UUS Ц U В Р 2 Р Ч U A С Т Р О Ф И З И К А

TOM 54

ФЕВРАЛЬ, 2011

выпуск 1

о кинематике местной космической пустоты	
О.Г.Насонова, И.Д.Караченцев	5
ГАЛАКТИКИ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА.	
ОПТИЧЕСКАЯ БАЗА ДАННЫХ	
М.В.Гюльзадян, Б.Маклин, В.Ж.Адибекян, Р.Аллен, Л.Кунт,	
А.Петросян, Дж.А.Степанян	21
О ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА Sy2	
ГАЛАКТИКИ МАРК6	
Э.Е.Хачикян, Н.С.Асатрян, А.Н.Буренков	35
НОВАЯ ЛЕБЕДЯ 1975 ГОДА (V1500 CYG) В 2000-2009гг. И	
природа синодического периода	
А.А.Литвинчова, Е.П.Павленко, С.Ю.Шугаров	47
В И Ве-ЗВЕЗДЫ В МОЛОДЫХ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ	
СКОПЛЕНИЯХ NGC 659 И NGC 7419	
С.Л.Мальченко, А.Е.Тарасов	63
СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНАЯ ЗВЕЗДА, "УБЕГАЮЩАЯ" ИЗ	
CUCTEMЫ ®¹ Ori C	
A RUMPUURUNA R II NUMBAA II KNUNDAA R KNUNDA	21

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

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

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցե (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաչչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան)։

Редакционная коллегия

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

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

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

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

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

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2011

TOM 54

ФЕВРАЛЬ, 2011

выпуск 1

О КИНЕМАТИКЕ МЕСТНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПУСТОТЫ

О.Г.НАСОНОВА, И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ

Поступила 27 ноября 2010

Для изучения поля пекулярных скоростей в окрестностях Местной космической пустоты, расположенной в направлении созвездий Орла и Геркулеса, были систематизированы имеющиеся данные о расстояниях и лучевых скоростях галактик. С этой целью была использована выборка 1056 галактик с расстояниями, измеренными по светимости верхушки ветви красных гигантов (ТЯСВ), по светимости цефеид, по светимости сверхновых типа Iа, по флуктуациям поверхностной яркости (SBF), а также по соотношению Таллифищера. Найденное значение амплитуды скорости оттока галактик составляет ~300 км/с. Средняя плотность числа галактик внутри пустоты примерно в пять раз меньще средней плотности числа галактик вне ее. Население Местной космической пустоты характеризуется, в среднем, меньшей светимостью и более поздним морфологическим типом с медианными значениями $M_B = -15^{\rm m}.7$ и T = 8 (Sdm), соответственно.

Ключевые слова: галактики:крупномасштабная структура Вселенной

1. Введение. Начиная с обнаружения первых космических пустот [1-3], постепенно становилось очевидным, что многочисленные пустые объемы (войды) с размерами ~10-50 Мпк являются основным архитектурным элементом крупномасштабной структуры Вселенной [4]. На примере Местного объема (D < 10 Мпк) Тихонов и Караченцев [5] показали, что существуют также более мелкие пустоты и пузыри диаметром ~1-5 Мпк. Наиболее близкая из существующих космических лакун была обнаружена Талли и Фишером [6] при составлении Атласа близких галактик. Ее центральная часть располагается в созвездиях Орла и Геркулеса, в зоне сильного галактического поглощения. Тем не менее, видимый дефицит галактик в этой области лишь частично обусловлен поглощением света. Обзоры области Местной космической пустоты в линии нейтрального водорода 21 см, выполненные в Parkes и Arecibo [7-10], подтвердили низкую локальную плотность числа галактик с лучевыми скоростями менее 3000 км/с. Отождествления источников IRAS и измерения их лучевых скоростей [11,12], а также поиски карликовых галактик низкой поверхностной яркости [13] не ликвидировали наблюдаемый недобор близких галактик в зоне Местной космической пустоты, занимающей около 1/6 площади всего неба.

Размеры Местной космической пустоты в глубину и степень ее

наполненности галактиками остаются до сих пор предметом дебатов. Талли и др. [14] отмечают, что область низкой плотности простирается до расстояний ~(40-60) Мпк. Краан-Кортевег и др. [8] полагают, что местная область депрессии может иметь еще большие размеры, стыкуясь с более далекой пустотой в созвездиях Микроскопа и Стрельца. При этом авторы отмечают наличие внутри такого объема нескольких волокон, разделяющих "сверхпустоту" на 2 или 3 более мелких войда размером в 20-30 Мпк.

Вся эта протяженная область с низкой плотностью числа галактик располагается примерно вдоль северного полюса сверхгалактической системы координат, что подчеркивает собой концентрацию близких галактик к экватору Местного сверхскопления. Согласно результатам численного моделирования в Λ CDM - моделях [14-16], расширение космических пустот происходит более высокими темпами и характеризуется локальным избытком постоянной Хаббла Δ H \simeq 0.2 H_0 . При типичном радиусе космической пустоты \sim 15 Мпк на ее границах возникают пекулярные скорости галактик около \pm (200-250) км/с. Как было аргументировано [14], наличие общирной Местной пустоты в направлении \pm SGZ генерирует у Местной группы компоненту скорости (V_{pcc}) $_{LG}$ \simeq 260 км/с относительно космического микроволнового излучения. Направление этой компоненты в сторону \pm SGZ как раз объясняет известный феномен "Местной аномалии скоростей" [17], который оставался загадкой на протяжении 20 последних лет.

Как показывают наблюдательные данные [8,13], в области Aquila/Hercules с координатами $RA = [17^h.0, 21^h.0]$ и $Dec = [-30^o, +40^o]$ почти полностью

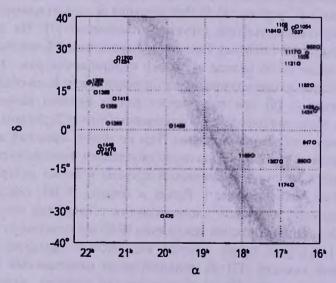


Рис.1. Распределение галактик на небе в области Местной космической пустоты в экваториальных координатах. Цифры указывают лучевую скорость галактик относительно центра масс Местной группы. Диффузная полоса обрисовывает зону сильного галактического поглощения.

отсутствуют галактики с лучевыми скоростями менее $1500\,\mathrm{km/c}$. Этот участок неба представлен на рис.1, где диффузная диагональная полоса показывает зону сильного поглощения $A_B > 2^{\mathrm{m}}.0$, согласно [18]. Галактики с лучевыми скоростями в системе Местной группы $V_{LG} < 1500\,\mathrm{km/c}$ изображены кружками, цифры при которых указывают лучевую скорость галактики. В интервале скоростей [1600-2200] км/с в этой области появляются галактики, которые, вероятно, относятся к дальней стенке ближней пустоты или же к филаменту, рассекающему на части более крупный войд.

Судя по распределению галактик на рис.1, геометрический центр Местной космической пустоты находится вблизи $RA = 19^h.0$, $Dec = +3^\circ$, что практически совпадает с положением ее центра по данным [5]. Заметим, что в литературе появлялись и другие оценки: $RA = 18^h.8$, $Dec = -3^\circ$ [14] и $RA = 18^h.6$, $Dec = +18^\circ$ [13].

Ниже мы рассматриваем структуру и кинематику Местной космической пустоты как ближней части более протяженной зоны депрессии в числе галактик, наблюдаемой вдоль северного полюса Местного сверхскопления. Для определенности мы принимаем, что Местная космическая пустота начинается прямо от границы Местной группы и простирается до расстояния 20 Мпк, имея центром точку $RA = 19^h.0$, $Dec = +3^o$ на расстоянии $R_{LP} = 10.0$ Мпк от наблюдателя.

2. Наблюдательные данные. Для анализа поля пекулярных скоростей в окрестностях Местной космической пустоты мы отбирали галактики с известными лучевыми скоростями и расстояниями, расположенные в пределах сферического объема радиусом $R_{L\nu}=25\,\mathrm{Mnk}$ вокруг выбранного выше центра пустоты. Такой достаточно большой радиус, в 2.5 раза больше предполагаемого радиуса войда, был выбран, чтобы иметь представительную асимптотику поля скоростей вокруг него. Источником данных о лучевых скоростях галактик служили базы данных NED и HyperLEDA. Лучевые скорости выражались относительно центра масс Местной группы с параметрами апекса, использованными в NED.

