотрены объекты НН1, НН2 и НН39, представляющие группы сгустков, скорости которых разительно отличаются друг от друга. В системе центра инерции скорости этих сгустков исходят из одного центра, что близко к вышеизложенной теории образования комплексных НН-объектов путем разрушения эмиссионной оболочки джета [7]. Значения скоростей тел, распад которых приводит к образованию групп сгущений, получаются довольно близкими: 240 км/с для HH1, 175 км/с для HH2 и 218 км/с для ННЗ9 (эти значения близки к приведенной выше скорости максимального ударного фронта - ~200 км/с). Близки также значения средних скоростей

сгушений в системе центра инерции: 63 км/с для HH1, 71 км/с для HH2 и 114 км/с для HH39 [7]. В [8] приводится случай наличия двух, отличающихся на ~200 км/с, радиальных скоростей у HH46. Возможно, что у этого объекта два сгущения еще не успели пространственно разделиться.

В струе, выброшенной из ядра галактики NGC5128, имеется компактная группа эмиссионных сгушений со значительным разбросом скоростей [9]. Можно предположить, что эта группа эмиссионных сгустков также образовалась путем распада ионизационного фронта в вершине сверхзвукового джета, выброшенного из ядра галактики.

Морфология сверхзвуковых джетов (адиабатических или охлаждаемых) может быть разделена на несколько структур: сверхзвуковой пучок, кокон сжатого газа пучка, сжатый окружающий газ и ведущий дугообразный ударный фронт. Термин джет употребляется довольно свободно, обычно для описания всей структуры, но иногда только для сверхзвукового газа [4].

Намного более превалирующим свойством охлаждаемых джетов (на самом деле это наиболее удивительный результат приближений) является динамическая нестабильность плотной оболочки в вершине джета. Рис.4 [4] описывает типичное разрушение оболочки джета через динамическую нестабильность. В этом особом случае начальная деформация оболочки вызвана неравномерным охлаждением позади ударного фронта джета. Отклоненный джет входит в пучок с высоким давлением в коконе. образуя кольцо более плотного газа вокруг границ пучка. Это делает расстояние охлаждения позади ударного фронта джета меньше на границе пучка, чем в его центре. Быстрое охлаждение окружающего газа ведет к образованию кольца плотного вещества в области постшока, образуя отверстие, через которое более разреженный, охлажденный газ выталкивается давлением постшока. Когда это отверстие сжимается, то действует как сопло де Лаваля, ускоряя горячий газ к сверхзвуковым скоростям. В процессе ускорения оболочки начинают расти нестабильности Рэлея-Тейлора. образуя иррегулярности в оболочке (см. рис.4 в [4]). На рис.4 [4] можно видеть разные профили вершины джета, на рис.4d профиль *М*-образный. как и у отмеченных нами ионизационных фронтов в ассоциации Ser OB2. Как отмечено в [4], профиль на рис.4d имеет возраст ~1500 лет.

Последующее расфокусирование джета уменьшит введенный в [4] параметр охлаждения для джета  $\chi_j$ , делая охлаждение более важным и снова уменьшая давление кокона. Сильное охлаждение уменьшает давление кокона, которое ограничивает пучок, давая ему расширяться до точки, где охлаждение уже недостаточно сильное, чтобы уменьшить давление кокона и пучок опять будет ограничен коконом. Расширение пучка также будет остановлено, если давление джета упадет достаточно ниже давления окружающего газа [4]. Отсюда можно заключить, что при расширении

джета температура упадет и вместо оптического фронта мы увидим фронт, видимый в радиодиапазоне, причем размеры этого радиофронта будут больше размеров оптического фронта.

Направление на звезду Вольфа-Райе WR113 перпендикулярно ионизационным фронтам *a* и *b*, что подтверждает предположение об ионизационных фронтах как о вершине джета, выброшенного из WR113.

Следует отметить, что имеется еще один случай наличия двух *М*образных фронтов - около объекта SNO85 (объекты *a* и *b* на. рис.2). Имеется радиоисточник, который примерно совпадает с фронтом a (см. рис.3) и имеет сходную структуру, но в два раза больше по размерам. Этот источник VLA2 был найден в результате VLA наблюдений на волне 3.6 см. Можно предположить, что эта радиоструктура является фронтом,



Рис.2. DSS2 *R* изображение объекта SNO85. a, b - *М*-образные ионизационные фронты, 1 - звезда с выбросами. Размеры изображения 6'х 6', север наверху, восток слева.



Рис.3. Радиоисточник VLA 2. ИК источник IRAS17547-1832 (большой крест) и микронный источник MSX 6 (малый крест) на 2MASS К изображении объекта SNO85.

образованным при расширении джета, что, как указано выше, приводит к снижению температуры и к увеличению размеров фронта.

Что касается второго случая наличия ионизационных фронтов у объекта SNO85, то вероятным источником этого джета может быть звезда 1 с выбросами (см. рис.2). Направление на эту звезду перпендикулярно *М*образным джетам у SNO85.

4. <sup>12</sup>CO(1-0) наблюдения темной глобулы с римом. Наблюдения проведены на 15-м SEST (Швеция - ESO субмиллиметровый телескоп) телескопе в Серро Ла Силлья, Чили. На 111GHz диаграмма направленности телескопа 45" и эффективность пучка 0.70, использована частотная модуляция. Наблюдения в направлении источника были проведены с пространственными интервалами в 40".

На рис.4 даны изображения темной глобулы с римом и двух соседних темных глобул.



Рис.4. DSS2 *R* изображение глобулы с римом из радиальной системы N11.1 - глобула с римом, 2 - глобула к западу от 1, 3 - глобула к востоку от 1. Размеры изображения 6'х 6', север наверху, восток слева.

На рис.5 приводятся спектры <sup>12</sup>СО(1-0) наблюдений темной глобулы с римом и ее окрестностей.

На основании данных рис.5 можно найти распределение скоростей в исследованной области. Ниже приводится табл.2, в которой ячейки соответствуют ячейкам на рис.5. В ячейках табл.2 помещены радиальные скорости в км/с.

Как видно из табл.2, радиальные скорости группируются около трех значений: 1. 29.4 км/с; 2. 30.6 км/с; 3. 32.8 км/с. Первое значение скорости встречается начиная со второго столбца, занимая верхние строчки, а в последних двух столбцах занимает все строчки. Второе значение скорости

408



начинается со второго столбца и доходит до предпоследнего, занимая нижние строчки. Третье значение скорости встречается в столбцах 5, 6 и

Рис.5. <sup>12</sup>CO(1-0) спектры темной глобулы с римом и ее окрестностей. Координаты центра  $\alpha(2000) = 18^{h}16^{m}58^{s}.1$ ;  $\delta(2000) = -12^{\circ}13'42''.2$ .

7. Если мы сравним расположение глобул на рис.4 с расположением радиальных скоростей в табл.2, то можем заключить, что скорость глобулы 1 примерно ~29.4 км/с, скорость глобулы 2 ~30.6 км/с и скорость глобулы 3 ~32.8 км/с: глобула с римом 1 находится в центре, маленькая глобула 2 расположена к западу от этой глобулы, а глобула 3 - к востоку от центральной глобулы. Это расположение глобул соответствует расположению радиальных скоростей в табл.2.

Таблица 2

	28.8	28.8	29.1	29.4	29.7; 32.2	29.4; 32.8
-		28.8	28.8	29.1	29.7; 32.5	29.4; 32.5
	a de la com	28.8	29.1	29.1	29.4; 32.5	29.4; 32.5
non 7	TIL NOH	30.6	29.4	29.1	29.4	29.4; 32.5
	- U1	30.6	30.6	28.5; 30.6	29.1	29.4; 32.5
-		30.6	30.3	28.2; 30.6	28.8; 30.9; 33.5	29.4; 32.5
PALITICO .		30.6	30.3	30.3; 33.5	28.2; 30.9; 34.1	29.1; 31.9

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ВОКРУГ ТЕМНОЙ ГЛОБУЛЫ С РИМОМ

5. ИК-звезды на краю темной глобулы. Около края темной глобулы с римом находится группа ИК-звезд (1 на рис.6). В табл.3 представлены цвета этих звезд. В первом столбце таблицы приведены номера звезд, в столбцах 2 и 3 - координаты этих звезд, в столбцах 4 - 6 - цвета

409

звезд (данные взяты из Vizier). В темной глобуле расположена также интересная ИК-звезда с волокнами (звезда 2 на рис.6). В табл.3 это звезда 8.

Таблица 3

инфракрасные звезды в темной глобуле с римом

N	α(2000)	δ(2000)	J	J - H	H - K
1	18 16 58.082	-12 13 42.54	13.997	1.299	1.223
2	18 16 58.089	-12 13 33.36	15.654	1.035	0.924
3	18 16 58.159	-12 13 38.53	15.625	2.861	1.496
4	18 16 58.209	-12 13 40.46	13.893	1.349	1.087
5	18 16 58.304	-12 13 34.47	15.276	1.081	0.824
6	18 16 58.58	-12 13 37.85	14.682	1.147	1.052
7	18,16.58.597	-12 13 41.34	15.479	1.836	1.164
8	18 16 57.99	-12 12 11.24	14.671	2.791	2.030



Рис.6. 2MASS К изображение глобулы с римом. 1 - группа ИК-звезд, 2 - ИК-звезда с яркими волокнами. Размеры изображения 6'х 6', север наверху, восток слева.

6. Заключение. Исследована радиальная система темных глобул в ассоциации Ser OB2. Уточнены центральные звезды этой системы, которые оказались типа OB. В <sup>12</sup>CO(1-0) пронаблюдена окрестность одной из темных глобул радиальной системы, обнаружено наличие трех молекулярных облаков с различными скоростями. Исследована группа ИК-звезд, расположенных около границы темной глобулы. Одна из этих звезд имеет яркие волокна и ИК-цвета, типичные для МЗО. В радиальной системе находятся два ярких *М*-образных ионизационных фронта, которые по-видимому являются головным фронтом джета, выброшенного из звезды типа Вольфа-Райе WR113, расположенной в ассоциации Ser OB2. Фронты перпендикулярны направлению на WR113. Сходные *М*-образные фронты найдены около

#### объекта SNO85.

Автор выражает благодарность проф. Х.Маю (университет Чили, кафедра астрономии, Сантьяго, Чили) за проведение наблюдений на SEST телескопе, а также доктору К.Караско-Гонсалесу за предоставление данных наблюдений на телескопе VLA.

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

## RADIAL SYSTEM OF DARK GLOBULES IN SER OB2

#### A.L.GYULBUDAGHIAN

Radial system of dark globules illuminated by central bright OB stars is investigated. <sup>12</sup>CO(1-0) observations of three globules from this system are carried out. Three molecular clouds are registered, which are dark globules of radial system in Ser OB2. A group of IR stars, situated at the edge of a globule with rim is investigated. Among IR stars one star with bright filaments is a YSO (young stellar object). In radial system two M-shaped bright fronts which are situated at the head of a jet, probably escaping from the W-R type star WR113, are situated. Similar M-type fronts are also situated near the object SNO 85.

Key words: dark globules: IR stars. head of jet

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.Л.Гюльбудагян, Астрофизика, 36, 313, 1993.
- 2. А.Л.Гюльбудагян, В.А.Акопян, Астрофизика, 33, 396, 1990.
- 3. I. Ruprecht, B. Balazs, R. E. White, Catalogue of star clusters and associations, Suppl. I, Budapest, 1970.
- 4. J.M.Blondin, B.A.Fryxell, A.Konigl, Astrophys. J., 360, 370, 1990.
- 5. R.D.Schwartz, Astrophys. J., 195, 631, 1975.
- 6. J.M.Blondin, A.Konigl, B.A.Fryxell, Astrophys. J., 337, L37, 1989.
- 7. А.Л.Гюльбудагян, Астрофизика, 20, 115, 1984.
- 8. M.A. Dopita, Astrophys. J. Suppl. Ser., 37, 117, 1978.
- 9. P.Osmer, Astrophys. J., 226, L76, 1978.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХГИГАНТА ОЗІГ Суд ОВ2 №7 ПО СПЕКТРАМ УМЕРЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

#### О.В.МАРЬЕВА<sup>1</sup>, Р.Я.ЖУЧКОВ<sup>2</sup> Поступила 18 мая 2012 Принята к печати 22 июня 2012

Мы рассмотрели возможность использования спектров с умеренным спектральным разрешением для определения параметров атмосфер горячих звезд с помощью численного моделирования. В качестве пробного объекта мы выбрали звезду Суд OB2 №7 и провели ее спектроскопию на Российско-Турешком телескопе PTT150 ( $\lambda/\Delta\lambda = 2500$ ). С помощью кода CMFGEN была построена модель атмосферы Суд OB2 №7. Мы впервые зарегистрировали в спектре Суд OB2 №7 линии NIV  $\lambda\lambda7103.2 - 7129.2$  и использовали их для определения физических параметров в ветре. Темп потери массы, измеренный по линии На, выше темпа потери массы, измеренного по ветровым линиям, что говорит о неоднородности ветра, вызванной, по-видимому, вращением.

#### Ключевые слова: атмосферы звезд:фундаментальные параметры:звезды ранних типов:Суд OB2 №7

1. Введение. Благодаря внеатмосферным наблюдениям, еще в 60-е годы XX в. в ультрафиолетовых спектрах О-звезд были обнаружены линии с Р Суд профилем, свидетельствующие о наличии сверхзвукового ветра. Это открытие позволило оценить темп потери массы за счет звездного ветра. Дальнейшие исследования показали, что массивные звезды (>  $50 M_{\Theta}$ ) в виде ветра теряют существенную часть своего вещества (почти половину) на стадии Главной Последовательности диаграммы Герцшпрунга-Рассела. Со временем ветровые линии (или детали профилей) были обнаружены и в видимом диапазоне при наземных наблюдениях с высоким спектральным разрешением.

Следующим важным шагом для астрофизики стало открытие нового метода определения расстояний - использование отношения светимости звезды к ветровому моменту (см. [1], - так называемый WLR-метод ("wind momentum-luminosity relation")). Но, как показывает мониторинг спектров избранных О-сверхгигантов, ветры горячих звезд неоднородны и переменны во времени (см., например, [2]). Поэтому в задаче определения светимостей важно получить средние, статистически достоверные характеристики ветровых деталей в спектрах немногочисленных О-сверхгигантов. Значительная доля этих звезд доступна наблюдениям только с умеренным спектральным разрешением. Кроме этого, следует иметь в виду, что коротковолновые спектры могут быть ослаблены за счет межзвездного и околозвездного поглощения.

В данной работе предпринята попытка моделирования избранных линий в наиболее доступном варианте наблюдений - с умеренным спектральным разрешением, в красном диапазоне длин волн. В качестве тестового объекта выбран сверхгигант O3If. Cyg OB2 №7, спектр которого в синей части имеет значительное покраснение ( $A_{\nu}$ = 5.4 [3]). Благодаря тому, что звезда входит в ассоциацию Cyg OB2 [4, 5], мы можем получить независимую оценку светимости.

В следующем разделе мы опишем данные наблюдений и их обработку. В разделе 3 расскажем о построении модели, обсудим полученные результаты и сравним их с предыдущими работами. Выводы изложены в разделе 4.

2. Наблюдения и обработка данных. В феврале-марте 2012г. были проведены наблюдения Суд ОВ2 №7 на 1.5-м Российско-Турецком телескопе РТТ150, установленном на горе Бакырлытепе (высота 2500 м) в Турции, национальная обсерватория ТЮБИТАК. Спектр в широком диапазоне длин волн (4200 + 8000Å)-был получен на подвесном приборе TFOSC (TUBITAK Faint Object Spectrograph and Camera<sup>1</sup>) в фокусе Кассегрена. Спектральное разрешение  $\lambda/\Delta\lambda = 2500$ . В суммарном спектре отношение сигнала к уровню шумов S/N=100 для синего участка (5000 Å) и 200 для красной области (7000 Å). Как было сказано выше, спектр объекта сильно поглощен в коротковолновом диапазоне. Для уверенного моделирования слабых линий требуется довольно высокое (более 100) отношение S/N, что, в нашем случае, реализовывалось только для красной области спектра с  $\lambda > 5000Å$ . В этой области мы и будем рассматривать спектр.

Редукция и обработка производилась стандартным образом в пакете DECH [6].

В полученном спектре наблюдаются эмиссионные линии: CIV λλ5801.3, 5812, NIV λλ6214, 6219. А также, мы впервые зарегистрировали в спектре Cyg OB2 №7 линии - NIV λλ7103.2 – 7129.2, которые возникают при переходе из состояния 1s<sup>2</sup>2s3d в 1s<sup>2</sup>2s3p. Эти эмиссионные линии характерны для спектров ранних звезд Вольфа-Райе азотной последовательности (WN) и используются для спектральной классификации WN. По опубликованным спектрам О-звезд в области 7000 + 8000ÅÅ можно сделать вывод, что NIV λλ7103.2 – 7129.2 присутствуют только в спектрах сверхгигантов O2-O5. Как показывают модельные расчеты, эти линии формируются при *T*. > 38000 K [7].

3. Результаты моделирования. Для определения физических параметров атмосферы Суд OB2 №7, мы использовали программу CMFGEN, созданную J.D.Hillier [8]. В этой программе уравнения переноса в сфери-

www.tug.tubitak.gov.tr/rtt150\_tfosc.php

чески расширяющейся среде решаются или в соболевском приближении, или в сопутствующей системе координат (CoMoving Frame приближение). В CMFGEN учитывается покровный эффект, Оже-ионизация, клампинг (мелкомасштабная неоднородность среды). Для каждой модели задается гидростатический радиус звезды R., светимость L., масса M, темп потери массы  $\dot{M}$ , терминальная скорость ветра  $v_{\infty}$  и содержание элементов  $Z_1$ .

В качестве исходной модели мы взяли модель звезды AV 83 (O7 laf), рассчитанную в работе Hillier et al. [9], и стали плавно изменять параметры L, R, и  $\dot{M}$ .

В наших расчетах мы полагали, что:

- Объемный филлинг фактор  $f_{\infty}$ , величина характеризующая неоднородность среды, как и в исходной модели, равен 0.1.

- Скорость ветра изменяется с радиусом по β-закону и υ<sub>∞</sub> = 3080 км/с (значение взято из работы Herrero et al. [10]).

- В атмосфере содержатся H, He, C, N, O, S, Si, P и Fe.

- Содержание S, Si, P и Fe - солнечное.

- Содержание H, He, C, N, O - такое же, как в исходной модели  $([X(N)/X(N)_{\Theta}] \sim 3, [X(C)/{X(C)_{\Theta}} \sim 0.08, [X(O)/{X(O)_{\Theta}} \sim 0.09.$ 

Для точного определения светимости, мы использовали фотометрические данные. Рассчитанный модельный спектр мы сначала пересчитывали на расстояние до ассоциации Cyg OB2 (1.5 кпк [11]), а затем добавляли межзвездное поглошение с помошью программы fm-unred (W.Landsman), которая использует кривые поглощения, построенные в работе Fitzpatrick



Рис.1. Слева: сравнение наблюдаемого профиля  $H\alpha$  + HeII  $\lambda$ 6560 (сплошная линия) с моделями, полученными в данной работе. Пунктирная линия - модель с  $\beta = 1$  и  $\dot{M}_{cl} = 2 \times 10^{-6} M_{\odot}/$ год. штриховая - модель с  $\beta = 1$  и  $\dot{M}_{cl} = 2.5 \times 10^{-6} M_{\odot}/$ год. Слева от На наблюдается еще одна линия HeII  $\lambda$ 6527, справа - DIB  $\lambda$ 6113. Справа: сравнение теоретического и наблюдаемого профиля  $H\alpha$  + HeII  $\lambda$ -560 из работы [14].

[12].  $A_{\nu} = 5.4$ , эта величина взята из работы [3]. После чего расчетные спектры мы сворачивали с кривой пропускания фильтра V и сравнивали с наблюдаемой  $m_{\nu}$  ( $m_{\nu} = 10^{m}.5$  [13]).

В результате, для описания наблюдаемого спектра (профиль  $H\alpha$  + Hell  $\lambda$ 6560) мы построили модель с  $L_{\bullet} = (1.1 \pm 0.1) \times 10^6 L_{\odot}$ ,  $R_{\bullet} = 16.5 R_{\odot}$ ,  $T_{\bullet} = 44 \pm 1 k$  K,  $\beta = 1$ .  $R_{\bullet}$  - радиус звезды, соответствующий внутренней границе атмосферы, расположенный, приблизительно на  $\tau \sim 20$ .  $T_{\bullet}$  - эффективная температура на радиусе  $R_{\bullet}$ , связанная со светимостью соотношением  $L_{\bullet} = 4\pi R_{\bullet}^2 \sigma T_{\bullet}^4$ . Темп потери массы  $\dot{M}_{cl} = (3 \pm 0.5) \times 10^{-6} M_{\odot}$  /год. Неклампированный темп потери ( $\dot{M}_{uncl}$ ) массы связан с клампированным ( $\dot{M}_{cl}$ ) соотношением:  $\dot{M}_{uncl} = \dot{M}_{cl} \cdot f^{-1/2}$ .