Расстояния до галактик в нашей выборке были измерены разными способами. Для близких галактик наиболее универсальным и достаточно точным методом оценки расстояния является использование светимости вершины ветви красных гигантов (TRGB). Применение этого метода, предложенного в работе [19], к изображениям галактик, полученным на камерах WFPC2 и ACS космического телескопа "Хаббл", дало аккуратные расстояния для более чем 250 галактик Местного объема. Сводка расстояний, измеренных методом TRGB, содержится в Каталоге близких галактик [20]. Используя эту сводку, мы дополнили ее более поздними оценками расстояний [21,22], прибавив также к ним ряд галактик с измерениями расстояний по светимости цефеид.

Для галактик ранних типов, где доминирует старое звездное население, наиболее эффективным методом оказалось определение расстояний по флуктуациям поверхностной яркости. Тонри и др. [23] измерили этим методом расстояния до 300 галактик типов E и S0 с характерными скоростями cz < 4000 км/с.

Мы включили в нашу выборку также небольшое число галактик с высокоточными измерениями расстояний по светимости сверхновых типа SNIa [24].

Кашибадзе [25] использовала многопараметрическую инфракрасную зависимость Талли-Фишера для определения расстояний $y\sim400$ спиральных галактик со скоростями cz<3000 км/с из каталога 2MFGC [26]. Нульпункт этой зависимости был прокалиброван по 15 галактикам с оценками расстояний по TRGB и цефеидам.

Наконец, мы воспользовались сводками оценок расстояния по оптическим однопараметрическим зависимостям Талли-Фишера в различных фотометрических полосах (B, R, I), представленными в [4,27,28]. Для калибровки этих данных были использованы галактики с расстояниями, измеренными по TRGB и цефеидам.

Всего наша выборка содержит 1056 галактик. Распределение их числа по методу оценки расстояния представлено в табл.1. Последние колонки таблицы указывают ошибку измерения модуля расстояния, типичную для

Таблица 1

ЧИСЛО ГАЛАКТИК ВОКРУГ МЕСТНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПУСТОТЫ С РАССТОЯНИЯМИ, ИЗМЕРЕННЫМИ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ

Выборка	Номер	σ,,,	Добротность
TRGB+Ceph	264	0.15	10.8
SBF [23]	141	0.25	4.7
SNIa [24]	11	0.10	3.3
TF (NIR)	139	0.40	2.9
TF (opt)	501	0.40	5.6
Bce	1056		27.3

каждого метода, а также статистическую значимость или "добротность" каждой подвыборки, $G = (N/100)^{1/2} \sigma_{-}^{-1}$.

Рис.2 показывает распределение на небе 1056 галактик нашей выборки в экваториальных координатах. Галактики с близкими (R < 10 Мпк), средними (10-20 Мпк) и далекими (R > 20 Мпк) расстояниями изображены кружками разного диаметра. Зона сильного поглощения ($A_g > 2^m.0$) залита серым цветом. Члены Местной группы с R < 1.1 Мпк были исключены. Хаббловское соотношение между лучевыми скоростями и расстояниями

1056 галактик относительно наблюдателя представлено на рис.3. Галактики с оценками расстояния, сделанными разными методами, изображены разными символами. На ближней части хаббловской диаграммы (R_{LG} < 10 Мпк) доминируют галактики с высокоточными оценками расстояний по TRGB и цефеидам, а на более далеких расстояниях их оценки сделаны преимущественно по диаграммам Талли-Фишера и флуктуациям поверхностной яркости. Повышенный разброс галактик относительно прямой с наклоном $H_0 = 73$ (км/с)/Мпк (пунктир) на $R_{LG} = 15 - 20$ Мпк обусловлен

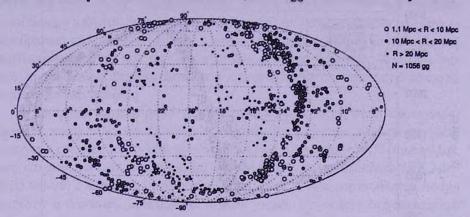


Рис.2. Распределение на небе 1056 галактик с расстояниями от центра Местной космической пустоты в пределах 25 Мпк. Галактики в трех интервалах расстояния от наблюдателя показаны кружками разного диаметра.

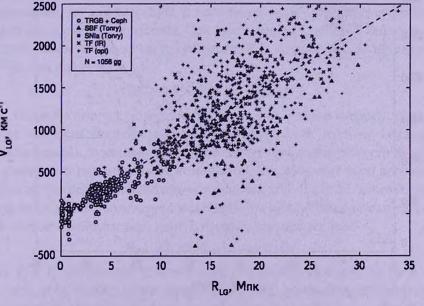


Рис.3. Распределение 1056 галактик по лучевым скоростям и расстояниям от наблюдателя. Галактики с разными источниками расстояний помечены различными символами.

вириальными скоростями членов скопления Virgo.

3. Обсуждение. При наличии расширения окрестностей пустоты галактики, расположенные для наблюдателя впереди пустого объема, должны иметь скорости систематически ниже хаббловских, а объекты за дальней границей пустоты будут иметь лучевые скорости выше хаббловских. Картина отклонений от чистого хаббловского потока будет характеризоваться волной, амплитуда которой обратна по знаку той, что видна в картине потоков галактик к центрам близких скоплений Virgo и Fornax [29,30]. При этом

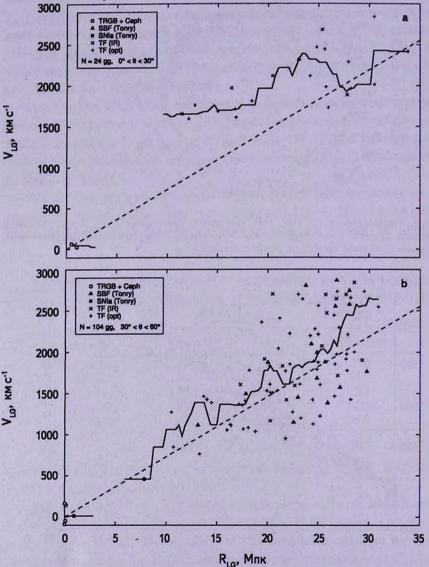


Рис.4. Хаббловская диаграмма для галактик с угловыми расстояниями от центра Местной космической пустоты менее 30° (верхняя панель) и 30°-60° (нижняя панель).

амплитуда скорости оттока от пустоты ожидается тем меньше, чем больше угловое расстояние галактики ⊙ от центра войда.

Верхняя и нижняя панели рис. 4 воспроизводят хаббловские диаграммы для 24 и 104 галактик, расположенных в конусах $\Theta < 30^{\circ}$ и $30^{\circ} < \Theta < 60^{\circ}$, соответственно. Поскольку Местная космическая пустота начинается буквально за порогом Местной группы, близкого участка "волны оттока" фактически не видно. Несколько самых близких галактик на $R_{LG} = 1$ Мпк являются членами Местной группы. На дальней стороне войда в конусе $\Theta < 30^{\circ}$ наблюдается ожидаемый избыток лучевых скоростей галактик. Ломаная линия на рисунке изображает скользящую медиану с окном усреднения 2 Мпк. Ее избыток нал хаббловской линией при $H_0 = 73$ (км/с)/Мпк достигает ~500 км/с. К сожалению, все, кроме одной, галактики на этой диаграмме имеют невысокую точность измерения расстояний.

На нижней панели рис.4 эффект оттока галактик от Местной пустоты заметен всего лишь как тенденция. Медианное значение лучевой скорости следует в среднем на 10-15% выше глобальной величины $H_0=73$ (км/с)/Мпк, что согласуется с теоретическими ожиданиями. Одна галактика (КК 246=ESO~461-36) с высокоточным расстоянием 7.8 ± 0.6 Мпк располагается внутри пустоты с ближней боковой восточной стороны и имеет отрицательную пекулярную скорость около 110 км/с.