На рис.1 показано сравнение расчетного и наблюдаемого профиля Н $\alpha$  + HeII  $\lambda$ 6560. Скорость вращения звезды  $V \sin I = 105 \text{ км/c}$  [14]. Для того чтобы учесть вращение звезды и спектральное разрешение прибора ( $\Delta\lambda = 2\text{\AA}$ ), мы свернули расчетный спектр с гауссианой, полуширина (FWHM) которой равна 2.65 Å.

Однако, для того чтобы описать профили ветровых линий CIV  $\lambda\lambda 5801.3$ , 5812 и NIV  $\lambda\lambda 7103.2 - 7129.2$ , нам пришлось построить модель с более пологим скоростным законом  $\beta = 2$  (рис.2) и более низким темпом потери массы  $\dot{M}_{cl} = (3 \pm 2) \times 10^{-7} M_{\Theta} / год.$ 

Сравним полученные результаты с предыдушими исследованиями Суд OB2 №7. Негтего et al. [14] исследовали спектр Суд OB2 №7 в широком диапазоне длин волн (4000+6700ÅÅ) с помощью программы FASTWIND [15,16] с учетом покровного эффекта. Полученные ими результаты для



Рис.2. Слева приведен профиль NIV  $\lambda\lambda7103.2 - 7129.2$ , справа - CIV  $\lambda\lambda5801.3$ , 5812. Наша модель ( $\beta = 2$ ,  $\dot{M}_{cl} = 6 \times 10^{-7} M_{\odot}$ /год) показана штрихпунктирной линией. В наблюдаемом спектре присутствуют DIB  $\lambda\lambda5797.03$ , 5809.10.

линии На приведены справа на рис.1. В табл.1 собраны параметры наших моделей и параметры, полученные в работе [14].  $R_{2,3}$  - радиус, на котором оптическая глубина т становится равной 2/3,  $T_{2,3}$  - эффективная температура объекта на  $R_{2,3}$  (при гипотезе лучистого равновесия). Мы видим, что наши

Таблица 1

יישטאנאניים אניים איניים א	<i>T</i> . [kK]	R, [R <sub>0</sub> ]	T <sub>e</sub> [kK]	R <sub>2/3</sub> [R <sub>0</sub> ]	<i>L</i> [10 <sup>4</sup> <i>L</i> <sub>θ</sub> ]	<i>Й <sub>илсі</sub></i> [10 <sup>-4</sup> <i>М</i> <sub>Ө</sub> /год]	<i>∪</i> Км/с	β
Модель I На	45	16.5	44.5	17	1 moot	7.9	3080	1
Модель 2 NIV, CIV	45	16.5	44.5	17.3	1	0.95	3080	2
Cyg OB2 №7	45.5	14.6	16,00	24. 65.45	0.813	9.86	3080	0.9

## ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

• Эти данные взяты из работы [14].

оценки, полученные по линии На, хорошо согласуются с измерениями [14]. Стоит отметить, что в работе [14] моделирование азотных и углеродных эмиссионных линий не проводилось. Таким образом, обнаруженное нами различие в параметрах, определенных по линии На и ветровым линиям, не противоречит предыдущим работам.

Врашение звезд ранних типов, ветры которых сформировались под действием давления излучения в линиях, приводит к интересным эффектам. Наиболее известен эффект накапливания оттекающего вещества вблизи плоскости экватора. При этом возникает отклонение от сферическисимметричной формы, и даже формируется истекающий (outflowing) диск [17]. Такие диски обнаружены у звезд B[e] и Be [18]. Асимметричные ветры найдены у объектов, эволюционно связанных с О-звездами: Luminous Blue variables (LBV) [19,20] и WR-звезд [21]. Более того, с помощью численного моделирования [22] показали, что плотность ветра *q*WR звезды HD 45166 изменяется с широтой. Мы предполагаем, что обнаруженное нами различие в моделях, построенных для H $\alpha$  и линий CIV и NIV в спектре Cyg OB2 №7, связано с широтной неоднородностью ветра сверхгиганта, возникающей из-за вращения (*V*sin*I* = 105 км/с).

4. Выводы. С помощью программы CMFGEN по спектру, полученному на РТТ150, мы определили физические параметры (светимость, температуру и темп потери массы) одной из самых горячих звезд нашей Галактики Суд ОВ2 №7. Атмосфера объекта обогащена азотом. Мы показали, что ветер Суд ОВ2 №7 неоднородный. Суд ОВ2 №7 - еще одна звезда, у которой обнаружена зависимость плотности ветра от широты. Хорошее согласие параметров Суд OB2 №7, определенных в данной работе, с параметрами, измеренными по спектрам в более широком диапазоне длин волн [14], говорит о том, что, применяя надежные коды, такие как CMFGEN, по спектрам умеренного разрешения в красной области можно достаточно точно оценивать параметры атмосфер горячих звезд. В спектрах горячих звезд в красной области присутствуют линии, формирующиеся в звездном ветре. Таким образом, при наличии матрицы, чувствительной в красном диапазоне, спектры умеренного разрешения можно использовать не только для исследования сильных фотосферных линий, но и для изучения ветровых особенностей, при мониторинге спектральной переменности.

О.Марьева благодарит John D.Hillier за его прекрасную программу СМГGEN, которая применялась для анализа данных, а также С.В. Карпова за помощь в проведении расчетов. Работа О.М. поддержана программой "Кадры" (госконтракт 14.740.11.0800) и Российским Фондом Фундаментальных исследований (грант РФФИ-11-02-00319-а). Р.Ж. благодарит за поддержку Российский Фонд Фундаментальных исследований (грант РФФИ-10-02-01145), ТЮБИТАК и КФУ за частичную поддержку в использовании РТТ-150.

- ' Специальная астрофизическая обсерватория, Россия, e-mail: olga.maryeva@gmail.com
- <sup>2</sup> Кафедра астрономии и космической геодезии Казанского (Приволжского) федерального университета, Россия, e-mail: zhr@ksu.ru

## MEDIUM RESOLUTION OPTICAL SPECTROSCOPY OF O3If Cyg OB2 №7

### O.V.MARYEVA', R.Ya.ZHUCHKOV<sup>2</sup>,

We considered a possibility of using medium resolution spectroscopy for studies of extremely luminous stars. We chose Cyg OB2 No7 as a test object and obtained its spectrum at Russian - Turkish telescope RTT150 ( $\lambda/\Delta\lambda = 2500$ ). Using the radiative transfer code CMFGEN, we determined the physical parameters of the stellar atmosphere. We first detected NIV  $\lambda\lambda7103.2 - 7129.2$ lines in the spectrum of Cyg OB2 No7. These lines were used to estimate of physical conditions at the wind. The mass loss rate determined from H $\alpha$  is higher than the rate determined using winds lines. It is evidence of heterogeneous of wind, which is created by rotating.

Key words: stars:atmospheres:early-types stars:fundamental parameters individual:Cyg OB2 №7

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. R.P.Kudritzki, J.Puls, D.J.Lennon et al., Astron. Astrophys., 350, 970, 1999.
- 2. S.P.Owocki, Astrophys. Space Sci., 221, 3, 1994.
- 3. D.C.Kiminki, H.A.Kobulnicky, K.Kinemuchi et al., Astrophys. J., 664, 1102, 2007.
- 4. V.G. Klochkova, E.L. Chentsov, A.S. Miroshnichenko, in Proceedings of the International Astronomical Union "Active OB stars:structure, evolution, mass loss and critical limits" 272, 400, 2011.
- 5. V.G.Klochkova, E.L.Chentsov, Astron. Rep., 48, 1005, 2004.
- 6. Г.А.Галазутдинов, DECH 2.0, Препринт Специальн. астрофиз. обсерв., 1996.
- 7. О. V. Maryeva, V.G. Klochkova, E.L. Chentsov, отправлена в печать.
- 8. D.J.Hillier, D.L.Miller, Astrophys. J., 496, 407, 1998.
- 9. D.J.Hillier, T.Lanz, S.R.Heap et al., Astrophys. J., 588, 1039, 2003.
- 10. Herrero, J.Puls, L.J.Corral et al., Astron. Astrophys., 366, 623, 2001.
- 11. A.M.Mel'nik, A.K.Dambis, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 400, 518, 2009.
- 12. E.L.Fitzpatrick, Publ. Astron. Soc. Pacif., 111, 63, 1999.
- 13. База данных Simbad, http://http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/
- 14. Herrero, J.Puls, F.Najarro, Astron. Astrophys., 396, 949, 2002.
- 15. A.E.Santolay-Rey, J.Puls, A.Herrero, Astron. Astrophys., 323, 488, 1997. 16. J.Puls, Astron. Astrophys., 435, 669, 2005.
- 17. Henny J.G.L.M.Lamers, Joseph P.Cassinelli, Introduction to Stellar Winds, Cambridge, UK: Cambridge University Press, June 1999.
- 18. F.-J.Zickgraf, B.Wolf, O.Sthal et al., Astron. Astrophys., 143, 421, 1985.
- 19. J.H.Groh, D.J.Hillier, A.Damineli, Astrophys. J., 638, L33, 2006.
- 20. J.H.Groh, T.I.Madura, S.P.Owocki et al., Astrophys. J., 716, L223, 2010.
- 21. T.J.Harries, D.J.Hillier, I.D.Howarth, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 296, 1072, 1998.
- 22. J.H.Groh, A.S.Oliveira, J.E.Steiner, Astron. Astrophys., 485, 245, 2008.

## АСТРОФИЗИКА

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

# ИСТОЧНИК ЭНЕРГИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

#### Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН Поступила 8 июня 2012

Рассмотрена вихревая структура сверхтекучего ядра нейтронной звезды с учетом остаточного (*RP*) и генерированных (полоидального (*GP*) и тороидального (*TP*)) магнитных полей. Движение вихревой структуры к гранише ядра и коры при замедлении звезды приводит к образованию двух локальных "магнитных шапок", где магнитное поле со временем увеличивается и достигает значения второго критического поля. Показано, что интенсивность энерговыделения в магнитной шапке из-за "схлопывания" магнитного поля порядка интенсивности радиоизлучения пульсаров.

Ключевые слова: пульсары:радиоизлучение

**TOM 55** 

1. Введение. Общепринятой моделью пульсара является вращающаяся нейтронная звезда с массой *М* ≈ *M*<sub>☉</sub> и радиусом *R* ≈ 10 км, обладающая дипольным магнитным полем, момент которого порядка  $\mathcal{M} \approx 10^{30}$  Гссм<sup>3</sup> и ось которого наклонена к оси вращения звезды. Так как в течение жизни пульсара во внутреннем строении нейтронной звезды существенных изменений не происходит, то, естественно считать, что источником энергии электромагнитного излучения пульсара является энергия вращения звезды. Поэтому наблюдаемое торможение вращательного движения пульсара  $\dot{\Omega}/\Omega \sim 10^{-18} - 10^{-13} \text{ c}^{-1}$ , где  $\Omega$ и Ω - угловая скорость и ее временная производная, может быть следствием электромагнитного излучения пульсара. Оценим полную энергию вращения звезды. Если учесть, что момент инерции типичного пульсара  $I \approx 2 \cdot 10^{45}$  г см<sup>2</sup>, а угловая скорость порядка  $\Omega \approx 3 \cdot 10^2 \, \text{c}^{-1}$ , то энергия вращения звезды порядка  $E_{en} \approx 10^{50}$  эрг. Если считать, что  $\dot{\Omega}/\Omega \sim 10^{-15} \,\mathrm{c}^{-1}$ , то средняя интенсивность энерговыделения вращательной энергии будет порядка E<sub>яр</sub> ≈ 3 · 10<sup>36</sup> эрг/с. Такое энерговыделение может обеспечить магнетодипольное излучение врашающегося магнитного диполя величиной *Я* ≈ 10<sup>31</sup> Гс см<sup>3</sup> или электромагнитного излучения в виде рентгеновских волн и у -излучения. Принято считать, что у радиопульсаров эти потери обеспечиваются магнетодипольным излучением, однако у рентгеновских и у -излучающих пульсаров часть энергии уходит в виде ренттеновских волн и у -излучения.

Как видно из рассмотренного, запасы врашательной энергии и интенсивность уменьшения этой энергии на много порядков больше энергии, необходимой для обеспечения наблюдаемой интенсивности

радиоизлучения пульсаров, которая лежит в интервале значений порядка I рад ≈ 10<sup>26</sup> + 10<sup>31</sup> эрг/с. Следовательно, радиоизлучение пульсаров не может быть причиной замедления пульсара, а наоборот, изменение магнитного поля и энерговыделение, связанное с этим изменением в течение жизни пульсара может стать источником радиоизлучения пульсара. Действительно, полная магнитная энергия в нейтронной звезде с магнитной индукцией порядка В ≈ 10<sup>13</sup> Гс равна Е<sub>маг</sub> ≈ 10<sup>44</sup> Гс. Эта энергия достаточна для наблюдаемой интенсивности радиоизлучения пульсара в течение всей ее жизни порядка т ≈ 5·10<sup>6</sup> лет. Таким образом, энергия магнитного поля может обеспечить интенсивность радиоизлучения пульсаров, если магнитное поле внутри нейтронной звезды порядка 1013 Гс или магнитный момент звезды порядка 10<sup>31</sup> Гссм<sup>3</sup>. Для наблюдения радиоимпульсов необходимо также непараллельное расположение оси магнитного диполя к оси вращения звезды. Такое сильное магнитное поле в нейтронной звезде может образоваться при коллапсе остатков взрыва сверхновой в нейтронную звезду или при переходе ядерной компоненты нейтронной звезды (нейтронов и протонов) в сверхтекучее и сверхпроводящее состояние [1-3]. Магнитное поле, образующееся при коллапсе звезды, не связано с вращением, однако. как отмечено выше, должно иметь компоненту, перпендикулярную к оси вращения звезды [1]. Другое магнитное поле дипольное и генерируется при переходе нейтронов и протонов в сверхтекучее состояние [4]. Магнитный момент этого поля параллелен оси вращения звезды и индукция этого полоидального поля порядка 10<sup>13</sup> Гс. В звезде может генерироваться также тороидальное поле, которое того же порядка, что и полоидальное поле [5].

Для построения теории радиоизлучения пульсаров необходимо обозначить локальные области энерговыделения магнитной энергии и способы ее превращения в энергию радиоизлучения. Как показано в работе [1], эти области должны находиться у экваториальной плоскости вращающейся звезды в направлении, перпендикулярном магнитному полю, образующемуся при коллапсе звезды. В этой работе примем, что это остаточное поле перпендикулярно к полоидальному полю, генерируемое вращением звезды [4].

Как покажем ниже, наличие безвихревой зоны на границе ядра нейтронной звезды приводит к образованию "магнитного пятна", радиус которого на полтора порядка меньше радиуса ядра нейтронной звезды (рис.1). В этом пятне и происходит энерговыделение, которое возбуждает магнитозвуковые волны в цилиндрической области коры, сидящей на этой шапке. Эти волны переносят выделенную энергию на поверхность звезды, образуя там локальный источник радиоизлучения пульсара. В разделе 2 описана структура магнитных вихревых нитей и рассмотрено их движение при уменьшении угловой скорости вращения нейтронной звезды. В разделе

#### РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

3 показывается, что движение вихревых структур приводит к образованию "магнитных шапок" и к нарастанию магнитного поля в этих шапках. В разделе 4 оценивается величина энерговыделения из-за "схлопывания" магнитного поля в безвихревой зоне "магнитных шапок" звезды. Оценки показывают, что эта энергия порядка энергии радиоизлучения пульсара.



Рис.1. Схематическое изображение "магнитной шапки" на поверхности сверхтекучего ядра нейтронной звезды. Штриховые линии обозначают систему *RP*-вихрей. Обозначена также локальная область коры нейтронной звезды, где образуется стоячая магнитозвуковая волна.

2. Структура магнитного поля в ядре звезды. При адиабатическом коллапсе сверхновой с типичным "вмороженным" магнитным полем порядка  $10^2 - 10^3$  Гс поток магнитного поля сохраняется, и в результате рождения во взрыве сверхновой нейтронная звезда приобретает магнитное поле порядка  $10^{12} - 10^{13}$  Гс [6]. По мере охлаждения звезды при критических температурах, соответственно,  $T_{cn} \sim 10^{10}$  К и  $T_{cp} \sim 5 \cdot 10^9$  К, происходит переход нейтронной и протонной жидкостей в сверхтекучее состояние. Как показано в [1], время выталкивания магнитного потока из ядра нейтронной звезды до образования в ней сверхтекучего протонного конденсата порядка  $10^3$  лет, что намного больше времени  $10^3$  лет, необходимое для охлаждения звезды до критической температуры  $T_{cp}$ . Таким образом, поток остаточного магнитного поля в ядре нейтронной звезды сохраняется до перехода протонов в сверхпроводящее состояние. Нейтроны переходят в сверхтекучее состояние раньше, чем протоны в сверхпроводящее состояние, так как T<sub>ся</sub> > T<sub>ср</sub>.

Как впервые было показано в работе [7], в результате вращения коры нейтронной звезды в сверхтекучей нейтронной жидкости возникает плотная решетка нейтронных квантовых вихрей. Нейтронные вихри располагаются параллельно оси врашения звезды и образуют треугольную решетку с межвихревым расстоянием  $a = 1.08(\chi/2\Omega)^{1/2}$ , где  $\chi = h/2 m_n$  - квант циркуляции, m - масса нейтрона, Ω - угловая скорость врашения звезлы. Стационарному вращению звезды соответствует однородное распределение нейтронных вихрей с плотностью  $n_n = 2\Omega/\chi$ . Что касается протонного конденсата, то он представляет собой сверхпроводник II рода ( $\lambda/\xi_{s} \sim 10 > 1/\sqrt{2}$ . где λ - глубина проникновения магнитного поля, ξ, - длина когерентности сверхпроводящей протонной жидкости). Это означает, что магнитный поток локализуется в областях с радиусом λ ~ 10-11 см вокруг ствола протонного вихоя и в сверхтекучем ядре нейтронной звезды возникает однородная решетка протонных вихрей, каждый из которых несет квант магнитного потока  $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$  Гс см<sup>2</sup>. Вихри этой однородной решетки имеют направление остаточного магнитного поля, которое вне ядра нейтронной звезды имеет дипольную форму. Магнитный момент Я, остаточного магнитного поля направлен под произвольным углом к оси вращения нейтронной звезды (т.е. к  $\bar{\Omega}$ ). Однако анализ стабильной конфигурации остаточного магнитного поля [8] показывает, что магнитный момент Я, ориентирован под углом, близким к 90° по отношению к Ω. В дальнейшем, для ясности, будем считать, что  $\mathcal{M}_{R}$  перпендикулярен к  $\bar{\Omega}$ .

Наряду с остаточным магнитным полем в сверхтекучем ядре нейтронной звезды генерируются два типа магнитных полей. Первый тип магнитного поля генерируется из-за "эффекта увлечения" протонов нейтронами [9] и имеет полоидальную структуру с магнитным моментом  $\mathcal{M}_p$  параллельной  $\Omega$ . Это поле сильно неоднородно и в большей части (~80%) объема сверхтекучего ядра равно нулю, а вблизи стволов нейтронных вихрей оно порядка  $10^{14}$  Гс. Это поле содержится в плотной сети протонных вихрей оно порядка  $10^{14}$  Гс. Это поле содержится в плотной сети протонных вихрей, локализованных в радиусе  $r_1 = b(\xi_p/\lambda)^{1/3|k|}$  вокруг каждого нейтронного вихря. Здесь |k| = 0.5 - коэффициент увлечения протонов нейтронами, b - радиус нейтронного вихря. Если учесть, что средняя индукция магнитного поля вокруг нейтронного вихря  $\overline{B} = |k| \Phi_0 / 4\pi\lambda^2$  [10], то средняя плотность протонных вихрей, ассоциируемых с каждым нейтронным вихрем, равна  $\overline{B}/\Phi_0 \approx 4 \cdot 10^{20}$  см<sup>-2</sup>.

Второй тип магнитного поля генерируется из-за наличия разности угловых скоростей сверхтекучих нейтронов  $\Omega_S$  и электронов  $\Omega$ , т.е. при  $\Omega_S - \Omega \neq 0$ . Как показано в работе [5], эффект генерации магнитного поля имеет место только в искривленном гравитацией пространстве. Магнитное поле, которое генерируется в ядре нейтронной звезды из-за дифференциального вращения сверхтекучих нейтронов и электронов, имеет тороидальную структуру и

#### РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

содержится в кольцевых квантовых вихрях, лежащих в плоскостях, параллельных экваториальной плоскости. Тороидальное магнитное поле максимально вблизи экваториальной плоскости и порядка остаточного поля звезды. Так как тороидальное поле лежит в той же плоскости, что и остаточное поле, то оно может усиливать, или ослаблять остаточное магнитное поле в зависимости от направления тороидального поля (рис.2).



Рис.2. Схематическое изображение сечения сверхтекучего ядра нейтронной звезды перпендикулярной оси врашения. Точками изображены нейтронные вихри, а также сгруппированные вокруг них *GP*-вихри, которые перпендикулярны плоскости рисунка. На рисунке изображены также *RP*-вихри и *TP*-вихри, запиннингованные к *GP*-вихрям. RP-вихри, оставаясь параллельными самим себе, двигаются в направлении *Y*, а *TP*вихри двигаются в радиальном направлении.