Необходимо подчеркнуть, что хаббловские диаграммы рис.4 учитывают палеко не полную информацию о кинематике окружающих войд галактик. По этой причине мы использовали также другой подход: построение хаббловской циаграммы, но для скоростей и расстояний галактик относительно центра Местной космической пустоты. При расстоянии галактики от наблюдателя $R_{\rm g}$ и расстоянии центра войда от наблюдателя $R_{\rm g}$ квадрат расстояния галактики от центра войда есть

$$R_{LV}^2 = R_g^2 + R_c^2 - 2 \, R_g \, R_c \, \cos\Theta \; .$$

Однако в отличие от расстояния переход от лучевой скорости галактики к ее скорости относительно центра космической пустоты оказывается неоднозначным, поскольку нам неизвестен полный вектор скорости галактики, а именно его тангенциальная компонента. Эта проблема была рассмотрена нами на примере виргоцентрического потока [29]. В случае, когда галактики участвуют в слабо возмущенном хаббловском потоке (модель малого войда), их скорость относительно центра пустоты выражается как

$$V_{LV} = V_g \cos \lambda - V_c \cos(\lambda + \Theta),$$

тде V_{ϵ} и V_{ϵ} обозначают лучевые скорости галактики и центра пустоты, а λ есть угол между лучом зрения и линией, соединяющей галактику с центром пустоты:

$$tg\lambda = R_c \sin\Theta/(R_s - R_c \cos\Theta).$$

В другом крайнем случае, когда доминирующим движением галактик является их радиальное движение от центра пустоты (модель протяженного войда), скорость галактик относительно центра пустоты выражается как $V_{LV} = (V_e - V_c \cos \Theta)$ sec λ

(см. рис.2 в [29]). Различия между двумя предполагаемыми схемами движения галактик становятся значительными при углах $45^{\circ} < \lambda < 135^{\circ}$.

Ситуацию поясняет рис.5, на котором представлено распределение 1056 галактик с известными скоростями и расстояниями в радиусе $R_{\nu c} = 25 \, \mathrm{Mnk}$ вокруг центра Местной космической пустоты в декартовых координатах. Распределение этих галактик спроектировано на плоскость, проходящую через Местную группу (LG) и центр Местной космической пустоты (C).

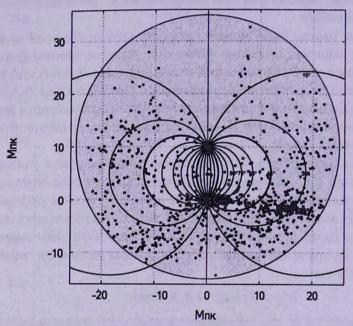


Рис.5. Распределение галактик вокруг Местной космической пустоты в проекции на плоскость, проходящую через Местную группу (LG) и центр пустоты (C). Окружности соответствуют линиям, на которых угол λ между лучом зрения и направлением от галактики к центру войда принимает значения: 15°, 30°, ... 90°. Галактики, расположенные в зоне "неблагоприятных" значений $\lambda > 45^\circ$ и $\lambda < 135^\circ$, показаны пустыми кружками.

Выбранная проекция приблизительно соответствует сверхгалактической плоскости {SGZ, SGY}, где концентрация галактик в правой нижней части обусловлена скоплением Virgo. Линии фиксированного угла $\lambda=15^{\circ}$, 30° , ... 90° показаны на рисунке симметричными окружностями. Галактики с углами $45^{\circ} < \lambda < 135^{\circ}$ характеризуются наибольшей неопределенностью перехода от V_{z} к $V_{L\nu}$ из-за неизвестной тангенциальной компоненты их скорости относительно наблюдателя. Эти "плохие" галактики изображены

открытыми кружками. В пространстве зона $45^{\circ} < \lambda < 135^{\circ}$ имеет вид тора, проекция которого на плоскость рис.5 выглядит похожей на белое яблоко.

Распределение галактик по скоростям и расстояниям относительно центра Местной космической пустоты представлено на рис.6. Верхняя панель

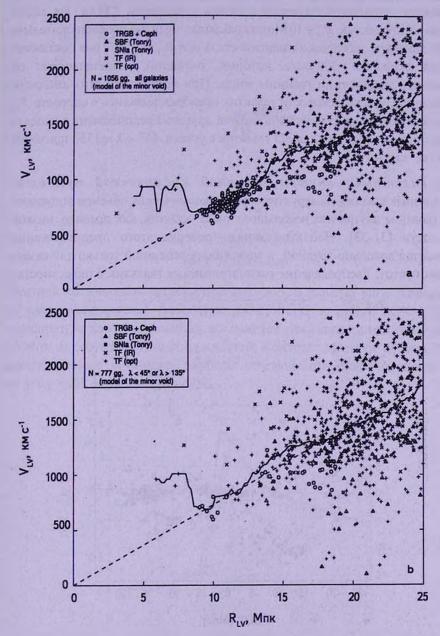


Рис.6. Соотношение между скоростями и расстояниями галактик относительно центра Местной космической пустоты. Подвыборки галактик с оценкам расстояний разными методами показаны теми же символами, что и на рис.3. На верхней панели представлены все галактики, на нижней - галактики с "благоприятными" углами ориентации λ .

отражает распределение всех 1056 галактик, а нижняя показывает распределение $\{V_{LN}, R_{L\nu}\}$ только для 777 галактик с подходящими углами 45° < λ < 135°. Пунктирная прямая на панелях соответствует невозмущенному хаббловскому потоку с параметром H_0 = 73 (км/с)/Мпк, а ломаная сплошная линия изображает скользящую медиану с окном усреднения 2 Мпк. На обоих панелях за пределами $R_{L\nu}$ = 10 Мпк скользящая медиана удовлетворительно следует линейной хаббловской зависимости, а при $R_{L\nu}$ < 10 Мпк она показывает избыток скорости ~300 км/с, который, очевидно, свидетельствует об ускоренном расширении границы войда. При построении этих диаграмм наблюдаемые лучевые скорости галактик преобразовывались в скорости $V_{L\nu}$ по модели малого войда. Использование другого предположения (модель протяженного войда) дает для 777 галактик с углами 45° < λ < 135° примерно такую же картину.

4. Галактики внутри Местной космической пустоты. Современные взгляды на структуру пустых космических объемов допускают существование внутри них небольшого числа галактик, как правило, низкой светимости [31-33]. Наблюдательная проверка этого предположения оказывается довольно трудной, и может быть успешной только для самых близких пустот. Распределение рассматриваемых галактик в окрестностях

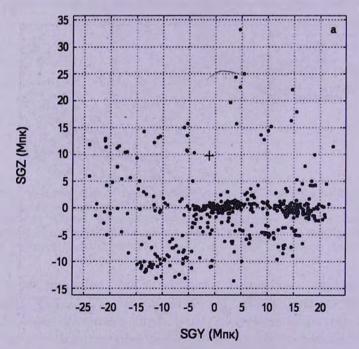


Рис.7. Распределение галактик вокруг Местной космической пустоты в проекции на сверхгалактические плоскости {SGZ, SGY} и {SGZ, SGX}. Положение центра пустоты указано крестом. На панелях а и b показаны только галактики в пределах слоя |SGX| < 5 Мпк и |SGY| < 5 Мпк, соответственно.

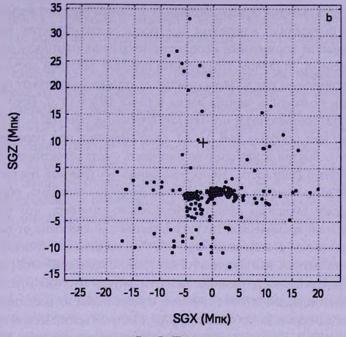


Рис.7. Продолжение.

Местной космической пустоты представлено на панелях рис.7 в проекции на сверхгалактические плоскости {SGZ, SGY} и {SGZ, SGX}. Чтобы подчеркнуть контуры пустоты, на панелях показаны галактики в слоях ±5 Мпк от соответствующих плоскостей. Контраст Местной пустоты здесь заметен, однако он выражен наиболее отчетливо при развороте оси зрения на угол ~45° относительно SGX.

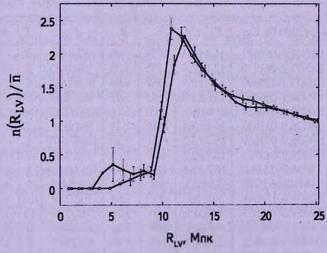


Рис.8. Профиль плотности числа галактик адоль радиуса Местной космической пустоты при двух положениях ее центра.