Таким образом, в сверхтекучем ядре нейтронной звезды существуют три типа протонных вихрей. Вихри, ассоциированные с остаточным (далее *RP*вихри) и с тороидальным (далее *TP*-вихри) магнитными полями, лежат в плоскостях, перпендикулярных оси вращения звезды. Вихри, обусловленные полоидальным магнитным полем (далее *GP*-вихри), локализованы в форме кластеров протонных вихрей вокруг стволов нейтронных вихрей. Вне сверхтекучего ядра магнитное поле представляет собой суперпозицию генерированного полоидального и остаточного магнитных полей.

В случае пересечения вихри могут взаимно закрепляться (пиннинг), так как в таком случае энергия системы, состоящей, скажем, из двух вихрей, уменьшается за счет выигрыша энергии конденсации пересеченного объема. Как показано в работе [1], энергия пиннинга протон-протонных вихревых нитей в основном массиве сверхтекучего ядра на порядок превышает соответствующую энергию для нейтрон-протонных вихревых нитей. Как показывают оценки, *RP*-вихри и *TP*-вихри жестко связаны с системой *GP*-вихрей, которые связаны с нейтронными вихрями [1]. Отметим только, что магнитное поле меняется только в окрестности пиннинг-центра в объеме  $\lambda^3$ , где оно представляет собой суперпозицию полей пересеченных вихрей, причем в этой области происходит перестройка циркулирующего тока в соответствии с направлением результирующего поля. Так как  $\lambda^3$ меньше объемов, занимаемых вихрями между пиннинг-центрами, при расчете магнитной энергии протонных вихрей пересечения можно считать точечными.

В работе [11] показано, что из-за магнитной структуры *GP*-вихрей безвихревая зона ядра нейтронной звезды увеличивается, достигая толшины порядка 5 м. Так как радиус ядра порядка 10 км, то минимальная длина *GP*-вихря порядка 500 м. На плоскостях параллельных экваториальной плоскости, где лежат *RP*-вихри и *TP*-вихри, *RP*-вихри представляют собой параллельные друг другу прямые линии, имеющие скажем направление оси *X*. Они сгущены вокруг нейтронного вихря и их минимальная длина также 500 м (см. рис.2). Что касается *TP*-вихрей, то они имеют вид круговых колец, которые также сгушены у нейтронного вихря. Сгущение этих вихрей у нейтронного вихря происходит из-за пиннинга кластера *GP*-вихрей, связанного с нейтронным вихрем, с *RP*-вихрями и *TP*-вихрями. Отметим, что из-за сгущения протонных вихрей магнитное поле в местах сгушения усиливается на два порядка. Поэтому магнитное поле между сгушениями можно считать отсутствующим.

У точек пересечения оси У (перпендикулярной к оси Х) с поверхностью ядра нейтронной звезды образуются две "магнитные шапки", основания которых круговые поверхности с радиусом 500 м, а поверхность шапки совпадает с поверхностью ядра нейтронной звезды. Эти две шапки лежат в противоположных концах пересечения оси У с поверхностью ядра нейтронной звезды. При отсутствии ТР-вихрей структура магнитного поля в обеих "магнитных шапках" одинакова. Однако при наличии ТР-вихрей в зависимости от относительных направлений ТР-вихрей и RP-вихрей, структуры магнитного поля в обеих шапках не будут одинаковы. В одной из шапок, где Х-компонента тороидального магнитного поля имеет то же направление, что и *RP*-вихри, магнитное поле и его градиент по направлению У увеличиваются (два поля складываются), тогда как в противоположной шапке магнитное поле и его градиент по направлению У уменьшаются. Таким образом, существует естественная причина (наличие тороидального магнитного поля) для образования двух несимметричных "магнитных шапок", в одной из которой магнитное поле и его градиент по направлению У больше, чем в другой.

3. Динамика протонной вихревой решетки. Динамика вращения пульсара в основных чертах аналогична вращению сверхтекучего гелия II в лабораторных экспериментах [12]. Уменьшение угловой скорости врашения звезды сопровождается радиальным движением нейтронной вихревой структуры в сторону границы ядра нейтронной звезды. Действительно, обозначая через n(r, t) плотность нейтронных вихрей,  $\vec{v}(r, t)$  - скорость

их радиального движения, уравнение непрерывности для нейтронных вихрей запишем в следующем виде:

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} + \operatorname{div}[n(r,t)\overline{v}(r,t)] = 0, \qquad (1)$$

где r - расстояние вихря от оси вращения в плоскости перпендикулярной  $\overline{\Omega}$ . Отвлечемся от явления резких скачков в поведении угловых скоростей некоторых пульсаров, что оправдано при рассмотрении динамики пульсара на временных масштабах  $t \ge 10$  лет и пренебрежом зависимостью n и  $\Omega$  от r. Тогда, подставляя Фейнмановское соотношение  $n(t) = 2\Omega(t)/\chi$  в уравнение (1), для радиальной скорости нейтронного вихря получим:

$$v_r(r,t) = -\frac{\Omega}{2\Omega}r, \qquad (2)$$

где  $\dot{\Omega}$  - временная производная угловой скорости пульсара. Согласно наблюдениям, угловая скорость врашения пульсаров уменьшается ( $\dot{\Omega} < 0$ ), следовательно, замедление звезды сопровождается радиальным движением нейтронных вихрей к границе между сверхтекучим ядром и корой нейтронной звезды со скоростью  $v_c(r, t)$ , определяемой формулой (2).

Кластеры *GP*-вихрей параллельны оси вращения звезды и в экваториальной плоскости вместе с нейтронными вихрями образуют гексагональную решетку [1]. Жестко связанные с нейтронными вихрями кластеры GP-вихрей будут двигаться вместе с нейтронными вихрями со скоростью  $v_r(r, t)$ . Так как *RP*-вихри и *TP*-вихри пиннингованы к *GP*-вихрям, то они также будут участвовать в этом движении. В частности, *TP*-вихри, которые имеют кольцевую форму, вместе с *GP*-вихрями будут двигаться к границе ядра нейтронной звезды, увеличивая радиус кольца и сохраняя ее форму. Что касается *RP*-вихрей, то они расположены параллельно друг другу в плоскости перпендикулярной *GP*-вихрям и пересекаются с ними. Скорость движения *RP*-вихрей равна

$$v_{y} = v_{r} \cos \varphi = \frac{|\Omega|}{2\Omega} h, \qquad (3)$$

где h - расстояние вихря от оси вращения звезды. Очевидно, что хотя *GP*-вихри движутся радиально со скоростью  $v_r$ , тем не менее, каждый запиннингованный *RP*-вихрь движется к границе сверхтекучего ядра, оставаясь параллельным сам себе. Другими словами, радиальное движение *GP*-вихрей не приводит к возникновению силы, стремящейся изменить начальную прямолинейную форму *RP*-вихрей. Заметим, что если начальное распределение *RP*-вихрей и *TP*-вихрей однородно, то через короткое время происходит "сгущение" этих вихрей и устанавливается характерная структура, схематически изображенная на рис.2.

REDEARING AND REALING REALING STORES.

Движение вихревых линий к границе ядра нейтронной звезды приводит

## Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

к изменению энергии, содержащейся в вихревых нитях. Уменьшение энергии вихря сопровождается энерговыделением, тогда как увеличение энергии вихря обеспечивается энергией врашения сверхтекучего ядра. В частности, магнитная энергия *TP*-вихрей будет увеличиваться при их движении к границе ядра нейтронной звезды. Энергия этих вихрей будет максимальна на границе ядра, так как их радиус там максимален. Следовательно, *TP*вихри будут переносить энергию кольцевых вихрей к границе ядра нейтронной звезды. Произойдет также перенос магнитной энергии *GP*-вихрей и *RP*-вихрей при их движении к границе ядра звезды. Это движение будет сопровождаться энерговыделением на границе ядра и коры нейтронной звезды. Энерговыделение из-за укорачивания *GP*-вихрей произойдет по всей поверхности ядра нейтронной звезды до радиуса безвихревой зоны. Эти вихри, дойдя до безвихревой зоны, далее аннигилируются, выделяя добавочную энергию. В энерговыделение дают вклад также *RP*-вихри, так как они, двигаясь с *GP*-вихрями, также укорачивают свою длину.

При аннигиляции *GP*-вихрей, приведенные ими *RP*-вихри и *TP*-вихри остаются у границы безвихревой зоны, заполняя основание "магнитной шапки", которое представляет собой круговую поверхность диаметром  $2R_0 = 5 \cdot 10^4$  см (см. рис.1). Как видно из этого рисунка, в двух разных концах пересечения оси *Y* с поверхностью ядра нейтронной звезды образуются две "магнитные шапки", в одной из которых *TP*-вихри имеют с *GP*-вихрями одинаковое направление, тогда как в другой они направлены противоположно друг другу. Следовательно, *TP*-вихри в одной "магнитной шапке" усиливают магнитное поле, а в другой – уменьшают его. Таким образом, две "магнитные шапки", лежащие в двух противоположных точках пересечения оси *Y* с границей ядра нейтронной звезды, имеют несимметричные энергосодержания, следовательно, энерговыделения в этих шапках будут количественно отличаться друг от друга. Если плотность *TP*-вихрей по сравнению с плотностью *RP*-вихрей настолько мала, что ею можно пренебречь, то тогда мы имеем дело с симметричными "магнитными шапками".

Так как поток *GP*-вихрей к границе ядра нейтронной звезды продолжается в течение всей активной жизни пульсара, то плотность протонных вихрей на основании "магнитной шапки" увеличивается, достигая до значений, обеспечивающих установление второго критического поля внутри "магнитной шапки". При таких значениях магнитного поля стволы протонных вихрей соприкасаются и, следовательно, протонная жидкость переходит в нормальное состояние. Внутри "магнитной шапки" от ее поверхности к центру устанавливается градиент магнитного поля, который и приводит к диффузии магнитного поля или к "схлопыванию" протонных вихрей с последующим энерговыделением магнитной энергии вихря. Эта энергия может возбуждать магнитозвуковые волны в той части нейтронной звезды, основанием для которой служит "магнитная шапка". Эта часть представляет собой цилиндрическую область с радиусом равным радиусу "магнитной шапки" и длиной равной толщине коры нейтронной звезды. Вешество в этой области представляет собой плотную ионизированную плазму с магнитным полем, перпендикулярным к оси этого цилиндра. Поэтому в этой области могут распространяться магнитозвуковые волны, которые переводят выделенную в "магнитной шапке" энергию на поверхность нейтронной звезды.

Перейдем к оценке поверхностной плотности энерговыделения на поверхности ядра нейтронной звезды и на поверхности "магнитной шапки".

4. Асимметричное энерговыделение в ядре нейтронной звезды. В работе [1] была найдена интенсивность выделения энергии магнитного поля на поверхности ядра нейтронной звезды, которая происходит из-за укорачивания протонных вихрей. В этой работе предполагается отсутствие безвихревой зоны, поэтому укорачивание протонных вихрей продолжается до их исчезновения. Учет наличия безвихревой зоны (с шириной 5 м) не изменяет картину энерговыделения *GP*-вихрей, так как они сначала укорачиваются до их длины, имеющейся на радиусе безвихревой зоны, а потом полностью аннигилируются. Следовательно, как и в работе [1], выделяется вся энергия, содержащаяся в *GP*-вихрях, достигших поверхности ядра нейтронной звезды. Что касается *RP*вихрей, то они укорачиваются до длины, равной диаметру основания "магнитной шапки". Так как эта длина (порядка 500 м) мала по сравнению с диаметром ядра нейтронной звезды (порядка 20 км), мы можем считать, что, как и в случае отсутствия безвихревой зоны, выделяется почти вся энергия *RP*-вихрей, достигших "магнитной шапки".

Таким образом, формула для интенсивности энерговыделения I<sub>1</sub>, полученная в работах [13,1]

$$dI_1 = \left[\frac{|k|}{4\pi\lambda^2} \left(\frac{\xi_p}{\lambda}\right)^{2/3|k|} + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{B_0}{\Phi_0} \cos^2\varphi \right] \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2 \times \ln\left|\frac{\lambda}{\xi_p}\right| \left|\frac{\dot{\Omega}}{\Omega}\right| R^3 \sin^3\vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \,,$$
(4)

дает правильный порядок интенсивности энерговыделения на поверхности ядра нейтронной звезды. Здесь  $B_0$  - начальное магнитное поле, содержащееся в *RP*-вихрях. Как видно из формулы (4), энерговыделение асимметрично и максимально в двух локализованных областях, при  $\varphi \to 0$  и  $\vartheta = \pi/2$ , которые совпадают с расположением "магнитных шапок".

Асимметрия энерговыделения, как видно из формулы (4), обусловлена наличием второго слагаемого в этой формуле. Это слагаемое становится заметным при увеличении величины  $B_0$ , и уже при

$$B_0 = \frac{2|k|\Phi_0}{4\pi\sqrt{3}\lambda^2} \left(\frac{\xi_\rho}{\lambda}\right)^{2/3|k|}$$
(5)

она становится порядка первого слагаемого. Если в формуле (5) поставить значения  $\xi_{\rho}/\lambda \sim 0.1$  и  $\lambda \sim 10^{-11}$  см, то для начального магнитного поля получаем оценку  $B_0 \sim 4 \cdot 10^{12}$  Гс. Как отмечено в работе [6], при адиабатическом коллапсе остатков сверхновой с типичным "вмороженным" магнитным полем порядка  $10^2 - 10^3$  Гс поток магнитного поля сохраняется и в результате рождения нейтронная звезда приобретает магнитное поле  $B_0 \sim 10^{12} + 10^{13}$  Гс. Следовательно, необходимое магнитное поле для асимметричного энерговыделения устанавливается при образовании нейтронной звезды.

Энерговыделение, приходящее на единицу поверхности ядра нейтронной звезды, при условии (5) можно найти интегрированием формулы (4) по углам 9 и  $\varphi$  и разделением результата интегрирования на площадь поверхности сферы  $4\pi R^2$ . Тогда получим

$$\frac{I_1}{4\pi R_6^2} = 1.2 \cdot 10^{17} \left(\frac{\dot{\Omega}}{\Omega}\right)_{-15} R_6 .$$
 (6)

С другой стороны, легко посчитать интенсивность энерговыделения на единицу поверхности "магнитной шапки"  $I_2/\pi R_0^2$ . При "хлоповании" протонных вихрей магнитных кластеров в безвихревой зоне на поверхности "магнитной шапки" остаются укороченные протонные вихри начального поля, которые приведены туда этими же кластерами. В течение времени плотность этих вихревых нитей увеличивается, что увеличивает магнитное поле на поверхности "магнитной шапки". Усиление магнитного поля продолжается до значения  $B_3$ , которое соответствует второму критическому полю. Это поле в условиях нейтронной звезды порядка  $B_2 \approx 7.5 \cdot 10^{14}$  Гс. При достижении этого значения магнитного поля протонная жидкость в "магнитной шапке" перейдет в нормальное состояние. Наличие градиента магнитного поля, направленного из внутренней и внешней поверхностей "магнитной шапки" вовнутрь, приведет к диффузии магнитного поля к центру "магнитной шапки". Следовательно, вихри будут "хлопываться" выделяя магнитную энергию на границе ядра и коры нейтронной звезды в области "магнитной шапки".

Для вычисления интенсивности энерговыделения, приходящейся на единицу поверхности этой области, достаточно вычислить энергию, которую приводят вихри в единицу времени на единицу поверхности "магнитной шапки" тогда, когда начальное магнитное поле достигает значения *B*<sub>2</sub>. Эта интенсивность энерговыделения будет равна плотности магнитной энергии умноженной на скорость движения вихревой решетки, т.е.

$$\frac{I_2}{\pi R_0^2} = \frac{B_2^2}{8\pi} \frac{1}{2} \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} R$$
(7)

Если в формулу (7) подставить значения магнитного поля  $B_{2}$ ,  $\dot{\Omega}/\Omega$  и R, то окончательно получим:
#### РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

$$\frac{I_2}{\pi R_0^2} = 1.2 \cdot 10^{19} \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \Big|_{-15} R_6 .$$
 (8)

Сравнение формул (б) и (8) показывает, что интенсивность энерговыделения, приходящая на единицу поверхности в области "магнитной шапки" почти на два порядка больше от среднего энерговыделения на других частях поверхности ядра нейтронной звезды. Этот замечательный результат показывает, что наличие "магнитной шапки" и интенсивное энерговыделение в нем делают ее локальным источником возбуждения магнитозвуковых волн [14]. Эти волны распространяются в коре нейтронной звезды от "магнитной шапки" до ее "изображения" на поверхности звезды (рис.1). Так как эта поверхность свободная, то магнитозвуковые волны, отражаясь от нее, образуют стоячую волну, которая сконцентрирована между "магнитной шапкой" и ее "изображением". Образующаяся стоячая волна возбуждает электрические токи на поверхности звезды. Эти токи могут стать источником радиоизлучения нейтронной звезды [15]. Испушенный из этого локального источника радиолуч, при вращении нейтронной звезды, регистрируется наблюдателем как пульсирующее радиоизлучение. Тогда вращающаяся нейтронная звезда становится реальной моделью пульсара.

В конце отметим, что полная интенсивность энерговыделения из "магнитной шапки" по порядку величины совпадает с интенсивностью радиоизлучения пульсаров. Действительно, если учесть, что  $R_0 \approx 5 \cdot 10^4$  см, то

$$I_2 = 10^{29} \cdot \frac{|\Omega|}{|\Omega|_{-15}} R_6^3 .$$
 (9)

Так как величина  $|\dot{\Omega}/\Omega|_{-15}$  у пульсаров меняется в диапазоне  $10^{-3} + 10^2 \text{ c}^{-1}$  и  $R_b = 1$ , то значение  $I_2$  лежит в интервале от  $10^{36}$  эрг/с до  $10^{31}$  эрг/с, что хорошо согласуется с наблюдениями.

Работа одного из авторов (М.В.А.) финансировалась в рамках темы 11-1с107 Государственного Комитета по Науке Армении.

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

# THE SOURCE OF PULSARS' RADIOEMISSION

## D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN

We consider the vortex structure of the superfluid core of a neutron star, taking into account the residual (RP) and the generated poloidal (GP) and

toroidal (*TP*) magnetic fields. The motion of the vortex structure to the boundary of the core and the crust during the spin-down of a star leads to the formation of two local "magnetic caps", where the magnetic field increases with time and reaches the value of second critical field. It is shown that the intensity of the energy output in the "magnetic caps" due to the "collapse" of the magnetic field is of the order of the pulsars' radioluminosity.

Key words: pulsars.radioemission

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. П.М.Седракян, А.П.Седракян, ЖЭТФ, 100, 353, 1991.
- 2. Д.Пайнс, УФН, 131, 479, 1980.
- 3. В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин, УФН, 150, 257, 1986.
- 4. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, УФН, 161, 1, 1991.
- 5. Д.М.Седракян, Астрофизика, 49, 97, 2006.
- 6. В.Л.Гинзбург, Л.М.Озерной, ЖЭТФ, 47, 1031, 1964.
- 7. В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц, ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
- 8. E. Flowers, M.A. Ruderman, Astrophys. J., 215, 302, 1977.
- 9. Г.А.Варданян, Д.М.Седракян, ЖЭТФ, 81, 1731, 1981.
- 10. Д.М. Седракян, Астрофизика, 18, 417, 1982.
- 11. Д.М.Седракян, Астрофизика, 43, 377, 2000.
- 12. E.B.Sonini, Rev. Mod. Physics, 59, 87, 1987.
- 13. Д.М.Седракян, Астрофизика, 25, 323, 1986.
- 14. Д.М. Седракян, Астрофизика, 31, 101, 1989.

15. Д.М.Седракян, А.А.Багдоев, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 50, 547, 2007.

# АСТРОФИЗИКА

### **TOM 55**

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

# АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ КИНЕТИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ ПО β-ПРОЦЕССАМ В НУКЛОННОЙ ПЛАЗМЕ С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ПАРАМИ

### Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН Поступила 30 мая 2012

Получено аналитическое решение для кинетического равновесия по  $\beta$ -процессам в нуклонной плазме с релятивистскими парами. Нуклоны  $(n, \rho)$  предполагаются нерелятивистскими и невырожденными (их масса считается бесконечной), в то время как электроны и позитроны предполагаются ультрарелятивистскими из-за большой температуры ( $T > 6 \cdot 10^9$  K), или высокой плотности ( $\rho > \mu 10^6$  г/см<sup>3</sup>), или то и другое вместе. Здесь  $\mu$  определяет число нуклонов на один электрон. Рассмотрение удается упростить благодаря аналитической связи плотности с химическим потенциалом электронов в ультрарелятивистской плазме, а также использованию модифицированного метода Гаусса для вычисления функций Ферми. Химический потенциал электронов и число нуклонов на один начальный электрон рассчитаны как функции  $\rho$  и T.

Ключевые слова: релятивистская плазма:кинетическое В -равновесие

1. Введение. В процессе коллапса, ведущего к образованию нейтронной звезды, вещество проходит состояния с очень высокими температурами и плотностями, при которых происходит интенсивное рождение нейтрино. В горячем ядре вновь рожденной нейтронной звезды непрозрачность по отношению к нейтрино достаточно велика для установления термодинамического равновесия по в -процессам. Области вне нейтриносферы почти прозрачны по отношению к нейтрино, поэтому термодинамическое равновесие установиться не может. В [1] было показано, что характерное время процессов слабого взаимодействия вокруг нейтриносферы может быть много меньше характерного гидродинамического времени. В этих условиях устанавливается кинетическое равновесие, при котором отношение числа нейтронов к протонам определяется из условия равенства скоростей рождения и уничтожения протонов (нейтронов). Детальное исследование кинетического β-равновесия в нуклонном (n - p) газе было сделано численно в [1] для общего случая р и Т. Частные случаи кинетического В -равновесия в холодной pne, и очень горячей pne<sup>±</sup> плазме исследовались численно в [2], где автор описывает кинетическое в -равновесие приближенно, в терминах соотношений между химическими потенциалами нуклонов и пар, аналогично [3]. При больших плотностях, и увеличении степени вырождения электронов, точность этого приближения ухудшается.