Имея для всех галактик оценки расстояния от центра Местной космической пустоты, мы определили изменение плотности числа галактик вдоль ее радиуса. В качестве нормировки использована средняя плотность их числа в сфере радиусом R, = 25 Мпк. Полученный профиль Местной космической пустоты представлен на рис. 8. Здесь сплошные кружки очерчивают профиль плотности при положении центра войда в точке $\{RA = 19^h.0, Dec = +3^o.0\}$ а пустые кружки соответствуют положению его центра при {18^h.6, +18°}. Как видим, общий вид профиля n(R,,)/<n> мало меняется при перемещении центра пустоты. Внутри войда средняя плотность числа галактик составляет около 1/5 средней плотности. Непосредственно на границе пустоты при $R_{LV} \simeq (10-12)$ Мпк имеется пик плотности, который, очевидно, образован волокнами, окаймляющими пустоту. Необходимо отметить, что ближняя половина Местной космической пустоты практически свободна от галактик вплоть до их абсолютной величины $M_B \simeq -10^{\,\mathrm{m}}$. А на дальней половине войда присутствуют галактики, чьи расстояния измерены с ошибкой ~20%, т.е. ~(3-4) Мпк. Поэтому реальность наличия галактик внутри пустоты нуждается в дальнейшем подтверждении более точными измерениями их расстояний.

Некоторые данные о 16 галактиках внутри Местной космической пустоты представлены в табл.2. Помимо расстояний и скоростей относительно Местной группы, в колонках таблицы указаны: расстояния от центра пустоты $R_{L^{\prime\prime}}$ лучевые скорости относительно центра пустоты при пересчете их по схеме малого и протяженного войда, а также морфологические типы и абсолютные величины галактик. Галактики ранжированы по величине расстояния $R_{L^{\prime\prime}}$

Таблица 2
ГАЛАКТИКИ, БЛИЖАЙШИЕ К ЦЕНТРУ МЕСТНОЙ
КОСМИЧЕСКОЙ ПУСТОТЫ

Галактика	RA (2000.0) Dec.	$R_{LG} \pm \sigma$	VLG	R	V _L ,	T	M _B	λ
2MFGC15085	194311.7-065621	11.4±2.3	1654	3.06	687/1683	8	-17.2	56
UGCA417	200921.2-061710	12.1±2.4	1595	4.30	758/1455	8	-15.5	51
NGC6835	195433.1-123409	12.7±2.5	1761	4.86	928/1567	6	-18.1	47
NGC6821 ·	194424.1-064960	15.0±3.0	1683	5.91	962/1084	8	-17.1	26
KK246	200357.4-314054	7.8±0.6	458	6.14	449/11257	10	-13.7	91
CGCG371-004	194326.0-011032	16.8±3.4	1610	7.29	901/931	5	-18.7	16
CGMW3-4603	194238.0-073639	16.7±3.3	1711	7.50	1009/1072	8	-17.0	20
MCG-01-41-6	160936.8-043713	10.7±2.1	847	7.65	588/706	9	-15.6	64
2MFGC14044	174804.5+144429	16.3±3.3	1969	7.91	1267/1450	8	-17.7	27
N6789	191641.8+635822	3.6±0.3	144	8.84	662/1491	9	-14.3	98
SagDIG	192959.0-174041	1.0±0.1	23	9.04	708/718	10	-11.5	156
DDO210	204651.8-125053	0.9±0.1	13	9.21	718/739	10	-11.1	146
KKR25	161347.6+542216	1.9±0.2	68	9.26	697/891	-1	-9.9	108
IC 4662	174706.3-643825	2.4±0.2	145	9.40	691/957	9	-15.6	97
IC 5152	220241.9-511743	2.0±0.2	75	9.40	700/1012	9	-15.7	102
N6503	174927.6+700841	5.3±0.4	301	9.41	673/177	6	-18.1	81

В колонке "λ" приведены значения угла в градусах, характеризующего положение галактики относительно луча зрения и направления от нее на центр пустоты.

Как следует из этих данных, немногочисленное население Местной космичесой пустоты содержит, в основном, галактики поздних типов и низкой светимости. Медианная абсолютная величина галактик в табл.2 составляет -15 $^{\rm m}$.7, а медианный морфологический тип соответствует T=8 или Sdm. Единственная в таблице галактика раннего типа, KKR 25, относится к редкому типу изолированных карликовых сфероидальных галактик. Ввиду их очень низкой светимости ($M_B=-9^{\rm m}.9$), такие объекты с трудом поддаются обнаружению, но могут быть довольно распространенными в пространстве между группами и скоплениями [34].

5. Заключительные замечания. Мы не нашли в литературе какихлибо детальных сведений о структуре и кинематике типичной космической пустоты. Очевидно, численные моделирования процесса расширения пустоты в рамках Λ CDM -парадигмы позволяют провести на рис.4 и 6 линии регрессии, которые дадут количественное описание картины расширения. Согласно оценке [14], расширение абсолютно пустого сферически-симметричного войда при $\Omega_{\lambda} = 0.76$ характеризуется локальной постоянной Хаббла $H_{\nu} = H_0 + 16$ (км/с)/Мпк. Тогда на принятом нами значении диаметра Местной космической пустоты 20 Мпк амплитуда перепада скоростей оттока из нее составит ~320 км/с. Эта величина вполне согласуется с имеющимися наблюдательными данными. Разумеется, кинематика реального несимметричного войда может существенно отличаться от этой простейшей схемы.

Следует отметить, что наблюдательные возможности для уточнения картины расширения Местной космической пустоты пока не исчерпаны. На ближней ее стороне имеются несколько галактик, расстояния до которых могут быть измерены методом TRGB с точностью не хуже 5%. На дальней границе войда остается еще много спиральных галактик, видимых почти с ребра, для которых пока отсутствует аккуратное измерение профилей НІ-линий и нет надежной фотометрии. С учетом ведущейся сейчас программы обзора таких галактик на радиотелескопе GBT [35] и фотометрического обзора неба PanStart, новые и более надежные наблюдательные данные о кинематике Местной космической пустоты могут появиться уже в ближайшем будущем.

Авторы благодарят Б.Талли за полезные дискуссии и ценные советы. В работе использованы базы данных HyperLEDA (http://leda.univ-lyon1.fr) и NED (http://nedwww.ipac.caltech.edu/). Эта работа была поддержана грантами РФФИ 09-02-90414-Укр-ф-а и РФФИ 10-02-92650.

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

ON THE KINEMATICS OF THE LOCAL COSMIC VOID

O.G.NASONOVA, I.D.KARACHENTSEV

We collected the existing data on distances and radial velocities of galaxies around the Local void in Aquila/Hercules to examine the peculiar velocity field induced by its underdensity. A sample of 1056 galaxies with distances from the Tip of the Red Giant Branch, the Cepheid luminosity, the SNIa luminosity, the surface brightness fluctuation method, and the Tully-Fisher relation has been used for such a purpose. The amplitude of outflow is found to be ~300 km s⁻¹. The galaxies located inside the void produce the mean intra-void number density about 1/5 the mean external number density of galaxies. The void population has lower luminosity and later morphological type with the medians: $M_g = -15^m.7$ and T = 8 (Sdm), respectively.

Key words: galaxies:large-scale structure of Universe

ЛИТЕРАТУРА

- 1. M.Joeveer, J.Einasto, E.Tago, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 185, 357, 1978.
- 2. S.A. Gregory, L.A. Thompson, Astrophys. J., 222, 784, 1978.
- 3. V. de Lapparent, M.J. Geller, J.P. Huchra, Astrophys. J., 302, L1, 1986.
- 4. R. van de Weygaert, E. van Kampen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 263, 481, 1993.
- 5. A.V.Tikhonov, I.D.Karachentsev, Astrophys. J., 653, 969, 2006.
- 6. R.B. Tully, J.R. Fisher, Nearby Galaxies Atlas, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987.
- 7. M.A.Zwaan, L.Staveley-Smith, B.S.Koribalski et al., Astron. J., 125, 2842, 2003.
- 8. R.C.Kraan-Korteweg, N.Shafi, B.S.Koribalski et al., in "Galaxies in the Local Volume", ASSP, p.13, 2008.
- 9. R. Giovanelli et al., Astron. J., 130, 2598, 2005.
- 10. A.Saintonge, R.Giovanelli, M.P.Haynes et al., Astron. J., 135, 588, 2008.
- 11. A.T.Roman, K.Nakanishi, A.Tomita, M.Saito, Publications of the Astronomical Society of Japan, 48, 679, 1996.
- 12. K.Nakanishi, T.Takata, Y.T.Yamada et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 112, 245, 1997.
- 13. V.E. Karachentseva, I.D. Karachentsev, G.M. Richter, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 134, 1, 1998.
- 14. R.B. Tully, E.J. Shaya, I.D. Karachentsev et al., Astrophys. J., 676, 184, 2008.
- 15. L. Ceccarelli, N.D. Padilla, C. Valotto, D. G. Lambas, arXiv:0805.0797, 2008.
- 16. W.Schaap, PhD Thesis, Groningen Univ., 2007.

- 17. S.M. Faber, D. Burstein, in "Large-Scale Motions in the Universe", A Vatican study Week, p.115, 1988.
- 18. D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis, Astrophys. J., 500, 525, 1998.
- 19. M.G.Lee, W.L. Freedman, B.F. Madore, Astrophys. J., 417, 553, 1993.
- 20. I.D. Karachentsev, V.E. Karachentseva, W.K. Huchtmeier, D.I. Makarov, Astron. J., 127, 2031, 2004. (=CNG)
- 21. I.D. Karachentsev, A.E. Dolphin, R.B. Tully et al., Astron. J., 131, 1361, 2006.
- 22. R.B. Tully, L. Rizzi, A.E. Dolphin et al., Astron. J., 132, 729, 2006.
- 23. J.L. Tonry, A. Dressler, J.P. Blakeslee et al., Astrophys. J., 546, 681, 2001.
- 24. J.L. Tonry, B.P. Schmidt, B. Barris et al., Astrophys. J., 594, 1, 2003,
- 25. O.G. Kashibadze, Astrofizika, 51, 409, 2008.
- 26. S.N.Mitronova, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, T.H.Jarrett, Yu.N.Kudrya, Bull. Spec. Astrophys. Obs., 57, 5, 2004. (2MFGC)
- 27. R.B. Tully, L.Rizzi, E.J. Shaya, H.M. Courtois, I.D. Makarov, B.A. Jacobs, Astron. J., 138, 323, 2009.
- 28. C.M.Springob, M.P.Haynes, R.Giovanelli, B.R.Kent, Astrophys. J. Suppl. Ser., 160, 149, 2005.
- 29. I.D. Karachentsev, O.G. Nasonova (Kashibadze), Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 405, 1075, 2010.
- 30. O.G.Nasonova, J.A. de Freitas Pacheco, I.D.Karachentsev, Astron. Astrophys., 2011, submitted
- 31. P.J.E. Peebles, Astrophys. J., 557, 495, 2001.
- 32. S.G.Patiri, J.Betancort-Rijo, F.Prada et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 372, 1710, 2006.
- 33. M. Hoeft, S. Gottloeber, arXiv:1001.4721, 2010.
- 34. I.D. Karachentsev, O.G. Kashibadze, D.I. Makarov, R.B. Tully, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 393, 1265, 2009.
- 35. H. Courtois, B. Tully, R. Fisher et al., Astron. J., 138, 1938, 2009.

THE SECOND BYURAKAN SURVEY GALAXIES. I. THE OPTICAL DATABASE

M.GYULZADYAN¹, B.McLEAN², V.Zh.ADIBEKYAN¹³, R.J.ALLEN², D.KUNTH⁴, A.PETROSIAN¹, J.A.STEPANIAN⁵

Received 3 December 2010 Accepted 16 December 2010

A database for the entire catalog of the Second Byurakan Survey (SBS) galaxies is presented. It contains new measurements of their optical parameters and additional information taken from the literature and other databases. The measurements were made using I (near-infrared), F (red) and $J_{\rm m}$ (blue) band images from photographic sky survey plates obtained by the Palomar Schmidt telescope and extracted from the STScI Digital Sky Survey (DSS). The database provides accurate coordinates, morphological type, spectral and activity classes, apparent magnitudes and diameters, axial ratios and position angles, as well as number counts of neighboring objects in a circle of radius 50 kpc. The total number of individual SBS objects in the database is now 1676. The 188 Markarian galaxies which were re-discovered by SBS are not included in this database. We also include redshifts that are now available for 1576 SBS objects, as well as 2MASS infrared magnitudes for 1117 SBS galaxies.

Key words: Second Byurakan Survey Galaxies:astronomical databases: active:star-forming galaxies

1. Introduction. About a half a century ago, V. Ambartsumian's concept of nuclear activity [1] and the discovery of the wide variety of active and starburst galaxies created new directions of research in astronomy. In particular, it encouraged the study of nuclear activity and the star formation history of galaxies. One of the crucial ways to increase our knowledge in this field is the detailed study of large numbers of active and star-forming galaxies discovered via surveys in different wavelengths. Since the pioneering studies of Haro [2], Zwicky [3,4] and Markarian [5], many optical surveys have been carried out using the wide-field imaging capabilities of Schmidt telescopes with special detection techniques based on some tracer of galaxy activity (e.g. enhanced blue color, UV-excess radiation or existence of emission lines).

The technique of color selection was introduced by Haro [2], and was used in the first and second Kiso surveys [6,7] as well as the ongoing Montreal survey [e.g. 8]. The technique of selecting objects according to their excess UV emission on low-dispersion objective-prism spectra was introduced by Markarian [3]. Objects in the Markarian survey were selected on the criterion that the blue-violet portion of the spectrum is brighter and more extended in wavelength than the red-yellow portion. For A0-A2 stars, these two portions (separated by

the "green dip") have approximately similar brightness and extension. This survey produced a catalog of 1515 active and star-forming galaxies [9]. Another survey which used the same telescope and methods of observation but covering different sky area was conducted by Kazarian [10]. The most popular method for discovering active and star-forming galaxies is searches for the presence of emission-lines in low-dispersion, objective-prism spectra. These include the CTIO [e.g. 11], UM [e.g. 12], Wasilewski [13], UCM [e.g. 14], HQS [e.g. 15] and Hamburg/SAO [e.g. 16] surveys. Recently, the benefits of objective-prism observations with Schmidt telescopes have been combined with CCD detectors to provide the means for sensitive new emission-line surveys (e.g. KISS [17]).

The combination of both UV excess and emission lines methods allows the discovery of objects with a broader range of star formation histories and with a larger variety of activity [18]. Surveys that use this combined technique to discover active and star-forming galaxies include the Case survey [e.g. 19], the Second Byurakan Survey [e.g. 20], and the Marseille Schmidt survey [21]. In recent years, the availability of wide field surveys at many wavelengths from radio to X-ray [e.g. 22-25] as well as the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [26], has resulted in the discovery of large number of active and star-forming galaxies [e.g. 27,28]. In order to extract reliable and useful information from these catalogs, they must be as complete and representative as possible with the purpose of controlling selection effects and also discussing in much detail the nature of the objects included in the catalog.

In this paper we describe the properties of the Second Byurakan Survey (SBS) galaxies, which are identified because of their UV excess emission and/or presence of emission lines. The approach which was used to prepare this paper is very similar to that which was used in the original paper of Markarian galaxies [29]. This paper describes a new database of 1676 SBS galaxies containing the following new measurements: accurate optical positions, morphological classes, apparent near-infrared, red and blue magnitudes, diameters, axial ratios and position angles, and finally counts of neighbor galaxies within a 50 kpc circle radius, based on the galaxy redshift and assuming a value for the Hubble constant of $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. In addition, we have compiled from the literature updated spectral and activity classes, as well as new and revised determinations of redshifts. In the database, we have also included the corresponding infrared magnitudes for all the galaxies from 2MASS survey. This will facilitate comparison of the optical and near-infrared properties of galaxy subsets.

In Section 2 of this paper, we describe the SBS survey and some results. It also describes the observational material and the generation of the database. The database itself is described in Section 3. The next paper in this series will present multi-band photometric and spectrophotometric data for all SBS

galaxies which were observed by SDSS.