В настоящей работе задача о кинетическом β-равновесии рассмотрена для случая ультрарелятивистских пар с нуклонами, массы которых считаются очень большими, по сравнению с массой-энергией пар. Этот случай рассмотрен без каких-либо дополнительных упрошений, и решается сравнительно просто, благодаря аналитической связи плотности вещества р с химическим потенциалом электронов μ, найденной в [4], см. также [5]. Использование модифицированного метода Гаусса для вычисления функций Ферми, предложенного в [6], позволяет получить полностью аналитическое решение для этого случая.

2. Скорости β - реакций. Рассмотрим кинетическое равновесие для ультрарелятивистских пар относительно следующих процессов

$$e^- + p \rightarrow n + v_e$$
, (a)  
 $e^+ + n \rightarrow p + \tilde{v}_e$ . (b) (1)

Вероятности реакций (1) для бесконечно тяжелых ядер записываются в виде [1,7]

$$W^{(a)} = \left[ \ln 2 / (Ft_{1/2})_n \right] (kT/m_e c^2)^5 I_2 ,$$
  

$$W^{(b)} = \left[ \ln 2 / (Ft_{1/2})_n \right] (kT/m_e c^2)^5 J_2 .$$
(2)

Здесь  $(F_{1/2})_n \approx 1200$  есть характерная величина для распада нейтрона. Интегралы *I*, и *J*, определяются в виде

$$I_{2} = \int_{0}^{\infty} x^{2} (x + x_{0}) \sqrt{(x + x_{0})^{2} - \alpha^{2}} [1 + \exp(x + x_{0} - \beta)]^{-1} dx , \qquad (a)$$
$$J_{2} = \int_{0}^{\infty} (x + x_{0} + \alpha)^{2} (x + \alpha) \sqrt{x^{2} + 2\alpha x} [1 + \exp(x + \alpha + \beta)]^{-1} dx . \qquad (b)$$

Здесь

$$x_0 = \Delta_{np}/kT, \quad \Delta_{np} = m_n - m_p \approx 1.29 \text{ MeV},$$
  
$$\alpha = m_e c^2/kT, \quad \beta = \mu_e/kT.$$
(4)

Для позитронов химический потенциал  $\mu_{e^*} = -\mu_e$ . В верхнем интеграле (3) определен как  $x = (E_e/kT) - x_0$ , а в нижнем  $-x = (E_{e^*}/kT) - \alpha$ ,  $(E_{ee^*} = \sqrt{p^2c^2 + m_ec^2})$ , p - импульс электрона (позитрона).

В ультрарелятивистской плазме  $x + x_0 >> \alpha$  в случае (а) и  $x >> \alpha$  в случае (b). Таким образом, интегралы (3) упрощаются к виду

$$I_{2} = \int_{0}^{\infty} x^{2} (x + x_{0})^{2} [1 + \exp(x + x_{0} - \beta)]^{-1} dx , \quad (a)$$
  

$$J_{2} = \int_{0}^{\infty} (x + x_{0})^{2} x^{2} [1 + \exp(x + \beta)]^{-1} dx . \quad (b)$$
(5)

Вводя Ферми интегралы

$$F_n(\alpha) = \int_0^\infty \frac{x^n dx}{1 + \exp(x - \alpha)} \,. \tag{6}$$

Запишем интегралы (5) в виде

$$I_{2} = F_{4}(\beta - x_{0}) + 2x_{0}F_{3}(\beta - x_{0}) + x_{0}^{2}F_{2}(\beta - x_{0}),$$
  

$$J_{2} = F_{4}(-\beta) + 2x_{0}F_{3}(-\beta) + x_{0}^{2}F_{2}(-\beta).$$
(7)

При наличии ультрарелятивистских пар в термодинамическом равновесии, связь плотности  $\rho$ , температуры T и числа нуклонов на один протон  $\mu = (n_{\rho} + n_{n})/n_{\rho}$  с безразмерным химическим потенциалом электронов  $\beta$ в нуклонной плазме с произвольной степенью вырождения пар, и невырожденными, нерелятивистскими нуклонами, определяется аналитически в виде [4,5,7]

$$\frac{\rho}{\mu m_{\rho}} = \frac{1}{3\pi^2} (kT/\hbar c)^3 (\beta^3 + \pi^2 \beta).$$
(8)

3. Кинетическое β-равновесие. При тех параметрах плазмы, когда электронно-позитронные пары являются ультрарелятивистскими, кинетическое β-равновесие обеспечивается балансом процессов захвата электронов и позитронов нуклонами, а вклад от радиоактивного распада

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ БЕЗРАЗМЕРНОГО ХИМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА  $\beta = \mu_e/kT$  И ЧИСЛА НУКЛОНОВ НА ОДИН ПЕРВИЧНЫЙ ЭЛЕКТРОН  $\mu = 1 + n_n/n_p$ , В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПЛОТНОСТИ  $\rho$ , ДЛЯ ФИКСИРОВАННЫХ ЗНАЧЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ,  $T = 10^{10}$  К (слева), и  $T = 2 \cdot 10^{10}$  К (справа), В КИНЕТИЧЕСКОМ  $\beta$ -РАВНОВЕСИИ С УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИМИ ПАРАМИ, В НУКЛОННОЙ ПЛАЗМЕ С  $\Delta_{nn} = 1.293$  MeV (соответствует  $1.5 \cdot 10^{10}$  К)

<i>T</i> (K)	р (г/см <sup>3</sup> )	β	μ	<i>T</i> (K)	р (г/см <sup>3</sup> )	β	μ
1010	$5.72 \cdot 10^{3}$	10-1	1.23	$2 \cdot 10^{10}$	5.50 · 10 <sup>4</sup>	10-4	1.48
1010	5.72 · 10 <sup>4</sup>	10-3	1.23	2 · 10 <sup>10</sup>	5.51 · 10 <sup>5</sup>	10-3	1.48
1010	2.86 · 10 <sup>5</sup>	0.005	1.23	2.10 <sup>10</sup>	$2.76 \cdot 10^{6}$	0.005	1.49
1010	5.74 · 10 <sup>5</sup>	0.01	1.24	2 · 10 <sup>10</sup>	5.54 · 10 <sup>6</sup>	0.01	1.49
1010	1.15 · 10 <sup>6</sup>	0.02	1.24	2 · 10 <sup>10</sup>	1.11.107	0.02	1.50
1010	2.91 · 10 <sup>6</sup>	0.05	1.25	2 · 10 <sup>10</sup>	2.84 · 10 <sup>7</sup>	0.05	1.53
1010	5.95 · 10 <sup>6</sup>	0.1	1.28	2 · 10 <sup>10</sup>	5.89 · 10 <sup>7</sup>	0.1	1.58
1010	$1.25 \cdot 10^{7}$	0.2	1.34	2 · 10 <sup>10</sup>	1.28 · 10 <sup>8</sup>	0.2	1.71
1010	$2.84 \cdot 10^{7}$	0.4	1.50	2 · 10 <sup>10</sup>	3.10 · 10 <sup>8</sup>	0.4	2.05
1010	$5.04 \cdot 10^{7}$	0.6	1.75	2 · 10 <sup>10</sup>	5.89 · 10 <sup>8</sup>	0.6	2.55
1010	$8.32 \cdot 10^{7}$	0.8	2.10	$2 \cdot 10^{10}$	1.04 · 10 <sup>9</sup>	0.8	3.29
1010	1.35 · 10 <sup>8</sup>	1	2.63	2 · 10 <sup>10</sup>	1.79 · 10 <sup>9</sup>	1	4.38
1010	4.56 - 108	1.5	5.33	$2 \cdot 10^{10}$	6.78 · 10 <sup>9</sup>	1.5	9.91
1010	$1.62 \cdot 10^{9}$	2	12.4	2.1010	2.54 · 10 <sup>10</sup>	2	24.3
1010	5.87 · 10 <sup>9</sup>	2.5	30.9	2-1010	9.30 - 10 <sup>10</sup>	2.5	61.3
1010	2.09 · 10 <sup>10</sup>	3	78.5	2 · 10 <sup>10</sup>	3.31.1011	3	155
1010	7.25.10 <sup>10</sup>	3.5	199	2 · 10 <sup>10</sup>	1.13.1012	3.5	389
1010	2.43 · 10 <sup>11</sup>	4	499		and the second		

# Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Таблица 2

IEMITEPATOPDI, I = 0.10 K (alcou), I = 0.10 K (alcou)							
T (K)	р (г/см <sup>3</sup> )	β	μ	<i>T</i> (K)	р (г/см <sup>3</sup> )	β	μ
6.1010	1.79.106	10-1	1.78	2.1011	$7.17 \cdot 10^{7}$	10-1	1.93
6.1010	1.79 - 107	10-3	1.79	2 · 10 <sup>11</sup>	$7.17 \cdot 10^{8}$	10-3	1.93
6.1010	8.98 · 10 <sup>7</sup>	0.005	1.79	2 · 10 <sup>11</sup>	3.60 · 10 <sup>9</sup>	0.005	1.94
6.1010	$1.80 \cdot 10^8$	0.01	1.80	2.10	7.24 · 10 <sup>9</sup>	0.01	1.95
6.1010	3.64 · 10 <sup>8</sup>	0.02	1.82	2.1011	1.46.1010	0.02	1.97
6.1010	9.35 · 10 <sup>8</sup>	0.05	1.86	2 · 10 <sup>11</sup>	3.76 · 10 <sup>10</sup>	0.05	2.02
6.1010	1.96 - 109	0.1	1.95	2 · 10 <sup>11</sup>	7.92 · 10 <sup>10</sup>	0.1	2.13
$6 \cdot 10^{10}$	4.34 · 10 <sup>9</sup>	0.2	2.16	2.1011	1.77 · 1011	0.2	2.37
6.1010	1.10.1010	0.4	2.71	2 · 10 <sup>11</sup>	4.57.1011	0.4	3.03
6.10 <sup>10</sup>	2.20 · 10 <sup>10</sup>	0.6	3.52	2 · 10 <sup>11</sup>	9.21 · 10 <sup>11</sup>	0.6	3.99
6.1010	4.03 · 10 <sup>10</sup>	0.8	4.72	2.1011	1.71.1012	0.8	5.41
6.1010	7.16.10 <sup>10</sup>	Mar. DOV	6.48	2.1011	3.06 · 10 <sup>12</sup>	red Day	7.49
6.10 <sup>10</sup>	2.84 · 1011	1.5	15.4	2.1011	1.23 · 10 <sup>13</sup>	1.5	18.0
6.10 <sup>10</sup>	1.08 · 10 <sup>12</sup>	2	38.4	2.1011	4.71 · 10 <sup>13</sup>	2	45.1
6 · 10 <sup>10</sup>	3.98 · 10 <sup>12</sup>	2.5	97.1		it notostine	an in said	and and a second
6.1010	1.41.1013	3	245		-		

ТО ЖЕ, ЧТО В ТАБЛ.1, ДЛЯ ФИКСИРОВАННЫХ ЗНАЧЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ.  $T = 6 \cdot 10^{10}$  К (слева),  $T = 2 \cdot 10^{11}$  К (справа)

Таблица 3

ТО ЖЕ, ЧТО В ТАБЛ.1, ДЛЯ ФИКСИРОВАННЫХ ЗНАЧЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ,  $T = 6 \cdot 10^{11}$  К (слева),  $T = 1.5 \cdot 10^{12}$  К (справа)

<i>T</i> (K)	р (г/см <sup>3</sup> )	β	μ	<i>T</i> (K)	р (г/см³)	β	μ
6.1011	1.79 - 106	10-5	1.78	$1.5 \cdot 10^{12}$	$7.17 \cdot 10^{7}$	10-5	1.93
6.1011	1.79 - 107	10-4	1.79	1.5.1012	7.17 · 10 <sup>8</sup>	10-4	1.93
6.1011	8.98 · 10 <sup>7</sup>	10-3	1.79	1.5 · 10 <sup>12</sup>	$3.60 \cdot 10^{9}$	10-3	1.94
6.1011	1.80 · 10 <sup>8</sup>	0.005	1.80	1.5 · 1012	7.24 · 10 <sup>9</sup>	0.005	1.95
6 · 10 <sup>11</sup>	$3.64 \cdot 10^8$	0.01	1.82	$1.5 \cdot 10^{12}$	1.46 · 10 <sup>10</sup>	0.01	1.97
6 · 10 <sup>11</sup>	9.35 · 10 <sup>8</sup>	0.02	1.86	1.5 - 1012	3.76 · 10 <sup>10</sup>	0.02	2.02
6.10	1.96 • 10	0.05	1.95	1.5 - 1012	7.92 · 10 <sup>10</sup>	0.05	2.13
6 · 10 <sup>11</sup>	4.34 - 109	0.1	2.16	1.5 - 1012	1.77 · 10	0.1	2.37
6.10	1.10.10	0.2	2.71	1.5.1012	4.57 - 1011	0.2	3.03
6.10 <sup>11</sup>	2.20 - 10	0.4	3.52	1.5.1012	9.21 - 1011	0.4	3.99
6.10 <sup>11</sup>	4.03.10	0.6	4.72	1.5.1012	1.71.10 <sup>12</sup>	0.6	5.41
6 · 10 <sup>11</sup>	7.16.10	0.8	6.48	1.5 · 10 <sup>12</sup>	3.06.1012	0.8	7.49
6 · 10 <sup>11</sup>	2.84.10	1	15.4	1.5 · 1012	1.23 · 10 <sup>13</sup>	1	18.0
6.10	1.08 - 1012	1.5	38.4	$1.5 \cdot 10^{12}$	4.71.1013	1.5	45.1
6.10	3.98 . 1012	2	97.1	$1.5 \cdot 10^{12}$	1.73 10 <sup>14</sup>	2	114
6 · 10 <sup>11</sup>	1.41.1013	2.5	245	$1.5 \cdot 10^{12}$	6.11·10 <sup>14</sup>	2.5	287

нейтронов пренебрежимо мал. В этих условиях уравнение баланса при кинетическом равновесии по β-процессам записывается в виде

$$n_p W^{(a)} = n_n W^{(b)}, \quad \mu = 1 + \frac{W^{(a)}}{W^{(b)}} = 1 + \frac{I_2}{J_2}.$$
 (9)

#### НУКЛОННАЯ ПЛАЗМА



Рис.1. Зависимости безразмерного химического  $\beta = \mu_{*}/kT$  и числа нуклонов на один первичный электрон  $\mu = 1 + n_{*}/n_{*}$  от плотности  $\rho$  (г/см<sup>1</sup>) для фиксированного значения температуры  $T = 10^{10}$  К, в кинетическом  $\beta$ -равновесии с ультрарелятивистскими парами, в нуклонной плазме с  $\Delta_{ay} = 1.293$  МэВ (соответствует 1.15 · 10<sup>10</sup> К).



Рис.3. То же, что на рис.1, для фиксированного значения температуры,  $T = 6 \cdot 10^{10}$  К. Для невырожденных нуклонов плотность не должна превышать  $1.3 \cdot 10^{13}$  г/см<sup>3</sup>, согласно (15).



Рис.2. То же, что на рис.1, для фиксированного значения температуры,  $T = 2 \cdot 10^{10}$  К.



Рис.4. То же, что на рис.1, для фиксированного значения температуры,  $T = 2 \cdot 10^{11}$  К. Для невырожденных нуклонов плотность не должна превышать  $8.1 \cdot 10^{13}$  г/см<sup>3</sup>, согласно (15).

В условиях ультрарелятивистских пар связь термодинамических функций пар с температурой T и плотностью  $\rho$  сводится к зависимости от комбинации  $\rho/T^3$ . Вводя безразмерную переменную

$$Z = 3\pi^2 \frac{\rho}{m_p} (\hbar c/kT)^3 , \qquad (10)$$

из (8) и (9) следует, что уравнение, определяющее зависимость  $\beta(Z, x_0)$ , в условиях кинетического  $\beta$ -равновесия имеет вид

437

## Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

$$Z = \left(\beta^3 + \pi^2 \beta\right) \left(1 + \frac{I_2}{J_2}\right),\tag{11}$$

где интегралы  $I_2(\beta, x_0), J_2(\beta, x_0)$  определены в (7). Химический состав, определяемый величиной  $\mu$ , задается соотношением

$$\mu = \frac{Z}{\beta^3 + \pi^2 \beta} \,. \tag{12}$$

Зависимости  $\beta(\rho)|_{T}$  и  $\mu(\rho)|_{T}$  в кинетическом  $\beta$ -равновесии приведены на рис.1-6.

Те же зависимости приведены в табл.1-3. Результаты приведенные на рис.1-6 и табл.1-3 совпадают с численными расчетами работы [1], приведенными на рис.1-3 этой статьи.





Рис.5. То же, что на рис.1, для фиксированного значения температуры,  $T = 6 \cdot 10^{11}$  К. Для невырожденных нуклонов плотность не должна превышать  $4.2 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>, согласно (15).

Рис.6. То же, что на рис.1, для фиксированного значения температуры,  $T = 1.5 \cdot 10^{12}$  К. Для невырожденных нуклонов плотность не должна превышать  $1.7 \cdot 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>, согласно (15).

4. Обсуждение. Заметим, что в работе [1] все интегралы и алгебраические уравнения для определения состава нуклонной плазмы в кинетическом,  $\beta$  -равновесии решались численно для общего случая. Здесь мы получили для частного случая ультрарелятивистских пар решение в аналитическом виде. В [2] зависимость  $\beta(\rho, T)$  была получена с использованием приближенного подхода, а также для случая ультрарелятивистских пар, в то время как в данной работе этот случай исследован аналитически в точной постановке. Точный аналитический подход, используемый здесь для описания кинетического  $\beta$  -равновесия в нуклонной плазме, может быть легко обобщен для смеси ядер, находящихся либо в условиях ядерного равновесия, либо в случае замороженного ядерного состава. При этом в задаче будет присутствовать несколько параметров  $x_{77'} = \Delta_{77'}/kT$ , опре-

деляющих энергию  $\beta$ -распада соседних ядер. Использование аналитической связи между  $\beta$ ,  $\rho$  и  $\mu$  в ультрарелятивистском случае должно привести к сушественному упрошению расчетов, проведенных численно в [8] для общего случая.

Кинетическое  $\beta$ -равновесие применимо для областей вокруг нейтриносферы в расчетах взрыва сверхновых с коллапсирующим ядром. Температура  $T_{\nu}$  и плотность  $\rho_{\nu}$  в области нейтриносферы рассчитывались в [9], откуда имеем

$$T_{v} = 4.5 \cdot 10^{10} - 6.3 \cdot 10^{10} \text{ K},$$
  

$$p_{v} = 3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{12} \text{ r/cm}^{3}.$$
(13)

Полученные в данной работе результаты применимы в том случае, когда нуклоны являются нерелятивистскими и невырожденными. Ферми импульс нейтронов (протонов)  $p_n(p_p)$  в полностью вырожденном газе записывается в виде [7]

$$\frac{p_{n,p}}{m_{n,p}c} \approx \left(\frac{\rho_{n,p}}{6.2 \cdot 10^{15} \text{ r/cm}^3}\right)^{1/3},$$
(14)

где  $m_n c^2 = 931.5 \text{ МэB} = k 5.4 \cdot 10^{12} \text{ K}$ . Из сравнения с (13) следует, что вблизи нейтриносферы нуклоны всегда остаются нерелятивистскими. Для невырожденных нерелятивистских нейтронов их "Ферми энергия"  $E_{F_e}$  должна быть меньше, чем 1.5 kT. В результате имеем соотношение

$$E_{Fe} = \frac{m_n c^2}{2} \left( \frac{\rho_n}{6.2 \cdot 10^{15} \text{ r/cm}^3} \right)^{2/3}, \quad E_{Fe} = \frac{3}{2} kT$$
при  $T = T_d = 3.6 \cdot 10^{10} \text{ K} \left( \frac{\rho_n}{6.2 \cdot 10^{12} \text{ r/cm}^3} \right)^{2/3}$ 
(15)

Из сравнения с (13) следует, что температура в области нейтриносферы  $T_v$  всегда больше, чем  $T_{a^n}$  так что приближение нерелятивистских и невырожденных нуклонов всегда выполняется в области нейтриносферы.

Работа была частично поддержана грантом РФФИ 11-02-00602, Программой РАН "Происхождение и эволюция объектов Вселенной", и грантом Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-3458.2010.2.

#### Приложение

(16)

Вычисление функций Ферми обобщенным методом Гаусса. Ведем функцию

$$f(x,\alpha)=\frac{1}{e^{-x}+e^{-\alpha}},$$

и запишем функцию Ферми F<sub>p</sub>(α) в виде

# Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

$$F_n(\alpha) = \int_0^\infty f(x, \alpha) x^n e^{-x} dx . \qquad (17)$$

Метод Гаусса для вычисления определенного интеграла на интервале от (-1) до (1), предполагает сведение его к вычислению алгебраического выражения, в котором используется значение подынтегральной функции f(x) в *m* фиксированных узлах  $x_p$  и вычисляется сумма этих значений с фиксированными коэффициентами  $A_p$   $i \le m$ . Для полиномиальной функции f(x) этот метод дает точное значение интеграла, когда степень полинома  $p \le 2m-1$ . Таким образом, используется представление

$$\int_{-1}^{1} f(x) dx = \sum_{i=1}^{m} A_i f(x_i), \qquad (18)$$

где рассчитанные значения  $x_i$  и  $A_i$  для различного числа узлов, от m = 2 до m = 96 приведены в [10]. Для расчета несобственных интегралов с бесконечным верхним пределом лучше использовать модифицированный метод Гаусса, в котором интегралы с различным асимптотическим поведением записываются в виде

$$\int_{0}^{\infty} f(x) x^{n} e^{-x} dx = \sum_{i=1}^{m} A_{ni} f(x_{ni}).$$
(19)

Значения  $A_{nl}$  и  $x_{nl}$  были вычислены в [6] для m = 5, n = 0, 1, 2, 3, 4, см. также [7]. Значения для n = 2, 3, 4 приведены в табл.4. Ферми функции из (7), с  $f(x, \alpha)$  из (16), записываются в виде  $F_2(\alpha) = 0.52092 \cdot f(1.0311, \alpha) + 1.0667 \cdot f(2.8372, \alpha) + 0.38355 \cdot f(5.6203, \alpha) +$ 

 $+0.028564 \cdot f(9.6829, \alpha) + 2.6271 \cdot 10^{-4} \cdot f(15.828, \alpha),$ <sup>(20)</sup>

 $F_{3}(\alpha) = 1.2510 \cdot f(1.4906, \alpha) + 3.2386 \cdot f(3.5813, \alpha) + 1.3902 \cdot f(6.6270, \alpha) + 0.11904 \cdot f(10.944, \alpha) + 1.2328 \cdot 10^{-3} \cdot f(17.357, \alpha),$ (21)

Таблица 4

## КОРНИ И КОЭФФИЦИЕНТЫ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛОВ ТИПА (19) С m = 5, n = 2, 3, 4, из [6,7]

Корни x, и коэффициенты A,	<i>n</i> = 2	n = 3	n = 4
х,	1.0311	1.4906	1.9859
× x,	2.8372	3.5813	4.3417
<i>x</i> ,	5.6203	6.6270	7.6320
x,	9.6829	10.944	12.188
X.	15.828	17.357	18.852
Ă,	0.52092	1.2510	4.1856
Α,	1.0667	3.2386	12.877
A,	0.38355	1.3902	6.3260
Ă,	0.028564	0.11904	0.60475
A,	2.6271(-4)	1.2328(-3)	6.8976(-3)

 $F_4(\alpha) = 4.1856 \cdot f(1.9859, \alpha) + 12.877 \cdot f(4.3417, \alpha) + 6.3260 \cdot f(7.6320, \alpha) + 0.60475 \cdot f(12.188, \alpha) + 6.8976 \cdot 10^{-3} \cdot f(18.852, \alpha).$ (22)

После вычисления I<sub>2</sub> и J<sub>2</sub> в (7), значения Z, µ, T, р находятся из соотношений

$$Z = 3\pi^2 \frac{\rho}{m_\rho} \left(\frac{\hbar c}{kT}\right)^3 = \left(\beta^3 + \pi^2 \beta\right) \left(1 + \frac{I_2}{J_2}\right),$$
  
$$\mu = 1 + \frac{I_2}{J_2}, \quad T = \frac{\Delta}{kx_0}, \quad \rho = \frac{Zm_\rho}{3\pi^2} \left(\frac{kT}{\hbar c}\right)^3.$$
 (23)

Институт космических исследований Российской академии наук, Россия, e-mail: gkogan@iki.rssi.ru

# ANALYTIC SOLUTION FOR KINETIC EQUILIBRIUM OF β-PROCESSES IN NUCLEONIC PLASMA WITH RELATIVISTIC PAIRS

#### G.S.BISNOVATYI-KOGAN

The analytic solution is obtained describing kinetic equilibrium of the  $\beta$ processes in the nucleonic plasma with relativistic pairs. The nucleons (n, p)are supposed to be non-relativistic and non-degenerate (their masses are taken equal to infinity), while the electrons and positrons are ultra-relativistic due to high temperature  $(T > 6 \cdot 10^9 \text{ K})$ , or high density  $(\rho > \mu 10^6 \text{ g/cm}^3)$  or both, where  $\mu$  is a number of nucleons per one electron. The consideration is simplified because of the analytic connection of the density with the electron chemical potential in the ultra-relativistic plasma, and modified Gauss representation of Fermi functions. Electron chemical potential and number of nucleons per one initial electron are calculated as functions of  $\rho$  and T.

Key words: relativistic plasma:kinetic β-equilibrium

## Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

# ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.С.Имшенник, Д.К.Надежин, В.С.Пинаев, Астрон. ж., 44, 768, 1967.
- 2. Ye-Fei Yuan, Phys. Rev., D72, 013007, 2005.
- 3. В.С.Имшенник, Д.К.Надежин, Астрон. ж., 42, 1154, 1965.
- 4. P. Rhodes, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 204, 396, 1950.
- 5. <u>Л.К.Надежин</u>, Научные информации Астросовета Ан СССР, выпуск 32, 3, 1974.
- 6. Г.С.Бисноватый-Коган, Я.М.Каждан, Астрон. ж., 43, 761, 1966.
- 7. G.S.Bisnovatyi-Kogan, Stellar Physics. Vol.1. Fundamental Concepts and Stellar Equilibrium, Springer, 2001.
- 8. В.М.Чечеткин, Астрон. ж., 46, 202, 1969.
- 9. D.K.Nadyozhin, Astrophys. J. Suppl. Ser., 53, 131, 1978.
- M.Abramowitz, I.A.Stegun, (eds). Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs and Mathematical Tables. National Bureau of Standards Applied Mathematics Series - 55, 1964.

notes any present to be non-relativised and when a strength them any set of comparisons and

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

# НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТОЗВЕЗДЫ

#### М.Г.АБРАМЯН<sup>1</sup>, Л.И.МАТВЕЕНКО<sup>2</sup> Поступила 26 марта 2012 Принята к печати 22 июня 2012

В рамках гидродинамического вихревого механизма возбуждения биполярных потоков из дисковой системы проанализированы данные наблюдений активной области звездообразования в плотном молекулярном облаке Ориона КЛ в Н<sub>1</sub>О мазерном излучении. Показано, что вихревая теория возбуждения биполярных потоков из дисковой системы в первом приближении объясняет основные наблюдательные закономерности активной области, структуру, сопутствующую формированию протозвезды: диск - биполярный поток, в том числе механизм его эжекции и автоколлимации, возбуждение мазерного излучения.

Ключевые слова: протозвезды:началыная фаза:гидродинамика: биполярные потоки

1. Введение. В газопылевых комплексах в результате гравитационной неустойчивости протекают процессы формирования локальных активных зон, содержащих протозвезды. Этот процесс носит коллективный характер. Механизм формирования звезд и сопутствующих им структур типа вихрей далеко не ясен [1,2]. Прямые исследования этих структур были недоступны из-за их весьма малых угловых размеров и весьма низкого уровня радиоизлучения. Открытие мошного излучения в линиях водяного пара частично снимало это ограничение. Но нужен был инструмент с необычайно высоким угловым разрешением. Им стала сверхдальняя радиоинтерферометрия [3]. Было установлено, что излучение в линиях Н,О имеет мазерное происхождение, которое сопутствует процессу формирования звезд. Как показали дальнейшие исследования газопылевых комплексов, в том числе со сверхвысоким угловым разрешением, мазерное излучение является идеальным индикатором этих процессов и позволяет определить трехмерную структуру, кинематику активной области на начальной стадии формирования звезды. В ряде случаев наблюдаются мощные вспышки мазерного излучения, как например, в объекте W 49 или плотном молекулярном облаке ОМС-1 туманности Ориона [3,4].

Исследования Ориона КЛ со сверхвысоким угловым разрешением проводятся нами с момента освоения РСДБ, в том числе на глобальной сети. Установлено, что в облаке ОМС-1 компактные мазерные источники сосредоточены в 8 активных зонах [5], что подтверждает гипотезу В.А.Амбаршумяна о коллективном процессе звездообразования. В 1979г. в Орионе КЛ было обнаружено увеличение мазерного излучения на скорости  $v \approx 8 \text{ км/c}$  [6]. В этот период активности 1979-1987 гг. излучение отдельных вспышек достигало 8 МЯн, а их длительность не превышала месяца [7]. Излучение определялось высокоорганизованной структурой: цепочкой компактных мазерных источников длиной ~9 а.е. Источники сосредоточены в 4-х группах, а их размеры не превышали 0.02 а.е. (рис.1 внизу слева). Диаметр кружков соответствует логарифму яркостной температуры  $\emptyset \approx \log T_b$ . Максимальное значение яркостной температуры равно  $T_s = 10^{17}$  К. Здесь же на рисунке приведены скорости компонент - слева. Скорости источников относительно местной системы покоя (v = 7.65 км/c) приведены на рисунке справа и соответствуют однородному вращению  $v_{rot} = \Omega r$ , где r - расстояние источника от оси вращения.

Высокоорганизованная структура - цепочка компонент соответствует тангенциальным направлениям спиральной структуры диска - рукаву, по которому поток вещества стекает к его центру [8]. Диск диаметром ~27 а.е. имеет загнутые края и наблюдается с ребра (рис.1). В пределах  $\pm 6.0$  а.е. градиент скорости вращения равен d v/dr = 0.167 км/с/а.е. и соответствует периоду вращения  $T \approx 178$  лет [8-11]. Скорость вращения внешней части



Рис.1. Структура активной области в Орионе КЛ в H<sub>2</sub>O мазерном излучении. Цепочка источников мазерного излучения и их скорости - слева. Диаметр кружков  $Ø \approx \log T$ . Максимальная яркостная температура достигает  $T_{4} = 10^{17}$  К. Распределение скоростей источников в местной системе покоя в зависимости от их положения - справа.

## НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТОЗВЕЗДЫ 445

диска ( $R \ge 7$  а.е.) равна  $v_{rot} \approx 1.2$  км/с. В кепплеровском приближении эквивалентная масса центрального тела и масса диска не превышает  $M < 0.01 M_{\odot}$ . Окружающая среда (молекулы воляного пара) усиливает излучение на 2-3 порядка на скорости v = 7.65 км/с в полосе ~0.5 км/с, что и объясняет мегамазерный уровень излучения вспышек и сохранение их скорости.

В период "молчания" (эпоха 1995) излучение на скорости *v* = 7.65 км/с не превышало 1 кЯн, которое определялось биполярным потоком. Эта структура "отсутствовала" в период высокой активности, возможно из-за блендирования мошным излучением центральной группы цепочки. Отсутствовало излучение и самой цепочки компонент. Наблюдался лишь один удаленный фрагмент потока на расстоянии порядка 25 а.е. (рис.2) [7-9]. "Исчезновение" излучения компонент цепочки, вероятно, вызвано тем, что тангенциальные направления структуры имеют высокую направленность и сосредоточены в азимутальной плоскости [11]. За прошедшее время прецессия диска вызвала их "исчезновение".

Во второй период активности 1998-1999гг. существенно возросла яркость биполярного потока. Максимальные значения плотности потока мазерного излучения достигали 4 МЯн. Биполярный поток имеет спиралевидную форму с расходящимся шагом, определяемую прецессией оси эжекции, вращающейся с возрастающей угловой скоростью. Период прецессии соответствует  $T \le 10$  лет (рис.3) [9,11]. Широкие крылья в профиле линии излучения биполярного потока могут быть вызваны его врашением с периодом около 5 месяцев [12].

Размеры поперечного сечения потока меняются незначительно, что свидетельствует о высокой эффективности механизма коллимации, действующего на расстоянии, превышающем 25а.е. Скорость молекул воляного пара в потоках на выходе эжектора ~5 км/с, и далее на расстоянии ~1.5а.е. возрастает до ~40 км/с.



Рис.2. Биполярный поток и его фрагменты в удаленной части - слева. Справа биполярный поток в увеличенном виде. 2. Структура активной зоны Ориона КЛ в H<sub>2</sub>O мазерном излучении.

1. Активная зона расположена в центральной части плотного молекулярного облака ОМС-1, размер которого ~1 пк, Плотность водорода в ядре облака  $n(H_2) \approx 10^8$  см<sup>-3</sup>, содержание молекул воды  $n(H_2)/n(H_2O) = 10^4$ , кинетическая температура газа не превышает нескольких десятков К.

2. Наблюдательные данные в H<sub>2</sub>O мазерном излучении соответствуют диску и биполярному потоку.

- Диаметр вращающегося диска ~27 а.е.

- Градиент скорости вращения центральной части диска равен ~0.167 км/с/а.е. и соответствует однородному вращению с периодом ~178 лет.

- Скорость врашения  $H_3O$  во внешней части диска ( $r \ge 7$  a.e.) равна  $v_{mr} \approx 1.2$  км/с.

- Расстояние между соплами (яркими фрагментами) 0.004 а.е. [12].

 Скорость эжекции молекул водяного пара равна ~5 км/с и ускоряется до 50 км/с на расстоянии 1.5 а.е.

- Период активности составляет 1-2 года.

 Во время паузы окружающее вещество подтягивается к диску. Через 10-15 лет - наступает новая фаза активности.

3. Выводы: Структура, сопутствующая начальной фазе формирования протозвезды, соответствует антицентрифуге, всасывающей вещество окружающего пространства, и эжектирующей его в виде биполярного потока.

Данная модель основана на наблюдаемых скоростях мазерных линий водяного пара. Однако скорости H<sub>2</sub>O молекул могут существенно отличаться от скоростей молекулярного водорода, составляющего основную часть вещества. Потоки водорода с включениями льдинок и молекул воды аккрецируют на диск. Скорость молекул водорода в силу существенно меньшей массы будет значительно превышать скорость молекул воды и, тем более, льдинок. Высокоскоростная водородная составляющая потока сублимирует льдинки, сдувает и возбуждает молекулы водяного пара, вызывая мазерное излучение, которые мы и наблюдаем. Для обеспечения столкновительной накачки скорость молекул водорода должна превышать скорость возбуждаемых молекул более чем на  $\Delta v = \sqrt{\left(\Delta v_r^2 + \Delta v_{\phi}^2\right)} \ge 10 \text{ км/с, причем}$ в разных областях диска вклад  $\Delta v_r$  и  $\Delta v_{\phi}$  может быть разным.

Таким образом, исходя из условий накачки, скорость молекул водорода во всей видимой в мазерном излучении области превышает скорость H<sub>2</sub>O молекул более чем на 10 км/с. Молекулы водяного пара ускоряются с 5 км/с на выходе сопла до 40 км/с на расстоянии 1.5 а.е. [11]. Скорость же самого потока будет не менее 50 км/с. Это означает, что профиль скоростей вращения аккрецирующего вещества в диске будет заметно отличаться от профиля рис.1. В частности, скорость водородного потока на

## НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТОЗВЕЗДЫ 447

периферийной части диска будет не 1.2 км/с, а превысит  $v_{rot} \ge 11.2$  км/с и эквивалентная масса центрального тела будет  $\ge 1 M_{\odot}$ .

3. Газодинамическая теория образования биполярных потоков. Результаты наблюдений в основном качественно, а в некоторых аспектах и количественно, можно объяснить в рамках гидродинамического вихревого механизма образования астрофизических джетов [15-17].

В качестве простой модели, рассмотрим сильно сплюснутое сфероидальное (дискообразное) гравитирующее тело массы *M*, с полуосями а >> b, которое находится в аккреционном диске толшиной 2*h* с однородной плотностью массы *ρ*. Собственной гравитацией аккреционного диска можно пренебречь и считать, что он находится в гравитационном поле дискообразного сфероида.

Пусть в момент t = 0 вращение аккреционного диска выражается формулой

$$\nu_{\varphi}(r, 0) = \begin{cases} \omega_0 r, & r \le r_0 \\ \omega_0 r_0^2 / r, & r > r_0 \end{cases}$$
(1)

что представляет твердотельное вращение в области  $r \le r_0$  и дифференциальное, соответствующее дисковой аккреции с сохранением углового момента - вне ее. Структура (1) известна как вихрь Рэнкина [14-17]. В формуле (1) угловая скорость может меняться со временем, причем временная зависимость  $\omega(t)$  в разных областях диска может быть разной.

Так как в дальнейшем нас, в основном, будет интересовать приосевая область аккреционного диска, то гравитационное поле в ней будем считать однородным с напряженностью

$$g_z \approx -4\pi G \rho^* b \equiv -\Omega^2 b , \qquad (2a),$$

где

$$\Omega^2 = 4\pi G \rho^{\bullet} \tag{2b}$$

 $\Omega$  - величина порядка угловой скорости вращения дискообразного сфероида. Очевидно, она же представляет угловую скорость приосевой области  $r \leq r_0$  аккреционного диска  $\omega_0$  в начальный момент t=0.

Динамика аккреционного диска описывается аксиально-симметричными уравнениями Навье-Стокса в цилиндрических координатах [18]:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_{\varphi}^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right), \tag{3}$$

$$\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial t} + v_r \left( \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \right) = v \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \right), \tag{4}$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g_z + v \left( \frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right), \quad (5)$$

# М.Г.АБРАМЯН, Л.И.МАТВЕЕНКО

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \qquad (6)$$

где  $v_r$ ,  $v_{\varphi}$ ,  $v_z$  - радиальная, азимутальная и продольная составляющие скорости, а  $v_r$  - коэффициент кинематической вязкости. Предполагается, что  $v_r$ ,  $v_{\varphi}$  не зависят от z.

Уравнение непрерывности (6) допускает следующие точные решения

$$v_{z} = \begin{cases} \alpha z, & r \le r_{0}, \\ 0, & r > r_{0}, \end{cases}$$
(7)

$$v_r = -\frac{\alpha}{2} \begin{cases} r, & r \le r_0, \\ r_0^2/r, & r > r_0. \end{cases}$$
(8)

Здесь  $\alpha$  - параметр, вообще говоря, зависящий от времени, и характеризующий градиенты скоростей  $v_r$ ,  $v_z$  в области  $r \leq r_0$ .

Эти формулы указывают на появление сходящегося к оси вращения радиального и продольных вдоль оси вращения биполярных потоков вещества (рис.3).



Рис.3. Профили скоростей аккреционного диска.

Сходящийся к оси врашения радиальный поток переносит энергию и угловой момент в область  $r \le r_0$ , в результате чего угловая скорость этой области начнет расти. С учетом (1) и (8) из уравнения (4) получаем

$$\frac{d\,\omega}{dt} = \begin{cases} \alpha\omega, & r \le r_0 \\ 0, & r > r_0 \end{cases}.$$
(9)

Считая  $\alpha = \text{const}$ , получаем

$$\omega(t) = \begin{cases} \omega_0 e^{\alpha t} \equiv \omega_m , & r \le r_0 , \\ \omega_0 , & r > r_0 . \end{cases}$$
(10)

Следовательно, цилиндрическая приосевая область  $r \leq r_0$  аккреционного диска начинает вращаться экспоненциально ускоряющимся темпом, в то время как наружная область продолжает врашаться начальной угловой скоростью  $\omega_0$ . Это приводит к нарастающему со временем тангенциальному скачку скорости вращения на поверхности  $r = r_0$ :

$$\Delta v_{\varphi}(r_0) = v_0 \left( e^{\alpha t} - 1 \right), \tag{11}$$

где  $v_0 = \omega_0 r_0$  начальная скорость вращения на цилиндрической поверхности

### НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТОЗВЕЗДЫ 449

 $r = r_0$ .

Если же параметр α пропорционален ω:

$$\alpha = \beta \omega, \quad (\alpha_0 = \beta \omega_0), \quad (12a)$$

то, интегрируя (9), получим зависимости

$$ω(t) = ω_0 / (1 - α_0 t)$$
 и  $α(t) = α_0 / (1 - α_0 t)$ , (12b)

которые соответствуют "взрывной" неустойчивости приосевой области  $r \leq r_0$ : формально, за конечное время  $T = 1/\alpha_0$  угловая скорость, а вместе с ней скорости радиально-сходящейся и вертикальных биполярных потоков стремятся к бесконечности. В действительности "взрывное" нарастание этих величин будет заторможено на некотором уровне эффектами сжимаемости среды.

Особо заметим, что соотношения (12) относятся только к приосевой области  $r \le r_0$ . В области же  $r > r_0$ , так как  $\omega = \omega_0$ , то  $\alpha_0 = \beta \omega_0$  - величина постоянная.

Скорости (1), (7), (8) тождественно обращают в нуль вязкие члены в уравнениях (3)-(5), диагональные же компоненты тензора вязких напряжений отличны от нуля. Это приводит к следующей диссипации мощности кинетической энергии на единицу длины вихря:

$$\frac{dE_k}{dt} \simeq -4\pi\nu\rho r_0^2 \left\{ \frac{3}{2}\alpha^2 + \omega_0^2 \right\}.$$
(13)

Заметим, что диссипация энергии в рассматриваемом движении не зависит от времени и остается постоянной, несмотря на быстрый рост угловой скорости вращения.