2. The Second Byurakan Survey. The SBS is a continuation of the Markarian survey [5] with the goal of reaching fainter objects and discovering new active and star-forming galaxies using both UV excess and emission line techniques.

Both the Markarian survey and the SBS have been carried out with the 40-52 inch Schmidt telescope of the Byurakan Observatory in Armenia, but for the SBS the telescope was equipped with three objective prisms (1°.5, 3° and 4°) instead of only one (1°.5) for Markarian survey. In addition, more sensitive, "baked" Kodak IIIaJ, IIIaF and IV-N photographic plates were used, reaching a limiting photographic magnitude of about 19 $^{\rm m}$.5, which is about 2 $^{\rm m}$.5 fainter than the Markarian survey limit. In addition to discovering peculiar objects with strong UV-excess radiation, the improved spectral resolution of the wider angle prisms permitted to identify of galaxies with moderate and strong emission lines even if the UV-excess emission was absent. Objects with observed peculiar energy distribution were also selected. The SBS objective-prism observations started in 1974 and finished in 1986. SBS plates cover the region of sky defined by $7^{\rm h}40^{\rm m} < \alpha < 17^{\rm h}15^{\rm m}$, $49^{\rm o} < \delta < 61^{\rm o}$. The survey consists of 64 fields (635 plates) $4^{\rm o} \times 4^{\rm o}$ in size and covered a total area of 991 square degrees.

The first list of the SBS objects was published in 1983 [30] and was followed by six more lists [31-36]. The results of the SBS survey are summarized in the SBS general catalog [37], which presents detailed information about the SBS survey area and its structure, observational strategy, object selection methods and their classification criteria. The general characteristics of the survey are summarized in Table 1 of this paper. The SBS general catalog [37] consists of 3563 objects presented in two parts: a catalog of galaxies (1863 objects) and a catalog of stellar objects (1700 objects). The former SBS catalog included 761 new AGNs. The SBS sample is found to be complete at 70%

Table 1

DATABASE OF SBS GALAXIES

SBS	RA	Dec	Morph	SC	AC	Z	J,,	Fa	I _{II}	D.(Y)	R(J)	PA(J)	N	J	Н	K
0742+599	7 46 34.63	+59 51 28.2	15	d2e	e	0.0328	17.0	16.2	15.9	29.58	0.45	111	T	14.55	13.79	13.63
0743+591 A	7 47 21.18	+59 1 7.2	3	£de	c.a	0.0325	143	13.5	13.1	63.24	0.42	75.9	0	11.70	10.90	10.39
0743+591 B	7 47 45.95	+59 0 27.7	15	sc		0.0211	18.1	17.3	17.0	9.18	1.00		1	100		
0743+591 C	7 47 58.72	+59 0 52.8	4B	se:	c.s	0.0217	14.2	13.5	13.0	110.2	0.52	17.6	1	11.90	11.18	11.05
07-1-1+502	7 48 6.97	+50 6 49.5	7	dse		0.0215	17.0	16.4	16.1	45.9	0.91	112	0	14.65	14.15	13.93
0745+557	7 49 10.05	+55 36 16.7	3B	sJe .	SB	0.0169	149	140	13.6	49.98	0.41	75.7	0	12.28	11.55	11.30
0745+571	7 49 10.51	+57 2 51.5	7-10	dse	e	0.0439	15.1	14.1	13.7	40.8	0.88	36.5	0	12.30	11.38	11.07
0745+587	7 49 36.57	+58 39 37.4	15	sd3e	2.3	0.0212	155	14.8	14.5	21.A2	0.43	1-16	0	No.	100	-
0745+590	7 49 16.85	+58 55 11	15	dle	HII	0.0274	15.8	15.0	14.7	28.56	0.54	112	0	13.32	12.77	12-46
07-15+598	7 50 14.08	+59 41 14.7	0	dse	c.a	0.0700	18.6	17.8	17.4	18.36	0.33	2.2	0		- ()	

for galaxies and about 85% for AGNs/QSOs with $B \le 17.5$ [37].

The subject of this study are 1676 SBS galaxies. These objects are selected from the total sample of 1863 SBS galaxies excluding 188 Markarian galaxies (see Table 7 of [37]). These 188 galaxies being included in total sample of 1544 Markarian galaxies were studied in [29]. We added one object, SBS1204+554A, with interesting spectra in SDSS DR7 to the database ("A" designation is added by us). This object was included in the original list of SBS [33] but is not present in the SBS general catalog [37].

The SBS general catalog [37] presents a large number parameters for SBS galaxies, but there still remains a significant incompleteness in many fundamental parameters such as magnitudes, diameters and morphologies. Today the availability of the high-quality observations from sky surveys allows us to measure additional optical parameters such as morphology, apparent magnitude, size and axial ratio of galaxies in a more accurate and homogeneous way and also to extract quantitative data related to their local environment. The data gathered in this database were measured and compiled with the goal of obtaining a complete, homogeneous set of optical parameters for SBS galaxies for further statistical studies.

The Sloan Digital Sky Survey covers approximately the area observed by the SBS. In the currently available Data Release 7 (DR7) of SDSS [38] data for 1540 SBS galaxies are available, but it should be noted that in this paper we do not include any data from SDSS except corrected redshifts. We plan to present SDSS photometric as well as spectrophotometric data and several derived parameters for observed SBS galaxies in the next article of this series.

- 3. Compiled parameters for SBS galaxies. Some of the parameters presented for the SBS galaxies in this database are compiled from different sources. These parameters are the following:
- 3.1. Redshifts. In this database heliocentric redshifts of 1576 out of 1676 SBS galaxies are taken mostly from [37], from the NASA extragalactic database (NED) and from the SDSS. In cases when more than one redshift measurements are available, the more accurate 21 cm or the latest published value (usually from DR7 of SDSS) is given. All the remaining 100 objects without redshift are isolated galaxies. In [37] is stressed that for several SBS galaxies two published values cardinally differ from each other. We also add to this list the following objects: SBS1146+596, z([37]) = 0.0107, z(DR7) = 1.9468, SBS1323+600W, z([37]) = 0.0374, z(DR7) = 0 (it is a galactic star), SBS1433+554S, z([37]) = 0.0730, z(DR7) = 0.1403.
- 3.2. Spectral classification. In the database, spectral classifications for all SBS galaxies are listed. This spectral classification system was originally introduced by Markarian [5], for the First Byurakan Survey objects. It describes

the degree of spatial concentration of the UV emission as well as its intensity. Emission regions are classified as stellar ("s") or diffuse ("d") if the half-width of the emission region on Schmidt plates is about 2" or 6"-8", respectively. The intermediate types "sd" and "ds" were also used. A number between 1 and 3 was used to indicate the relative intensity of the UV emission, with 1 being the strongest UV excess. The existence of emission lines in the spectra was marked with "e" or with "e:" for uncertain cases.

In the SBS lists, objects with excess UV radiation have spectral classifications similar to that of Markarian [5]. Objects which have no UV excess but with moderate or strong emission lines have been classified according to the degree of concentration of their continuum radiation. The paper [39] compares SBS galaxies discovered using UV excess with those found only from their strong emission lines. According to this study there are several interesting differences in both populations of SBS objects.

3.3. Activity class. In the database, we used the following classes to describe the activity: Seyfert class 1, 1.5, 1.8, 1.9, 2, LINER as Seyfert class 3, BL Lacertae, SB (staburst nuclei) and HII objects (spectra similar to HII regions). According to DR7 SDSS spectra, the galaxy SBS0953+574 is classified as DA star. According to the same DR7 data, two galaxies SBS1142+592A and SBS1146+596 are classified as QSOs. We should note that there are probably many more SBs and HII objects among SBS galaxies that have narrow emission line spectra but for which detailed spectral information is not available yet. If there is not sufficient spectral information for the classification, a description of the available spectra as e (emission), a (absorption), or e, a (emission, absorption) is given.

4. Measured parameters for SBS galaxies.

4.1. Observational material and images of SBS galaxies. Central to this project was the availability of the digital sky survey (DSS) images obtained in support of the building of the HST Guide Star Catalogs (GSC, e.g. [40]). The GSC is based on Palomar Schmidt (POSS-II) plates for the northern sky. All plates were digitized at the Space Telescope Science Institute (STScI) using Perkin-Elmer PDS 2020G scanning microdensitometers with various modifications. The POSS-II plates were scanned at a resolution of 1".0 pixel-1. These images have better resolution and fidelity as compared to the earlier POSS-I surveys which were used as additional observational material during the SBS survey.