Определим распределение давления в развивающемся вихре. С учетом (1), (7), (8) из уравнений (3), (5) находим

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \left\{ r \left[ \omega^2(t) - \frac{\alpha^2(t)}{4} + \frac{1}{2} \frac{d \alpha}{dt} \right], \quad r \le r_0 \right.$$

$$\frac{r_0^4}{r^3} \left[ \omega_0^2 + \frac{\alpha^2}{4} \right], \quad r > r_0$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho \left\{ g + \left( \alpha^2 + d \alpha/dt \right) z, \quad r \le r_0 \\ g, \quad r > r_0 .$$

$$(14)$$

Интегрируя эти уравнения, для разности давлений между кругами  $r = r_0$ , z = h и r, z в произвольный момент времени получим

$$\frac{\Delta p}{\rho} = -\begin{cases} g(h-z) + \left(\frac{\alpha^2}{2} + \frac{d\alpha}{dt}\right) (h^2 - z^2) - \frac{1}{2} \left(\omega^2 - \frac{\alpha^2}{4} + \frac{1}{2} \frac{d\alpha}{dt}\right) (r_0^2 - r^2), & r \le r_0 \\ g(h-z) + \frac{r_0^4}{2} \left(\frac{\alpha^2}{4} + \omega_0^2\right) \left(\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{r^2}\right), & r > r_0 \end{cases}$$
(16)

Если такие два круга находятся на одном и том же изобаре, то левая часть (16) обратится в нуль. Такая изобара в области  $r \leq r_0$  описывается формулой

$$z_{in}(r,t) = -\frac{g}{\alpha^2 + 2\dot{\alpha}} + \sqrt{\left(\frac{g}{\alpha^2 + 2\dot{\alpha}} + h\right)^2 - \frac{\omega^2(t) - \alpha^2/4 + \dot{\alpha}/2}{\alpha^2 + 2\dot{\alpha}} \left(r_0^2 - r^2\right)}, \quad (17)$$

а в области r>r<sub>o</sub> -

$$z_{e}(r,t) = h + \frac{r_{0}^{2}}{2g} \left( \omega_{0}^{2} + \frac{1}{4} \alpha^{2} \right) \left( 1 - \frac{r_{0}^{2}}{r^{2}} \right).$$
(18)

Изобара, описываемая формулами (17), (18), представляет собой углубляющуюся со временем воронку. Причем внешняя часть воронки (18) не меняется со временем. В области же  $r \leq r_0$  изобарная воронка развивается быстрее, перемещаясь в глубь аккреционного диска (рис.4). Дно воронки расположено на оси вихря r=0 и закон изменения его положения со временем, в случае  $\alpha = \text{const}$ , выражается формулой:

$$z_{in}(0,t) = -\frac{g}{\alpha^2} + \sqrt{\left(\frac{g}{\alpha^2} + h\right)^2 - \frac{v_0^2 \exp(2\alpha t) - v_r^2(r_0)}{\alpha^2}},$$
 (19)

а при "взрывном" законе нарастания:

$$z_{in}(0,t) = -\frac{g}{3\alpha_0^2} (1-\alpha_0 t)^2 + \sqrt{\left[\frac{g}{3\alpha^2} (1-\alpha_0 t)^2 + h\right]^2 - \frac{1+\beta^2/4}{3\beta^2} r_0^2}$$

Принимая в (19)  $z_{in}(0, \tau) = b$ , получим время  $\tau$ , за которое дно воронки коснется полюса дискообразного сфероида:



Рис.4. Изобарная воронка через равные промежутки времени.

450

$$\tau \simeq \frac{1}{2\alpha} \ln \frac{v_j^2 + 2g(h-b)}{v_0^2}.$$
 (20)

При получении этой формулы мы предполагали степенную неустойчивость диска ( $\alpha = \text{const}$ ), пренебрегли членом  $v_c^2(r_0)$ , и учли условие  $b^2 \ll h^2$ .

В работах [14-16] показано, что экспоненциальный рост угловой скорости врашения области  $r \le r_0$  прекращается, и система переходит в квазистационарное состояние, когда скачок азимутальной скорости (11) на поверхности  $r = r_0$  достигает скорости звука  $c_s$ . Это происходит потому, что из-за неустойчивости поверхности тангенциального разрыва, вокруг поверхности  $r = r_0$  возникает тонкий переходной турбулентный слой с аномально высокой турбулентной вязкостью [15], который и препятствует притоку энергии из внешней области и дальнейшему ускорению вихря.

В случае α = const вихрь достигает своего насыщения за время

$$t_s \approx \frac{1}{\alpha} \ln \frac{c_s}{v_0}, \tag{21}$$

а при "взрывном" нарастания скоростей

$$l_s = \frac{1}{\alpha_0 (1 + \nu_0 / c_s)}.$$
 (21a)

В дальнейшем будем принимать  $\alpha = \text{const}$ .

Толщина переходного слоя є определяется уравнением

$$\ln \ell/\ell_0 \approx \alpha v_0 t_1^2/2\ell, \qquad (21b)$$

где  $\ell_0$  есть величина, порядка длины свободного пробега частиц диска. Максимальное значение коэффициента турбулентной вязкости в переходном слое при этом оказывается равным

$$v^* \simeq \frac{1}{4} \alpha w_0 \ell t_s \,. \tag{22}$$

Время насыщения вихря (21) превосходит время (20), за которое дно воронки коснется полюса более плотного дискообразного сфероида. Следовательно, насыщенный вихрь будет взаимодействовать с дискообразным сфероидом, причем это будет происходить по круговой области с радиусом

$$R_0 = r_0 \sqrt{1 - \frac{v_j^2 + 3g(h-b)}{c_s^2}}.$$
 (23)

В результате этого взаимодействия, во-первых, вихрь будет высасывать его более плотную массу наружу, образуя более узкую и плотную струю. Это явление часто наблюдается у земных торнадо. И, во-вторых, за счет разности скоростей вращения, порядка  $(c_s - v_0)/2$ , между переходным слоем с аномально высокой турбулентной вязкостью, и сфероидом, здесь будет выделяться большая энергия, вызывая наблюдаемое мощное мазерное излучение этих фрагментов. Итак, диск, с профилем вращения (1) не может находиться в стационарном состоянии. Он должен сжиматься (по степенному, или "взрывному" закону) и эжектировать вращающийся биполярный поток вещества (рис.5), скорость



Рис.5. Схема образования биполярного потока. Окружающее вещество движется к центру по спирали и выбрасывается в виде вращающегося биполярного потока.

которого на его поверхности равна

$$\omega_j = \pm \alpha h \,. \tag{24}$$

4. Обсуждение результатов. Как можно заметить, изложенная вихревая теория возбуждения биполярных потоков из дисковых систем качественно объясняет основные наблюдательные закономерности активной области Ориона KL [9-13]. Однако из-за несжимаемости рассмотренной нами модели, возникают некоторые трудности в количественных оценках ряда характеристик.

Для иллюстрации количественной стороны соответствия развитой теории с наблюдениями рассмотрим, например, следующую ситуацию.

Параметры дискообразного сфероида:

Macca : 
$$M \approx 10^{33}$$
 r.

За полярный радиус примем половину расстояния между двумя яркими фрагментами потоков на выходах сопел эжектора:  $b \simeq 2 \cdot 10^{-3}$  а.е.  $\simeq 3 \cdot 10^5$  км. Экваториальный радиус:  $a = 3 \cdot 10^8$  км. Тогда для напряженности гравитационного поля и средней объемной плотности массы дискообразного сфероида получим:

$$g \simeq 4 \cdot 10^{-6} \text{ km/c}^2$$
;  $\rho_{\bullet} \simeq 5 \cdot 10^{-6} \text{ r/cm}^3$ . (25)

Угловая скорость вращения порядка  $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ c}^{-1}$ .

Параметры аккреционного диска: Здесь мы будем полагать, что профиль вращения молекулярного аккреционного диска не точно совпадает с профилем скорости вращения водяных "паров". Точнее, радиус  $r_0$  области твердотельного вращения аккреционного диска будем принимать порядка 0.1 а.е.:  $r_0 \simeq 10^7$  км.

Полутолщина:  $h \approx 3 \cdot 10^7$  км, концентрация частиц:  $n_{H_2} \approx 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Радиус аккреционного диска:  $R_m \approx 3 \cdot 10^9$  км.

## НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТОЗВЕЗДЫ 453

В момент *t*=0 угловую скорость вращения диска в приосевой области *r* ≤ *r*<sub>0</sub> будем принимать равной угловой скорости дискообразного сфероида:

$$\omega_0 = \Omega \simeq 2 \cdot 10^{-6} c^{-1} . \tag{26}$$

Тогда для скорости вращения диска на расстоянии  $r = r_0$  получаем

$$v_0 = \omega_0 r_0 \approx 20 \text{ km/c},$$
 (27)

скорость же радиально-сходящегося потока  $v_r(r_0)$  на границе  $r = r_0$ , как указывают наблюдения, имеет на порядок меньшее значение -

$$v_r(r_0) \simeq 5 \text{ KM/C} \,. \tag{28}$$

Скорость звука в диске примем c<sub>s</sub> = 40 км/с.

С помощью формулы (8) получаем оценку для параметра α<sub>0</sub>:

$$\alpha_0 \simeq 10^{-6} \, \mathrm{c}^{-1}$$
 (29)

Тогда, для скорости биполярного потока на полюсе дискообразного сфероида получим

$$v_j(b) \simeq \alpha b \simeq 1 \text{ KM/c}$$

а на выходе из аккреционного диска -

$$v_1 \simeq \alpha h \simeq 30 \text{ km/c} . \tag{30}$$

Для утловой скорости вращения потоков при α = const на выходе из диска получаем

$$\omega(t_s) = \omega_0 e_s^{\alpha t} = c_s / r_0 = 4 \cdot 10^{-6} \text{ c}^{-1}$$

что соответствует периоду вращения порядка десятков дней. Попадая в более разреженную межзвездную среду, струя будет расширяться, резко уменьшая угловую скорость, а на больших расстояниях, воспроизводив в центральной части вихрь Рэнкина, будет коллимирована и ускорена, как это показано в работе [17].

Изобарические воронки достигают полюсов сфероида за время, порядка месяца:

$$\tau \cong 2.5 \cdot 10^6 \,\mathrm{c} \,. \tag{31}$$

Время стабилизации вращения диска (21) почти вдвое больше, чем т. Изобарическая воронка будет взаимодействовать с дискообразным сфероидом в круговой приосевой области радиуса

$$R_0 = r_0 \sqrt{\left(1 - v_j^2 / c_s^2\right)} \approx 0.4 r_0 , \qquad (32)$$

всасывая его более плотную массу и выбрасывая наружу в виде более узкой биполярной струи. На полярной области сфероида относительная скорость воронки составляет порядка 20 км/с. Если учесть аномально высокую турбулентную вязкость переходного слоя, то понятно, что здесь должна выделяться относительно большая энергия. Существование двух активных зон мощного мазерного излучения, отстоящих друг от друга на расстоянии

2b (~0.004 a.e. [12]) в центральной области диска, можно интерпретировать как результат взаимодействия изобарической воронки аккреционного диска с полярными областями более плотного дискообразного сфероида.

Оценим теперь время активной фазы данного механизма. Так как энергия и угловой момент в области биполярного потока  $r \leq r_0$  получаются от внешней области  $r > r_0$  диска, то максимальное значение энергии, выделяемое в течение активной фазы, равно

$$E_m = \pi \pi h \int_{r_0}^{R_m} \left[ v_{\varphi}^2(r) + v_r^2(r) \right] r dr = \pi \rho h r_0^2 \left[ v_0^2 + v_r^2(r_0) \right] \ln \frac{R_m}{r_0} \,. \tag{33}$$

Разделяя это на продольный поток энергии оттока:

$$\Pi \simeq \pi \rho \, r_0^2 \, v_j \left( v_j^2 + c_x^2 / 4 \right), \tag{34}$$

получим продолжительность активной фазы истечения:

$$\pi_{act} \approx \frac{v_0^2 + v_r^2(r_0)}{\alpha(v_j^2 + c_s^2/2)} \ln \frac{R_m}{r_0} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ c} \approx 0.1 \text{ год}.$$
 (35)

Время же пассивной фазы истечения, порядка времени наполнения аккреционного диска веществом, что составляет

$$τ_{pass.} \sim R_m / v_r(r_0) = 20 \text{ лет}.$$
(36)

Таким образом, как видно из приведенных исследований, наблюдательные данные активной области формирования звезды в области Ориона КЛ достаточно точно описываются гидродинамическим механизмом и соответствуют антицентрифуге.

Один из авторов (МГА) выражает признательность Госкомитету по науке Армении за поддержку этой работы в рамках гранта 11-1С107, а (ЛИМ) - за поддержку данных исследований по программе Президиума РАН "Происхождение, строение и эволюция объектов Вселенной" и оказанное гостеприимство Ереванским Государственным Университетом.

- Ереванский государственный университет,
- Армения, e-mail: mabr49@ya.ru
- <sup>2</sup> Институт космических исследований, РАН,
- Россия, e-mail: lmatveenko@gmail.com

# начальная фаза формирования протозвезды 455 INITIAL PHASE OF THE PROTOSTAR FORMATION

## M.G.ABRAMYAN', L.I.MATVEENKO<sup>2</sup>

In frame of the hydrodynamic whirlwind mechanism of bipolar outflow formation from disk system the data of observation of active starburst area in a dense molecular cloud of Orion KL in  $H_2O$  maser radiation is analyzed. It is shown that the theory as a first approximation explains the basic observant laws of active area, structure accompanying protostar formation: a disk - a bipolar outflow, including its mechanism ejection and self-collimation, excitation maser radiation.

Key words: protostar:initial phase:hydrodynamics:bipolar outflow

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.А.Амбарцумян, Труды 2-го совешания по вопросам космогонии, М., АН СССР, 1953.
- 2. V.A.Ambartsumjan, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 18, 1, 1980.
- 3. Б.Ф.Берк, Л.Д.Джонстон, В.А.Ефанов и др., Радиофизика, 5, 799, 1973.
- 4. Л.И.Матвеенко, Л.Р.Коган, В.И.Костенко, Письма в Астрон. ж., 8, 505, 1980.
- 5. R.Genzel, D.Downes, J.M.Moran et al., Astron. Astrophys., 66, 13, 1978.
- 6. Л.И. Матвеенко, Письма в Астрон. ж., 2, 100, 1981.
- 7. Л.И. Матвеенко, Ф.Д. Даимонд, Д.А.Грэм, Астрон ж., 77, 9, 669, 2000.
  - 8. L.I.Matveyenko, "Low mass stars-formation and bipolar outflows", JENAM-2007, Yerevan, №2, p.7, 2007.
  - 9. Л.И.Матвеенко, К.М.Захарин, Ф.Д.Даимонд, Д.А.Грэм, Письма в Астрон. ж., 29, 723, 2003.
  - 10. В.А.Демичев, Л.И. Матвеенко, Астрон. ж., 81, 12, 1074, 2004.
  - 11. Л.И. Матвеенко, В.А. Демичев, С.С. Сиваконь, Ф.Д. Даймонд, Д.А. Грэм, Письма в Астрон. ж., 31, 12, 913, 2005.
  - 12. Л.И. Матвеенко, С.С. Сиваконь, Письма в Астрон. ж., 34, 12, 908, 2008.
  - 13. Л.И.Матвеенко, Астрон. ж., 81, 8, 726, 2004.
  - 14. W.J.M.Rankine, Phil. Mag. Ser. 4, 39, 211, 1870.
  - 15. М.Г.Абрамян, Астрофизика, 51, 201, 2008.
  - 16. М.Г.Абрамян, Астрофизика. 51, 431, 2008.
  - 17. М.Г.Абрамян, Астрофизика. 52, 136, 2009.
  - 18. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Гидродинамика, М., Наука, 736с. 1986.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

# ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАССЕИВАЮЩЕГОСЯ НА ОДНОМЕРНОЙ СРЕДЕ ГАРМОНИЧЕСКОГО ВО ВРЕМЕНИ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ

#### А.Ж.ХАЧАТРЯН Поступила 9 июня 2012 Принята к печати 22 июня 2012

Обсуждается задача нахождения пространственного распределения возмушения электромагнитной волны для одномерной среды с произвольно меняющимися от точки к точке линейными оптическими характеристиками. Показано, что для произвольной точки среды формирование волнового возмушения происходит на основе эффекта многократного отражения. Рассмотрены также некоторые вопросы интерпретации свойства среды, передачи волнового возмушения от точки к точке, на основе принципов суперпозиции и принципа инвариантного погружения.

Ключевые слова: электромагнитная волна:возмущение

1. Введение. Уже много лет вызывает большой интерес проблема описания волн различной природы распространяющихся в одномерных многослойных неупорядоченных системах. Данный интерес в основном стимулирован двумя обстоятельствами. Так, в последнее время сильно возросли технологические возможности, в особенности по созданию одномерных систем с произвольными композиционными и структурными особенностями. Во-вторых, изучение волновых процессов в многослойных структурах имеет большое теоретическое значение, что обусловлено схожестью данной проблемы с представлением волнового возбуждения посредством элементарных актов рассеяния на отдельных структурных элементах системы. Как известно данная проблема имеет общность подходов с классической теории переноса, применяемой в астрофизике для задач переноса лучистой энергии, в частности, выходом излучения из недр сквозь атмосферу в межзвездное пространство [1-5].

Далее мы будем рассматривать отмеченную выше проблему на примере гармонического во времени электромагнитного поля  $\exp\{-i\omega t\}$ , рассеиваюшегося на одномерном слое с произвольно меняющимися от точки к точке линейными оптическими характеристиками. Для случая нормального падения вид пространственной зависимости поля должен удовлетворять известному одномерному волновому уравнению [6]:

$$\frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} + (k^2 - u(x))\Psi(x) = 0, \qquad (1)$$

#### где введены обозначения

 $u(x) = u'(x) + iu'(x), u'(x) = k^2(1 - \varepsilon'(x)), u''(x) = -k^2 \varepsilon''(x), k^2 = \omega^2/c^2$ . (2) Здесь  $\varepsilon'(x), \varepsilon''(x)$  являются реальной и мнимой частями диэлектрической проницаемости ( $\varepsilon(x) = \varepsilon'(x) + i \varepsilon''(x)$ ).

Заметим, что формально уравнение (1) идентично с одномерным стационарным уравнением Шредингера с той лишь разностью, что в ланном случае потенциал должен рассматриваться как комплексная величина. Далее, для определенности, мы будем рассматривать слой конечной толшины с границами в точках  $x_1$  и  $x_2$ . Для конкретизации вида рассматриваемого волнового движения (постановки задачи), как правило, волновое возмущение  $\Psi(x)$  записывается в виде зависящей от параметра k функцией  $\Psi_k(x)$ , с асимптотическим поведением вида:

$$\Psi(x, k) = \begin{cases} A_1 \exp\{ikx\} + B_1 \exp\{-ikx\}, & x < x_1, \\ A_2 \exp\{ikx\} + B_2 \exp\{-ikx\}, & x > x_2. \end{cases}$$
(3)

Ясно, что при условии k>0 величины  $A_1$ ,  $B_2$  будут являться амплитудами сходящихся к потенциалу волн, а  $A_2$ ,  $B_1$  - амплитудами расходящихся волн. Ясно также, что при k<0  $A_1$ ,  $B_2$  и  $A_2$ ,  $B_1$  будут уже амплитудами расходящихся и сходящихся волн, соответственно.

В зависимости от стороны барьера, на которою падает первичная волна, различают левую и правую задачи рассеяния k > 0:

$$\Psi_{lefl}(x, k) = \begin{cases} \exp\{ikx\} + r(k)\exp\{-ikx\}, & x < x_1, \\ t(k)\exp\{ikx\}, & x > x_2 \end{cases}$$
(4)

И

$$\Psi_{righl}(x, k) = \begin{cases} s(k)\exp\{-ikx\}, & x < x_1, \\ \exp\{-ikx\} + p(k)\exp\{ikx\}, & x > x_2, \end{cases}$$
(5)

где r(k), t(k) и p(k), s(k) являются амплитудами отражения и прохождения волны для случаев, когда первичная волна падает на системы слева, и когда она падает на нее справа.

Далее мы будем проводить обсуждение поставленной выше задачи определения пространственной зависимости волнового поля на основе так называемого метода встречных волн. Рассмотрение задачи будет сопровождаться выведением некоторых известных результатов, полученных на основе уже ставших классическими методов, разработанных для решения задач данного класса. Так, мы будем обсуждать некоторые аспекты формирования волнового возмущения как вне, так и непосредственно внутри структуры с эффектом многократных отражений [6].

2. Метод встречных волн. В соответствии с методом встречных волн произвольное решение  $\Psi(x)$  волнового уравнения (1) может быть

записано в виде [7-9]:

$$\Psi(x, k) = a(x, k) \exp\{ikx\} + b(x, k) \exp\{-ikx\}, \qquad (6)$$

где пара функций a(x), b(x) удовлетворяет следующей системе линейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{da(x)}{dx} = -\frac{iu(x)}{2k}a(x) - \frac{iu(x)}{2k}b(x)\exp\{-i\,2\,kx\},$$
(7)

$$\frac{db(x)}{dx} = \frac{iu(x)}{2k}b(x) + \frac{iu(x)}{2k}a(x)\exp\{i 2kx\}.$$
(8)

Далее, по мере необходимости мы будем то добавлять, то опускать явную зависимость от k.

Важно отметить, что рассмотрение решений уравнения Шредингера на основе формул (6)-(8), в основном обусловлено тем обстоятельством, что производная волновой функции, выраженная посредством функций a(x), b(x) имеет вид:

$$\frac{d\Psi(x)}{dx} = ik(a(x)\exp\{ikx\} - b(x)\exp\{-ikx\}).$$
(9)

Система уравнений (7), (8) может быть решена при различных начальных или краевых условиях, согласно той или иной постановке задачи или же асимптотическому поведению волновой функции.

Одно из важных свойств решения волнового уравнения (1), записанного в виде (7)-(9), следует из условий непрерывности волновой функции и ее производной на границах слоя;

$$A_{1} \exp\{ikx_{1}\} + B_{1} \exp\{-ikx_{1}\} = a(x_{1})\exp\{ikx_{1}\} + b(x_{1})\exp\{-ikx_{1}\}, \quad (10)$$

$$I_1 \exp\{ikx_1\} - B_1 \exp\{-ikx_1\} = a(x_1)\exp\{ikx_1\} - b(x_1)\exp\{-ikx_1\}, \quad (11)$$

$$A_2 \exp\{ikx_2\} + B_2 \exp\{-ikx_2\} = a(x_2)\exp\{ikx_2\} + b(x_2)\exp\{-ikx_2\}, \quad (12)$$

$$A_2 \exp\{ikx_2\} - B_2 \exp\{-ikx_2\} = a(x_2)\exp\{ikx_2\} - b(x_2)\exp\{-ikx_2\}.$$
 (13)  
43 (10)-(13) легко увилеть, что

$$a(x_1) = A_1, \ b(x_1) = B_1$$
 is  $a(x_2) = A_2, \ b(x_2) = B_2$ . (14)

Как следует из (14), значения функций a(x), b(x) на границах слоя равны значениям амплитуд сходящихся к слою и расходящихся от него с соответствующей стороны волн. Данное свойство решений (6)-(9), в конечном счете, предопределяет название представленного метода как метода встречных волн.

3. Матрица рассеяния и матрица переноса. Решение системы уравнений (7), (8) может быть проведено при различных краевых или начальных условиях. Так, при краевом условии

$$a_l(x_1) = 1, \quad b_l(x_2) = 0,$$
 (15)

#### А.Ж.ХАЧАТРЯН

решение будет соответствовать левой задаче рассеяния  $a_1(x_2) = t(k)$ ,  $b_1(x_1) = r(k)$ , а краевое условие

$$a_r(x_1) = 0$$
,  $b_r(x_2) = 1$ , (16)

будет описывать волновую функцию правой задачи рассеяния  $a_r(x_2) = p(k)$ ,  $b_r(x_1) = s(k)$ . В (15), (16) введены обозначения  $a(x) = a_l(x)$ ,  $b(x) = b_l(x)$  для левой и  $a(x) = a_r(x)$ ,  $b(x) = b_r(x)$  задач рассеяния.

Используя (15), (16), представим волновую функцию с произвольными значениями амплитуд сходящихся к слою волн  $A_1$ ,  $B_2$  (см. (3)) в следующим виде:

$$\Psi(x) = A_1 \Psi_{left}(x) + B_2 \Psi_{right}(x). \tag{17}$$

Согласно (6)-(8), равенство (17) равносильно следующим двум равенствам  $a(x) = A_1 a_1(x) + B_2 a_r(x), \quad b(x) = A_1 b_1(x) + B_2 b_r(x).$  (18)

Из (14) с учетом (15), (16) для (18) можем записать

$$A_2 = t(k)A_1 + p(k)B_2$$
,  $B_1 = r(k)A_1 + s(k)B_2$ . (19)

Данные равенства определяют известный вид матрицы рассеяния для слоя с произвольно меняющимися от точки к точке оптическими характеристиками [10]:

$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_1 \end{pmatrix} = \hat{S} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{S} = \begin{pmatrix} t(k) & p(k) \\ r(k) & s(k) \end{pmatrix}.$$
 (20)

Воспользовавшись (20), легко определить также матрицу переноса или трансфер матрицу рассматриваемой задачи, определяющую связь между амплитудами волн по разные стороны слоя [9-11];

$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_1 \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{M} = \begin{pmatrix} t(k) - \frac{p(k)r(k)}{t(k)} & \frac{p(k)}{s(k)} \\ \frac{-r(k)}{s(k)} & \frac{1}{t(k)} \end{pmatrix}.$$
(21)

Выберем некоторую внутреннюю точку слоя у, относительно которой слой будем полагать мысленно разделенным на две части (см. рис.1). Разбиение системы на части носит совершенно произвольный характер и, далее, мы будем относить индекс I к левой от точки разделения части системы, а индекс II к правой части. Отметим также, что полученный вид для матрицы рассеяния (20) и матрицы переноса (21) имеют общий вид, верный также для сред с энергетическими потерями.

Наряду с амплитудами рассеяния слоя  $t = t(x_1, x_2)$ ,  $r = r(x_1, x_2)$ ,  $p = p(x_1, x_2)$ , введем также амплитуды рассеяния для ее отдельных частей, рассматривая каждую как функцию от правой  $t_I(x_1, y)$ ,  $r_I(x_1, y)$ ,  $p_I(x_1, y)$ и, соответственно, левой границы  $t_{II}(y, x_2)$ ,  $r_{II}(y, x_2)$ ,  $p_{II}(y, x_2)$  (см. рис.1). Заметим, что как следует из условия унимодулярности матрицы переноса амплитуды прохождения левой и правой задач рассеяния всегда равны друг другу и поэтому любой возможный процесс рассеивания может быть характеризован тремя амплитудами.





Будем записывать решение волнового уравнения посредством решений, соответствующих первой и второй частям слоя;

$$\Psi(x) = \Psi_I(x)\theta(x < y) + \Psi_{II}(x)\theta(x > y), \qquad (22)$$

где  $\Psi_I(x)$ ,  $\Psi_{II}(x)$  являются решениями волнового уравнения (1) для первой и второй частей, соответственно;

$$u_{I}(x) = u(x)\theta(x < y), \quad u_{II}(x) = u(x)\theta(x > y).$$
 (23)

В (22), (23) функция равна единице, если записанное в ее аргументе утверждение имеет место, и равна нулю в противном случае.

По аналогии с (6), (9), будем записывать волновые поля  $\Psi_I(x)$ ,  $\Psi_{II}(x)$  в виде суммы встречных волн

#### А.Ж.ХАЧАТРЯН

$$\Psi_I(x) = a_I(x) \exp\{ikx\} + b_I(x) \exp\{-ikx\}, \qquad (24)$$

$$\frac{d\Psi_I(x)}{dx} = ik[a_I(x)\exp\{ikx\} - b_I(x)\exp\{-ikx\}], \qquad (25)$$

$$\Psi_{II}(x) = a_{II}(x) \exp\{ikx\} + b_{II}(x) \exp\{-ikx\},$$
(26)

$$\frac{d\Psi_{II}(x)}{dx} = ik[a_{II}(x)\exp\{ikx\} - b_{II}(x)\exp\{-ikx\}].$$
(27)

Используя (6), (9), а также (22)-(27), легко показать, что для значений амплитуд встречных волн в соответствующих областях имеют место соотношения

$$a(x) = a_I(x), \quad b(x) = b_I(x), \quad \text{при} \quad x < y,$$
 (28)

$$a(x) = a_{II}(x), \quad b(x) = b_{II}(x), \quad при \quad x < y.$$
 (29)

Согласно (24), (25), величины  $a_I(x_1)$ ,  $b_I(y)$  и  $b_I(x_1)$ ,  $a_I(y)$  будут являться амплитудами сходящихся и расходящихся от первой части слоя волн. Для второй части слоя амплитудами сходящихся волн будут являться величины  $a_{II}(y)$ ,  $b_{II}(x_2)$ , а расходящихся -  $b_{II}(y)$ ,  $a_{II}(x_2)$ . В соответствии с (21) введем для обеих частей свою матрицу переноса, которая для каждой части будет связывать амплитуды волн по разные ее стороны;

$$\begin{pmatrix} a_{I}(y) \\ b_{I}(y) \end{pmatrix} = \hat{M}_{I} \begin{pmatrix} a_{I}(x_{1}) \\ b_{I}(x_{1}) \end{pmatrix} \quad \mathsf{M} \quad \begin{pmatrix} a_{II}(x_{2}) \\ b_{II}(x_{2}) \end{pmatrix} = \hat{M}_{II} \begin{pmatrix} a_{II}(y) \\ b_{II}(y) \end{pmatrix}.$$
(30)

Согласно (28), (29), амплитуды волн по левую и правую стороны слоя могут быть записаны посредством амплитуд волн для частей слоя;

 $a(x_1) = a_I(x_1), \ b(x_1) = b_I(x_1) \ \varkappa \ a(x_2) = a_{II}(x_2), \ b(x_2) = b_{II}(x_2).$  (31)

Следовательно, для матрицы переноса всего слоя можем записать

$$\begin{pmatrix} a_{II}(x_2) \\ b_{II}(x_2) \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} a_I(x_1) \\ b_I(x_1) \end{pmatrix}.$$
 (32)

Для того, чтобы функция  $\Psi(x)$ , записанная в виде (22) являлась решением волнового уравнения (1), она и ее производная в точке у должны удовлетворять условия непрерывности;

$$\Psi_{I}(y-0) = \Psi_{II}(y+0), \quad \frac{d\Psi_{I}(y-0)}{dx} = \frac{d\Psi_{II}(y+0)}{dx}.$$
 (33)

Так, используя (24)-(27), из (33) легко получить

$$a_I(y) = a_{II}(y)$$
  $\varkappa$   $b_I(y) = b_{II}(y).$  (34)

Из (30), (32) и (34) непосредственно следует основной результат метода матриц переноса [11,12]:

$$\hat{M} = \hat{M}_{II} \cdot \hat{M}_{I} , \qquad (35)$$

в соответствии с которым матрица переноса произвольной системы равна

произведению взятых в определенном порядке матриц переноса ее отдельных частей.

4. Метод расслоения. В соответствии с методом погружения, а также методом комбинации параметров рассеяния, задача нахождения волновой функции может быть сведена к задаче решения системы дифференциальных уравнений с заданными начальными условиями. Вообще говоря, при обсуждении задач рассеяния возможны четыре вида начальных условий (см. рис.1). Две задачи Коши будут соответствовать волновой функции левой задачи рассеяния, когда та рассматривается как функция левой или же правой границ слоя. Ясно, что остальные две задачи Коши будут соответствовать волновой функции правой задачи рассеяния также в зависимости от границ слоя.

Возможно также рассмотрение, когда волновая функция представляется посредством решений, соответствующих обеим задачам Коши. Иначе говоря, волновая функция может быть записана в виде, содержащем одновременно как амплитуды рассеяния слоя с переменной левой, так и с переменной правой границами. На первый взгляд может показаться, что привлечение для представления волновой функции решений обеих форм возможных задач Коши усложняет проблему и может представлять собой только лишь математический интерес. Однако, как будет показано ниже, такое рассмотрение позволяет наиболее полным образом раскрыть механизм формирования пространственного распределения волнового возмушения как результат эффекта многократных отражений. Данный подход известен под названием метода расслоения [13,14].

Рассмотрим для первой и второй частей слоя левую и правую задачи рассеяния (см. рис.1)

$$\Psi_{left}^{I}(x) = \begin{cases} \exp\{ikx\} + r_{I}(x_{1}, y)\exp\{-ikx\}, & x < x_{1}, \\ t_{I}(x_{1}, y)\exp\{ikx\}, & x > y, \end{cases}$$
(36)

$$\Psi_{right}^{I}(x) = \begin{cases} t_{I}(x_{1}, y) \exp\{-ikx\}, & x < x_{1}, \\ \exp\{-ikx\} + p_{I}(x_{1}, y) \exp\{ikx\}, & x > y, \end{cases}$$
(37)

И

$$\Psi_{left}^{II}(x) = \begin{cases} \exp\{ikx\} + r_{II}(y, x_2)\exp\{-ikx\}, & x < y, \\ t_{II}(y, x_2)\exp\{ikx\}, & x > x_2 \end{cases}$$
(38)

$$\Psi_{right}^{\prime\prime}(x) = \begin{cases} t_{II}(y, x_2) \exp\{-ikx\}, & x < y, \\ \exp\{-ikx\} + p_{II}(y, x_2) \exp\{ikx\}, & x > x_2. \end{cases}$$
(39)

Тогда, согласно (21), матрицы переноса каждой части слоя, записанные посредством амплитуд отражения и прохождения обеих задач рассеяния для части, будут иметь вид:

#### А.Ж.ХАЧАТРЯН

$$\hat{M}_{I} = \begin{pmatrix} t_{I} - \frac{p_{I}r_{I}}{t_{I}} & \frac{p_{I}}{t_{I}} \\ -\frac{r_{I}}{t_{I}} & \frac{1}{t_{I}} \end{pmatrix}, \quad \hat{M}_{II} = \begin{pmatrix} t_{II} - \frac{p_{II}r_{II}}{t_{II}} & \frac{p_{II}}{t_{II}} \\ -\frac{r_{II}}{t_{II}} & \frac{1}{t_{II}} \end{pmatrix}.$$
(40)

Используя (40), для матричного соотношения (35) можем записать:

$$\begin{pmatrix} t - \frac{pr}{t} & \frac{p}{s} \\ -\frac{r}{s} & \frac{1}{t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{II} - \frac{p_{II}r_{II}}{t_{II}} & \frac{p_{II}}{t_{II}} \\ -\frac{r_{II}}{t_{II}} & \frac{1}{t_{II}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{I} - \frac{p_{I}r_{I}}{t_{I}} & \frac{p_{I}}{t_{I}} \\ -\frac{r_{I}}{t_{I}} & \frac{1}{t_{I}} \end{pmatrix},$$
(41)

из которого, в частности, следует, что амплитуды рассеяния всего слоя t, r, p могут быть выражены посредством амплитуд рассеяния отдельных ее частей  $t_I(x_1, x)$ ,  $r_I(x_1, x)$ ,  $p_I(x_1, x)$  и  $t_{II}(x, x_2)$ ,  $r_{II}(x, x_2)$ ,  $p_{II}(x, x_2)$ , согласно следующим формулам [13,14] (см., также,):

$$t(x_1, x_2) = \frac{t_I(x_1, y)t_{II}(y, x_2)}{1 - p_I(x_1, y)r_{II}(y, x_2)},$$
(42)

$$r(x_1, x_2) = r_I(x_1, y) + \frac{t_I(x_1, y)^2 r_{II}(y, x_2)}{1 - p_I(x_1, y) r_{II}(y, x_2)},$$
(43)

$$p(x_1, x_2) = p_{II}(y, x_2) + \frac{p_I(x_1, y)t_{II}(y, x_2)^2}{1 - p_I(x_1, y)r_{II}(y, x_2)}.$$
(44)

Таким образом, мы на основе метода трансфер матрицы воспроизвели классический результат метода расслоения, при этом обобщая его на случай сред с энергетическими потерями.

5. Эффект многократных отражений. Представленный выше результат (42)-(44) имеет довольно прозрачный физический смысл, связанный с эффектом многократного отражения волны внутри слоистой структуры. Разлагая выражение t (42) в ряд по степеням  $p_1r_{II}$ , можем записать

$$t = t_I t_{II} + t_I (r_{II} p_I) t_{II} + t_I (r_{II} p_I)^2 t_{II} + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} t_I (r_{II} p_I)^n t_{II} .$$
(45)

Легко увидеть, что первое слагаемое суммы (45) (член n=0) представляет собой вклад в полную амплитуду прохождения амплитуды процесса, при котором отражение от слоев не происходит. Второе слагаемое соответствует амплитуде реализации процесса, при котором волна, прошедшая сквозь первый слой структуры, отражается от его второго слоя и далее, отражаясь от первого слоя, волна уже проходит через второй слой. Ясно, что произвольный *n*-тый член суммы представляет процесс передачи волнового возмущения сквозь структуру, который сопровождается *n*-кратным переотражением волны между слоями (см. рис.2).

Полученный результат является не чем иным, как аналогом конти-

нуального интеграла или интеграла по возможным траекториям Фейнмана для амплитуды вероятности реализации того или иного процесса [15]. В случае (45) таким процессом является процесс передачи волнового возмущения, возникшего в области по одну сторону системы, в область



Рис.2. Схематическое представление амплитуды прохождения волны сквозь двухслойную структуру, как результат наложения процессов многократных отражений между слоями.

по другую сторону. Как известно в подходе Фейнмана базовым понятием является амплитуда вероятности осуществления или реализации события, для которого имеет место принцип суперпозиции: амплитуда вероятности события равна сумме амплитуд вероятностей для всевозможных альтернативных способов его осуществления. Для амплитуд вероятности имеет место также закон их умножения, согласно которому амплитуда вероятности сложного процесса равна произведению амплитуд вероятностей, составляющих его элементарных процессов.

Воспользовавшись (36)-(39), а также (22), (28), (29) для волновых функций левой и правой задач рассеяния слоя, можем записать

$$\Psi_{left}(x) = \frac{t_I(x_1, x)}{1 - p_I(x_1, x)r_{II}(x, x_2)} \exp\{ikx\} + \frac{t_I(x_1, x)r_{II}(x, x_2)}{1 - p_I(x_1, x)r_{II}(x, x_2)} \exp\{-ikx\}, (46)$$

$$\Psi_{right}(x) = \frac{t_{II}(x, x_2)p_I(x_1, x)}{1 - p_I(x_1, x)r_{II}(x, x_2)} \exp\{ikx\} + \frac{t_{II}(x, x_2)}{1 - p_I(x_1, x)r_{II}(x, x_2)} \exp\{-ikx\}. (47)$$

Как легко заметить из (46) и (47), для левой задачи рассеяния отношение амплитуд встречных волн в каждой точке пространства определяется амплитудой отражения для части системы правее данной точки.

$$\frac{b(x)}{a(x)} = R_{II}(x), \tag{48}$$

в то время как для правой задачи рассеяния оно определяется амплитудой отражения части системы левее данной точки;

#### А.Ж.ХАЧАТРЯН

$$\frac{q(x)}{b(x)} = P_I(x). \tag{49}$$

Разлагая выражения для амплитуд встречных волн в ряд по степеням  $p_I(x_1, x)r_{II}(x, x_2)$ , легко увидеть, что в каждой точке пространства волновое поле формируется в результате многократных отражений, происходящих от частей системы левее и правее от данной точки.

6. Заключение. Важно отметить, что замена в принципе суперпозиции словосочетания амплитуда вероятности на вероятность делает его утверждение созвучным с утверждением принципа инвариантного погружения Амбарцумяна [16,17]. Как известно, долгое время принцип погружения являлся основным инструментом для описания различных процессов переноса в случайно-неоднородных средах, когда правомочна или удовлетворительна замена волнового поля неким средним полем интенсивности. Применительно к нашей задаче для случая среды без энергетических потерь принцип инвариантного погружения приводит к следующему результату [17]:

$$\tau = \frac{\tau_I \tau_{II}}{1 - \rho_I \rho_{II}}, \quad \rho = \rho_I + \frac{\tau_I^2 \rho_{II}}{1 - \rho_I \rho_{II}}, \quad (50)$$

где величины  $\tau$ ,  $\tau_I$ ,  $\tau_{II}$  и  $\rho$ ,  $\rho_I$ ,  $\rho_{II}$  представляют собой усредненные по случайным параметрам среды коэффициенты прохождения и отражения волны для слоя, а также для его первой и второй частей, соответственно. Заметим, что для среды без энергетических потерь коэффициенты отражения левой и правой задач рассеяния равны друг другу.

Ясно, что формулы (50) могут иметь место только лишь в случае некогерентного рассеяния, когда фазовым вкладом рассеянных от различных областей среды возбуждений в интенсивности отраженной и прошедших волн пренебрегается. Заметим, что при учете набега фаз замкнутые по отношению к интенсивности волн уравнения не имеют места, т.е. в уравнениях проявляется также наличие амплитуд волн. Из формул (50) также следует, что если величины, характеризующие свойства отражения и прохождения отдельных слоев системы подчиняются условию нормировки, т.е.

$$\tau_I + \rho_I = 1, \quad \tau_{II} + \rho_{II} = 1,$$
 (51)

то соответствующие величины для всей системы также подчиняются данному условию;

$$\tau + \rho = 1. \tag{52}$$

В соответствии с принципом инвариантного погружения, формирующийся в результате многократных отражений процесс переноса излучения может быть для случайно-неоднородных сред описан на основе вероятностных законов. В указанном выше смысле принцип суперпозиции для

466

## ВОЛНОВОЕ ПОЛЕ

амплитуд вероятности является, по сути, обобщенным принципом инвариантного погружения. Амплитуды вероятности переходов, аналогично вероятностям в случае принципа инвариантного погружения, также подчиняются законам сложения и умножения для альтернативных и сложных событий.

В конце автор выражает благодарность академику Д.М.Седракяну за обсуждение результатов настоящей работы.