Using positions of the SBS galaxies published by [37], 10' x 10' regions centered on each galaxy were extracted from the POSS-II J, POSS-II F and POSS-II IV-N images. Using these images, more accurate coordinates of the SBS galaxies were measured. In addition, the morphologies of the galaxies were

determined as well as apparent magnitudes, major and minor diameters, position angles, and the apparent number of neighboring galaxies observed within a 50 kpc circle radius calculated from the published redshift.

4.2. The coordinates. In [37] the coordinates are presented with the accuracy of about ±1". The source of accurate coordinates for SBS galaxies is mainly [41]. For our study, the galaxy coordinates were measured from the POSS-II F plates in automatic mode according to the routine developed at STScI. Positions of stellar objects are typically located to better than 0".1 using either a 2D Gaussian fit or the pixels intensity-weighted moments. The actual positions of extended objects such as these are somewhat more poorly determined, because more complex morphologies add to the difficulty of locating the image centroids. For such objects and also for galaxies with multicomponent structures, we examined the images with the Aladin interactive software. We then checked and carefully measured the positions of the centroid centers of diffuse objects and those of the multiple components embedded in a common envelope. In these cases, positions may be uncertain to 1".0. The coordinates are in the ICRS system.

During the process of checking coordinates, we found that SBS1438+507A and B which according their coordinates in [37] form a very close pair is not real. It is in fact a single star-like galaxy, which is also confirmed by inspecting the SDSS DR7 image. According to this information we keep in our database only the SBS1438+507A. It is interesting to mention also that the object SBS1050+505B is an HII region in SBS1050+505A which is also the well known irregular galaxy Markarian 156 [29].

4.3. The morphology. In [37] the morphological information for the SBS galaxies was compiled from the literature when available. The current database presents a complete and homogeneous data for the morphologies of the SBS galaxies. The morphological classification of each galaxy was first carried out on the red image, and later checked using the blue image and sometimes also in the near-infrared image. We have carried out this classification by using gray-scale displays of the digitized images and by inspecting isophotal maps; the latter are especially useful in representing the large dynamic range of the images. In all cases when the sample galaxies SDSS DR7 images were available we checked our morphological classification using SDSS g and r images. We classified the SBS galaxies using the modified Hubble sequence (E-S0-Sa-Sb-Sc-Sd-Sm-Im) and intermediate cases, and the extension to blue compact dwarf galaxies (BCDs; [42]). In addition, 563 SBS galaxies could only be classified as objects with suspected spiral structure. 364 galaxies were classified as compact objects. 130 galaxies are close interacting or merging systems, classified as separate classes and most of them were studied in details in [43].

In five cases (SBS0921+519S, SBS1050+505B, SBS1050+573, SBS1551+601A and B) the SBS object is actually a giant HII complex in the large galaxy. The quality of our morphological classification system is discussed in [44].

4.4. Apparent J_{pg} , F_{pg} and I_{pg} magnitudes. In this database, we provide our measurements of the apparent, blue, red and near-infrared magnitudes for all SBS galaxies with improved accuracy and in homogeneous manner. The magnitudes of the galaxies were measured from the POSS-II photographic survey plates that are available at STScI and used for the construction of the GSC-II catalog [45]. The technique used for determining galaxy magnitudes was the same as described in [29]. The blue, red and near-infrared apparent magnitudes of the sample galaxies were measured from the J, F and I band images in a homogeneous way at the isophote corresponding to 3 times the background rms noise, which is approximately at the 25.3 mag arcsec⁻² level [29].

In the past, when creating databases for Markarian [29] and Kazarian [46] galaxies, we compared our blue magnitude measurements with HYPERLEDA determinations. It was found that the mean absolute difference between both measurements was in the order of 0.4 magnitudes. A similar difference $(0.41\pm0.49,\ N=1045)$ is estimated for this SBS galaxies sample too. We also compared our blue magnitudes with those blue photographic magnitudes of the former SBS catalog [37] (the accuracy of the determination is no worse that ±0.5 magnitudes). The mean absolute difference between both measurements is 0.11 ± 0.13 (N=1676). A comparison of our $I_{\rm c}$ band magnitude measurements with HYPERLEDA $I_{\rm c}$ -band magnitude determinations was also conducted. The mean absolute difference between both measurements is 0.27 ± 0.49 (N=927).

4.5. Angular diameters, axial ratios and position angles. In [37] the angular sizes of the SBS galaxies were measured on the blue POSS-I prints. These diameters are eye estimates; hence they are not homogeneous and poorly accurate.

For this database major and minor angular diameters, axial ratios $(R = D_{minor}/D_{major})$ and position angles of SBS galaxies were measured in a homogeneous way from the blue images of the galaxies at the same (25.3 mag arcsec⁻²) isophotal level that was used for the magnitude measurement. Position angles (P.A.) of the major axes are measured from the north (P.A. = 0°) toward east between 0° and 180°.

We used data from HYPERLEDA to verify the agreement of our diameter system with the standard D(25) diameter system [e.g. 47] of HYPERLEDA and subsequently the agreement between ours and HYPERLEDA's axial ratio and position angle systems. Similar to the Markarian galaxies, for which the same technique for diameter measurement was used [29], our measured blue diameters are typically larger (1".4 \pm 12".1, N=1087) than HYPERLEDA blue D(25) diameters. This is due to the deeper mean limiting galaxy surface

brightness in our system.

A comparison of the SBS galaxies axial ratios in HYPERLEDA and our measurements shows no significant difference (0.0 \pm 0.17, N=1087). The same result was obtained also for Markarian galaxies [29].

A comparison of our P.A. blue measurements for the SBS galaxies with HYPERLEDA determinations reveal the same order of difference with that of the Markarian galaxies [29]. The mean difference between the HYPERLEDA's and our blue P.A.'s is $7^{\circ}.8 \pm 7^{\circ}.8$, N=948. Possible reasons for the large scatter between our and HYPERLEDA's P. A. are the same and discussed in [29].

- 4.6. Counts of neighbor galaxies. Counts of neighboring galaxies were done for all SBS galaxies which have determined redshifts z > 0.005 by projecting a circle of 50 kpc radius around each galaxy. All galaxies detected within this circle were counted if their angular sizes differed from that of the SBS galaxy by no more than factor of 2 [e.g. 48], and wherever redshifts were available, have a velocity difference within $\pm 800 \, \mathrm{km \, s^{-1}}$ [e.g. 49]. The counts of neighbor galaxies were checked in the 50 kpc circles extracted from all three J, F, and J -band images. There were 31 SBS objects closer than z = 0.005 that were not used because of the difficulty in reliably determining associated objects over a wider field of view as random projections become more dominant.
- 5. The optical database. To illustrate the form and content of the SBS galaxies database in Table 1 its first 10 objects are shown. The entire database for 1676 SBS galaxies is published in electronic form and is available in the VizieR Catalog Service via http://cdsarc.u-strasbg.fr/cgi-bin/VizieR?-source=VII/264. The database contains observational data for the 1676 SBS objects aligned in 17 columns, which are described below.

Column (1) - The SBS designation as it appears in [37].

Column (2) and (3) - Equatorial coordinates (ICRS).

Column (4) - The morphological description of the galaxy. The numerical coding used here for the morphological description of the galaxies is a slightly modified and simplified version of the morphological types T given in the RC3 catalog. The following codes were used: E=-5; E/SO=-3; SO=-2; SO/a=-1; S=0 (this is a class of suspected spiral galaxies); Sa=1; Sab=2, Sb=3; Sbc=4; Sc=5; Scd=6; Sd=7; Sdm=8; Sm=9; Im=10; Im/BCD=11; BCD/Im=12; BCD=13; Compact=14; Interacting system or Merger=15 and HII region in brighter galaxy =16. A bar is marked by "B".

Column (5) - Spectral classification according to [37].