Государственный инженерный университет Армении, Армения, e-mail: ashot.khachatrian@gmail.com

# THE SPATIAL DISTRIBUTION OF A TIME-HARMONIC WAVE FIELD SCATTERED BY A ONE-DIMENSIONAL MEDIUM

#### A.Zh.KHACHATRIAN

We discuss the determination problem of a spatial distribution of an electromagnetic wave perturbation for a one-dimensional medium having arbitrary varying from point to point linear optical properties. It is shown that the wave field formation takes place on the base of the effect of multiple reflections. We also consider some questions related to the problem of characteristics interpretation of a medium, its property to transfer from point to point a wave perturbation, based on the principles of superposition and invariant imbedding.

Key words: electromagnetic wave:perturbation

# ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.А.Амбарцумян, ДАН Арм. ССР, 38, 225, 1964.
- 2. Н.Б.Енгибарян, Астрофизика, 1, 297, 1965.
- 3. А.Г.Никогосян, 1, 285, 1965.
- 4. Н.Б.Енгибарян, А.Х.Хачатрян, Матем. Моделирование, 16, 67, 2004.
- 5. М.А.Мнацаканян, ДАН ССР, 262, 856, 1982.
- 6. М.Борн, Э.Вольф, Основы оптики. М., Наука, 1973, с.721.
## А.Ж.ХАЧАТРЯН

- 7. Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян, ДАН Армении, 99, 247, 1999.
- 8. A.Zh.Khachatrian, Armenian Journal of Physics, 3, 178, 2010.
- 9. A.Zh.Khachatrian, Armenian Journal of Physics, 4, 90, 2011.
- 10. Л.Д. Фадеев, Тр. МИАН СССР, 73, 314, 1964.
- 11. В.И.Арнольд, Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений, М., Наука, 1978, с.304.
- 12. P.Erdos, R.C.Herndon, Adv. Phys., 31, 65, 1982.
- 13. В.К.Игнатович, ОИЯИ Р4-10778, Дубна, 1977.
- 14. V.K. Ignatovich, The physics of ultra cold neutrons. Clarendon Press. Oxford, 1990.
- 15. *Р. Фейнман, А.Хиббс,* Квантовая механика и интегралы по траекториям. М., Мир, 1968, с.382.
- 16. В.А.Амбарцумян, ДАН ССР, 38, 257, 1943.
- В.А.Амбарцумян, Принцип инвариантности и его приложения. (М.А.Мнацаканян, О.В.Пикичян ред.) Труды всесоюзного симпозиума приуроченного к 40-летию введения принципа инвариантности в теорию переноса излучения, Бюракан, 1981, 26-30 октябрь.

# АСТРОФИЗИКА

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

NOTES

## NEW BRIGHT CARBON STARS FOUND IN THE DFBS

1. Introduction. Carbon-rich stars (C stars) of Population II, such as CH giants, can provide direct information on the role of low-to-intermediatemass stars of the Halo in early Galactic evolution. Moreover, accurate knowledge of the CH stellar population is a critical requirement for building up scenarios for early Galactic chemical evolution. The first list of the faint highlatitude C stars (FHLCs), found in the Digitized First Byurakan Survey<sup>1</sup> (DFBS [1]) is given in paper [2]. In the present work, we report the recent discovery of two additional CH - type C stars ( not previously catalogued ), namely DFBS J075331.98+190344.3 and DFBS J111422.94+091442.7, detected on the DFBS plates with help of the image analysis softwares (FITSView and SAOImage DS9). Medium-resolution spectra confirm the C-rich nature for both of them. Using infrared colour-magnitude relationship, we estimated the distances and K-band absolute magnitudes to the new objects.

2. Optical Spectroscopy and Photometry. For our stars follow-up, photometry (Johnson B, V, R) and moderate-resolution CCD spectra (spectral range  $\lambda 3900-8500$ Å, dispersion 3.9 Å/pix) were obtained on 12/13 March 2012, with the 1.52 m Cassini telescope of the Bologna (Italy) Astronomical Observatory at Loiano (equipped with the Bologna Faint Object Spectrometer and Camera - BFOSC, 1300 x 1340 pix EEV P129915 CCD). All the spectroscopic and photometric data were reduced by means of standard IRAF<sup>2</sup> procedures. For these stars Table 1 presents: the DFBS identification, which includes the equatorial coordinates; the galactic coordinates I and b; the B, V, R magnitudes (typical errors are  $\pm 0.05$  mag); the spectral class (see chapter 3) determined from the CCD spectra and the value of E(B-V) along the line of sight to the stars, computed using the Galactic reddening maps of Schlegel et al. [3]. The spectra, are shown in Fig.1, where on Y-axis we plotted relative fluxes, corrected for the atmospheric extinction.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> http://byurakan.phys.uniroma1.it and http://www.aras.am/Dfbs/dfbs.html

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> IRAF is distributed by the NOAO which is operated by AURA under contract with NFS

Table 1

THE JOURNAL OF OBSERVATIONS FOR THE NEW DFBS C STARS

DFBS	/	b	B	V	R	Sp. Туре	E(B - V)
Number	(deg)	(deg)	(mag)	(mag)	(mag)		(mag)
J075331.98+190344.3	202.03492	+21.96567	13.36	11.67	10.98	CH	0.044
J111422.94+081442.7	247.8377	+60.27028	12.96	11.69	11.14	CH	0.031



Fig.1. Loiano 1.52 m telescope medium - resolution CCD spectra in the range  $\lambda 3900 - 8500$ Å for new detected DFBS C stars. The absorption band heads of the C<sub>2</sub> molecule and G-band of the CH-molecule is indicated. The Y-axis is intensity in relative units.

3. Spectral Types And Characteristics. The new data were analyzed to clarify the subclass of the new C stars. The spectra show strong G-band

#### NOTES

of CH-molecule at 4300 Å, which is a main spectroscopic characteristic feature of CH-type stars [4,5]. Also, they show the secondary *P*-branch of the *G*-band (with head at 4342 Å), clearly indicating the belonging of these objects to the class of CH-giants [6]. Prominent features of the C, molecule at  $\lambda$ 4737, 5165, 5636 Å, those in the region 6000-6200 Å, the <sup>13</sup>CN band near 6360 Å and the atomic lines 4554 and 4935 Å of Ba II are very well expressed.

Near infrared photometric data were also considered for the new C stars. Table 2 presents the 2MASS magnitudes (available online at http://irsa.ipac. caltect.edu) and the J - H and H - K colours, transformed to the SAAO photometric system according to the formulae by Koen et al., [7] and corrected for the interstellar extinction according to [3]. The uncertainties are 0.040 and

Table 2

DFBS Number	2MASS Identification	J (mag)	H (mag)	K, (mag)	J - H (mag)	H - K (mag)
J075331.98+190344.3	J07533198+1903441	9.224	8.462	8.272	0.87	0.15 0.11
J111422.94+081442.7	J11142294+0814427	9.544	8.940	8.796	0.69	

2MASS PHOTOMETRIC DATA FOR THE NEW DFBS C STARS

0.046 mag for the colours of J075331.98+190344.3 and J111422.94+081442.7, respectively. In the J - H vs. H - K diagram of Fig.3 by Totten et al. [8], where the different carbon classes were established, the colours of the two stars are typical for CH-type C stars, confirming the spectral classification (see papers [8,9] for more details).

4. Luminosities and Distances. To compute the absolute magnitudes  $M_{\kappa}$  and the distances to the new detected objects we used the empirical colormagnitude relationship:

$$\log(M_{K} + 9.0) = 1.14 - 0.65(J - K) \tag{1}$$

obtained by Totten et al. [8] from a selected sample of C giants in nearby Galactic satellite systems and successfully applied to all their faint high-latitude carbon stars. Table 3 presents the absolute K-band magnitudes  $(M_{K})$  in the SAAO system, Heliocentric distances (D) and the distance to the Galactic plane (Z).

Table 3

ABSOLUTE K-BAND MAGNITUDES AND DISTANCES TO THE DFBS C STARS

DFBS Number	M <sub>K</sub> (mag)	D (kpc)	Z (kpc)
J075331.98+190344.3	$-5.80 \pm 0.2$	$6.3 \pm 0.7$	2.4±0.7
J111422.94+081442.7	-4.75 ± 0.2	$5.2 \pm 0.6$	4.5±0.6

471

5. Summary. Optical spectra in the range 3500-8500 Å and photometric data for two carbon stars found in the Digitized First Byurakan Survey database is presented. Both objects are CH-type giants, consequently at distances 6.3 and 5.2 kpc from the Sun.

Acknowledgments. The authors thank the staff of the Cassini telescope for technical assistance during the observations. This research has made use of the SIMBAD database operated at CDS, Strasbourg, France. This publication makes use of data products from 2MASS, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

Новые яркие углеродные звезды, открытые в DFBS. Приводятся оптические спектры в диапазоне длин волн 3500-8500 Å, а также фотометрические данные для двух новых углеродных звезд J075331.98+190344.3 и J111422.94+081442.7, открытые в базе данных DFBS, которые являются CH - гигантами на расстоянии 6.3 и 5.2 кпк от Солнца.

Ключевые слова: яркие углеродные звезды

12 апреля 2012

<sup>1</sup> V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am <sup>2</sup> Universita di Roma "La Sapienza", Italy, C.Bassi

y, К.С.Гигоян K.S.Gigoyan K.Росси C.Rossi С.Склави S.Sclavi C.Гаудензи S.Gaudenzi

## REFERENCES

- 1. A.M. Mickaelian, R. Nesci, C. Rossi et al., Astron. Astrophys., 464, 1177, 2007.
- 2. K.S. Gigoyan, D. Russeil, A.M. Mickaelian et al., Astron. Astrophys., 2012 (submitted).
- 3. D.Schlegel, D.Finkbeiner, M.Davis, Astrophys. J., 500, 525, 1998.
- 4. G. Wallerstein, G.R. Knapp, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 36, 369, 1998.
- 5. T.Lloyd Evans, Journal Astrophys. Astr., 31, 177, 2010.
- 6. A. Goswami et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 402, 1111, 2010.
- 7. C.Koen, F.Marang, D.Kilkenny, C.Jacobs, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 380, 1433, 2007.
- 8. E.T. Totten, M.J.Irwin, P.A. Whitelock, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 314, 630, 2000.
- 9. C.Rossi, K.S.Gigoyan, S.Sclavi, M.Avtandilyan, Astron. Astrophys, 532, A69, 2011.

## АСТРОФИЗИКА

**TOM 55** 

АВГУСТ, 2012

выпуск 3

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

## ЭЛЕКТРОНЫ В КВАРКОВОЙ ПЛАЗМЕ

Витен [1] рассмотрел барионную плазму при плотностях выше порога рождения кварков, когда все кварки ультрарелятивистские и можно пренебречь их массой. Было показано, что странная кварковая материя (SQM), состоящая из u, d, s кварков, энергетически более выгоднее, чем нестранная кварковая материя (NQM), состоящая из u, d кварков. При этом не была учтена возможность наличия электронов в кварковой плазме. Ниже показано, что учет электронов не изменяет основной вывод [1]. Этот результат не очевиден, т.к. в вырожденной барионной плазме относительные концентрации частиц определяются из условий  $\beta$  равновесия и электронейтральности.

Для сравнения напомним вкратце ситуацию в случае нуклонной плазмы, из которой состоят нейтронные звезды, содержащие в основном вырожденные нейтроны и небольшую долю протонов и равное им количество электронов. Из условия химического равновесия при β процессах имеем

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e \,, \tag{1}$$

где  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  и  $\mu_e$  - химические потенциалы (энергии ферми) нейтрона, протона и электрона. Воспользуемся также условием электронейтральности

$$n_p = n_e, \tag{2}$$

где  $n_p$  и  $n_q$  - концентрации протонов и электронов. Концентрация нуклонов в атомных ядрах  $n_0 = 0.17 f_m^{-3}$  и нуклоны нерелятивистские, для них  $x_n = p_n/m_n c = 0.3$ , где  $p_n$  - импульс Ферми нейтронов,  $m_n$  - их масса, c- скорость света. В этом случае из (1) и (2) для отношения концентраций протонов  $n_q$  и нейтронов  $n_q$  имеем

$$n_p / n_p = (1/8) x_p^3 \approx 3 \cdot 10^{-3}$$
, (3)

откуда следует, что вещество нейтронных звезд при ядерной плотности в основном состоит из вырожденных нейтронов. Ситуация изменяется при сверхядерных плотностях, когда не только электроны, но и нуклоны крайне релятивистские ( $x_i >> 1$ , i = e, p, n). В этом случае, если не учесть возможность наличия гиперонов [2], хоть и нейтроны снова превалируют,

о относительное число электронов и протонов увеличивается

$$n_{e}/n_{n} = n_{p}/n_{n} = 1/8$$
 (4)

Таким образом, сверхплотное ядерное вещество в нейтронных звездах в основном состоит из нейтральной компоненты - нейтронов, откуда и их название [3]. Покажем, что в кварковом веществе, которое может образоваться как при катастрофических процессах типа взрыва сверхновых, так и иметь реликтовое происхождение, концентрация электронов также незначительна.

Рассмотрим сперва нестранное кварковое вещество NQM, состоящее из *u*, *d* кварков и электронов. Примем, что все частицы ультрарелятивистские. Для определения их концентраций *n<sub>u</sub>*, *n<sub>a</sub>*, *n<sub>a</sub>* снова воспользуемся условием β равновесия, которое в этом случае запишется через химиеские потенциалы *u*, *d* кварков и электронов

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e , \qquad (5)$$

и условием электронейтральности

$$\frac{2}{3}n_u = \frac{1}{3}n_d + n_e . (6)$$

Имея в виду связь импульсов Ферми *и*, *d* кварков и электронов с их концентрациями

$$p_d = a n_d^{1/3}, \quad p_u = a n_d^{1/3}, \quad p_e = 3^{1/3} a n_e^{1/3}, \quad a = (\pi^2)^{1/3} \hbar$$
 (7)

из (3) и (4) для отношения концентраций и, d кварков

$$t = (n_d / n_u)^{1/3} , (8)$$

получим соотношение

$$2t^3 - 3t^2 + 3t - 3 = 0, (9)$$

решение которого

$$t = 1.256$$
. (10)

С учетом (10) в NQM имеем

$$n_d = 1.984 n_u$$
,  $n_e = 5.3 \cdot 10^{-3} n_u$ . (11)

Таким образом, в *ude* плазме концентрация электронов на три порядка меньше концентрации кварков. И это в то время, как в ультрарелятивистской нуклонной плазме, как следует из (4), концентрация электронов и протонов лишь в восемь раз меньше концентрации основной компоненты вещества - нейтронов. Это обусловлено двумя обстоятельствами. Во первых, в кварковой плазме в отличие от (4) все три компоненты (*ude*) заряжены и партнер *d* кварка по электрическому заряду - электрон, имеет в три раза больший электрический заряд, что уменьшает его концентрацию. В этом направлении также действует и тот факт, что как следует из (7), кварки занимают в три раза больший фазовый объем, чем электроны.

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

В отличие от NQM в ультрарелятивистской странной кварковой плазме SQM  $\beta$  переходы приводят к возможности наличия электронов только при учете массы странного кварка  $m_s$ . Действительно и в этом случае концентрации u, d, s кварков и электронов  $n_u$ ,  $n_a$ ,  $n_s$ ,  $n_e$ , как и в случае NQM, определяются из условия электронейтральности

$$\frac{2}{3}n_u = \frac{1}{3}n_d + \frac{1}{3}n_s + n_e \tag{12}$$

и в равновесия

$$\mu_d = \mu_s = \mu_u + \mu_e , \qquad (13)$$

где  $\mu_l$  - химические потенциалы соответствующих частиц. В ультрарелятивистском случае, когда снова можно пренебречь массами *u*, *d* кварков и сохранить как малый член  $m_s^2$ , соотношение (13) можно представить через концентрации частиц

$$n_d^{1/3} = n_u^{1/3} + 3^{1/3} n_e^{1/3}, \tag{14}$$

$$n_{u}^{1/3} = \left[ n_{s}^{2/3} + m_{s}^{2} c^{2} / a^{2} \right]^{1/2} .$$
 (15)

Учитывая малость члена  $m_s^2 c^2 / (a^2 n_s^{2/3})$ , из (15) выразим  $n_s$  через  $n_d$  $n_s \approx n_d (1 - 3(m_s c)^2 / (2 a^2 n_d^{2/3}))$ . (16)

Для n<sub>e</sub>/n<sub>e</sub> из (14) имеем

$$n_e/n_u = \frac{1}{3}(t-1)^3$$
, (17)

где *t*, как и в NQM (см. (8)), определяется как  $t = (n_d/n_u)^{1/3}$ . Подставляя (16) и (17) в (12), для *t* получим

$$t^{3}-t^{2}+(1-\alpha)t-1=0, \qquad (18)$$

где а малый параметр, равный

$$\alpha = 1/(2x_s^2), \quad x_s = p_s/(m_s c).$$
 (19)

Если в SQM в ультрарелятивистском случае пренебречь массой *s* кварка ( $m_s = 0$ ), то, как следует из (19),  $\alpha = 0$ . В этом случае из (18) для *t* имеем t = 1, откуда следует

$$n_u = n_d = n_s , \quad n_e = 0 .$$
 (20)

В табл.1 приведены решения (18) и соответствующие им значения относительной концетрации электронов  $n_s/n_u$  для трех значений параметра  $x_s$ .

X,	t-1	n_ /n_
3	0.0277	7.16.10-6
5	0.01	3.33 10 <sup>-7</sup>
7	0.0051	4.42 - 10 <sup>-8</sup>

Таблица 1

475

Из этих результатов видно, что учет массы *s* кварка приводит не только к возникновению электронов и в релятивистской SQM, но также увеличивает по сравнению с ультрарелятивистским случаем (20), где принято  $m_s = 0$ , концентрацию *d* кварка  $n_d$  (здесь t > 1). Это обусловлено тем обстоятельством, что в данном случае, как следует из (16), уменьшается концентрация странного кварка, который также имеет отрицательный заряд.

В заключение отметим, что небольшая доля электронов хоть и вносит свой вклад в общее давление кварковой плазмы, но изменяет количественную оценку отношения энергии на барион в SQM и NQM, полученную в [1] из условия n = 0, весьма незначительно.

Electrons in the quark plasma. The influence of  $\beta$  processes on presence of electrons in the quark plasma is investigated.

Key words: plasma:electron:quark

20 июня 2012 Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: yuvartanyan@ysu.am

Ю.Л.Вартанян Yu.L.Vartanyan Ш.Р.Меликян Sh.R.Melikyan A.A.Шагинян H.A.Shahinyan

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.

2. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960; 38, 785, 1961.

3. J.R. Oppenheimer, G.M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.

(81) .

#### СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХГИГАНТА ОЗІГ Суg ОВ2 №7 ПО СПЕКТРАМ УМЕРЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

О.В. Марьева, Р.Я. Жучков 413 ИСТОЧНИК ЭНЕРГИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

**Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян** 421

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ КИНЕТИЧЕСКОГО РАВ-НОВЕСИЯ ПО В-ПРОЦЕССАМ В НУКЛОННОЙ ПЛАЗМЕ С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ПАРАМИ

Г.С.Бисноватый-Коган 433

НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА ФОРМИРОВАНИЯ ПРОТОЗВЕЗДЫ

М.Г.Абрамян, Л.И.Матвеенко 443 ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАССЕИВАЮЩЕГОСЯ НА ОДНОМЕРНОЙ СРЕДЕ ГАРМОНИЧЕСКОГО ВО ВРЕМЕНИ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ

А.Ж.Хачатрян 457

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НОВЫЕ ЯРКИЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ, ОТКРЫТЫЕ В DFBS К.С.Гигоян, К.Росси, С.Склави, С.Гаудензи 469

электроны в кварковой плазме

Ю.Л.Вартанян, Ш.Р.Меликян, А.А.Шагинян 473

## CONTENTS

Morphology and color indices of galaxies in pairs: Criteria for the galaxy classification	
O.V.Melnyk, D.V.Dobrycheva, I.B.Vavilova	321
infrared spectral properties of WR galaxies	
J.R.Martirosian, L.A.Sargsyan	337
On the relationship of infrared and radio emission of Wolf-Rayet galaxies	
V.H.Malumvan, J.R.Martirosian	349
X-ray and very high energy gamma-ray observations of Mrk 501	
during may-june 2006	
V.V.Fidelis	357
Magnetic field of chemically peculiar stars	
Yu. V. Glagolevskij	369
Light curves, variations of the emission lines MgII h and k, MgI(2852 Å) and the light polarization of Miras	
N D Melikian	389
Radial system of dark globules in SER OB2	507
A.L.Gyulbudaghian	403
Medium resolution optical spectroscopy of O3If Cyg OB2 №7	
O.V.Maryeva, R.Ya.Zhuchkov	413
The source of pulsars' radioemission	
D M Sedrakian M V Havrapetvan	421
Auchte solution for kinetic coulibrium of 8 processos in publication	
plasma with relativistic pairs	
G.S.Bisnovatyi-Kogan	433
Initial phase of the protostar formation	
M.G.Abramvan, L.I.Matveenko	443
The spatial distribution of a time-harmonic wave field scattered by a	
A 7h Khachatrian	457
A.Z.IMuchulmun	437
NULES	
New bright carbon stars found in the DFBS	1
K.S.Gigoyan, C.Rossi, S.Sclavi, S.Gaudenzi	469
Electrons in the quark plasma	
Yu.L.Vartanyan, Sh.R.Melikyan, H.A.Shahinyan	473