Column (6) - Activity class, when available, or description of the spectra according to [37] and DR7 of SDSS. The various Seyfert classes are denoted by the symbols Sy1, Sy1.5, Sy1.8, Sy1.9 and Sy2. The symbol Sy3 refers to LINERs. Starburst nuclei are indicated by SB and HII galaxies are indicated by HII. QSOs and BL Lac objects are also indicated.

Column (7) - Heliocentric redshifts when available. Redshifts are from [37] and also from SDSS DR7.

Columns (8), (9) and (10) - Apparent isophotal J_{pq} (blue), F_{pq} (red) and J_{pq} (near-infrared) magnitudes.

Column (11) - Major J_{μ} band diameter D(J) in arcseconds.

Column (12) - Axial ratio in J_{m} band R(J).

Column (13) - Position angle in J band P.A. (J). It is measured from north (P.A. = 0°) toward east between 0° and 180°. For round galaxies with axial ratio $R(J) \approx 1.00$ position angles were not measured.

SBS Galaxies 0001-0100

0742+592 0743+581A0743+591B0743+591C 0744+502 0745+557 0745+571 0745+587 0745+580 0745+598 0745+601A 0746+501 0746+606 0748+611 0747+593 0748+499 0748+520 0748+535 0748+588 0748+608 March 18 and 18 0749+502 0749+553 0749+56840749+5688 0749+582 0749+602 0750+542 0750+559 0750+571 0750+6034 0750+8038 0751+498, 0751+534 0751+539 0751+569 0761+574 0751+577 0751+583 0752+56080752+5608 0752+586 0752+587 0752+599 0752+605 0763+560 0763+577 0763+581 0753+599 0753+6108 0764+528 0754+565 0754+568 0754+570 0754+574 0754+592 0765+509 0755+524 0755+536 0755+557 0755+6744 0755+5748 0755+587 0755+588 0755+604 0756+553 0756+556 0758+561 0756+578 0758+611 0757+565 0757+565 0757+568 0757+573 0757+580 0759+607 0800+542 0800+569 0800+603 0801+554 0801+556 0801+571 0802+511 0802+533 0802+557 0802+602 0803+565 0803+591 0804+591 0805+503 0805+577 0805+583 0805+603 0805+607 0806+573 0806+579A0806+579B0B06+589A0B06+589B 0807+539 0807+568

Fig.1. 2' x 2' field POSS-II $J_{\rm re}$ band images for the SBS galaxies. North is up and east is to the left.

Column (14) - Number of galaxies (N) detected within a 50 kpc projected radius. The mark "nd" (no data) in this column relates to SBS galaxies with redshifts smaller than 0.005 for which neighbor counts were not performed.

Columns (15), (16) and (17) - We provide near-infrared J, H and K magnitudes for 1117 SBS galaxies. These data are from 2MASS determinations [50].

In Fig.1 we show the first 100 2'x 2' regions around each SBS galaxy from the digitized POSS-II J_{rx} images. The complete atlas with each plate showing 100 SBS galaxies is available in the VizieR Catalog Service via http://cdsarc.u-strasbg.fr/cgi-bin/VizieR?-source = VII/264. On top of each image, the SBS galaxy designation is presented. The contrast of the images has been adjusted to provide the best subjective compromise in displaying the outer regions of the galaxies while preserving the structure of their inner regions.

Acknowledgments. One of the authors, A.P., acknowledges the hospitality of the Space Telescope Science Institute (Baltimore, USA) during his stay as visiting scientist supported by the Director's Discretionary Research Fund. He also acknowledges the hospitality of the Institut d'Astrophysique de Paris (Paris. France) during his stay as visiting scientist supported by the Collaborative Bilateral Research Projects 2010 of the State committee of Science of the Republic of Armenia (SCS) and the French Centre National de la Recherche This research has made use of the NASA/IPAC Scientifique (CNRS). Extragalactic Database (NED), which is operated by the Jet Propulsion Laboratory. California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration and HYPERLEDA (Leon-Meudon Extragalactic Database, http://cismbdm.univ-lion1,fr/~hyperleda). The Digital Sky Survey was produced at the Space Telescope Science Institute under U.S. Government grant NAG W-2166. The images of this survey are based on photographic data obtained using Oschin Schmidt Telescope on Palomar Observatory. The plates were processed into the present digital form with the permission of this institute. The Second Palomar Observatory Sky Survey (POSS-II) was made by the California Institute of Technology with funds from the National Science Foundation, and the National Aeronautics and Space administration, the National Geographic Society, the Sloan Foundation, the Samuel Oschin Foundation and the Eastman Kodak Corporation. The California Institute of Technology and Palomar Observatory operate the Oschin Schmidt Telescope. Funding for the SDSS and SDSS-II was provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutes, the National Science Foundation, the U. S. Department of Energy, the national Aeronautics and Space Administration, the Japanese Monbukagakusho, the Max Planck Society and the Higher Education Founding Council for England. The SDSS was managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutes. For the

image processing the ADHOC software (www.astrsp-mrs.fr/index_lam.html) developed by Dr. Jacques Boulesteix (Marseille Observatory, France) was in intensive use.

- ¹ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: mgyulz@bao.sci.am
- ² Space Telescope Science Institute, Baltimore, USA
- ³ Yerevan State University, Armenia
- ⁴ Institut d' Astrophysique de Paris, Paris, France
- ⁵ 3D Astronomy Center, Mexico

ГАЛАКТИКИ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА. ОПТИЧЕСКАЯ БАЗА ДАННЫХ

М.В.ГЮЛЬЗАДЯН¹, Б.МАКЛИН², В.Ж.АДИБЕКЯН^{1,3}, Р.АЛЛЕН², Д.КУНТ⁴, А.ПЕТРОСЯН¹, Дж.А.СТЕПАНЯН⁵

Приводится база данных для галактик Второго Бюраканского Обзора (ВБО) неба. В ней представлены измерения их оптических параметров, а также информация, взятая из опубликованной литературы и из других источников. Измерения были сделаны, используя изображения Цифрового Обзора Неба (DSS) в близком инфракрасном - I, красном - F, и синем - J цветах, полученых с помощью сканирования фотопластинок, снятых на телескопе Шмидта Паломарской Обсерватории. В базе данных для галактик приведены следующие параметры: точные координаты, морфологический тип, спектральноморфологические характеристики, класс активности, видимые звездные величины в близкой ИК-области, в красном и синем цветах, угловые размеры, наклоны галактик, позиционные углы, а также число галактик, расположенных внутри круга с радиусом 50 кпк с центром в галактике ВБО. Общее количество новых галактик ВБО в базе данных равно 1676. 188 - галактики Маркаряна, которые были в оригинальном каталоге ВБО, не включены в базу данных. В базе данных представлены также красные смещения для 1576 и инфракрасные величины 2MASS для 1117 ВБО галактик.

Ключевые слова: Второй Бюраканский Обзор Галактик:астрономическая база данных:активные галактики:звездообразование

REFERENCES

- 1. V.A.Ambartsumian, La Structure et l'evolution de l'Univers, Editions stoops, Bruxelles, 1958.
- 2. G. Haro, Bol. Obs. Tonantzintla Tacubaya, 14, 8, 1956.
- 3. F.Zwicky, Astrophys. J., 140, 1467, 1964.
- 4. F.Zwicky, Astrophys. J., 143, 192, 1966.
- 5. B.E. Markarian, Astrofizika, 3, 55, 1967.
- 6. B. Takase, N. Miyauchi-Isobe, Publ. Natl. Astron. Obs. Japan, 3, 169, 1993.
- 7. N. Miyauchi-Isobe, H. Maehara, Publ. Natl. Astron. Obs. Japan, 6, 1, 2000.
- 8. R. Coziol, S. Demers, R. Berneoud, M. Peoa, Astron. J., 113, 1548, 1997.
- 9. B.E.Markarian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova, Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs., 62, 5, 1989.
- 10. M.A. Kazarian, Astrofizika, 15, 193, 1979.
- 11. M.G.Smith, Astrophys. J., 202, 591, 1975.
- 12. G.M.MacAlpine, S.B.Smith, D.W.Lewis, Astrophys. J. Suppl. Ser., 34, 95, 1977.
- 13. A.J. Wasilewski, Astrophys. J., 272, 68, 1983.
- 14. J.Zamorano, M.Rego, J. Gallego et al., Astrophys. J. Suppl., Ser., 95, 387, 1994.
- 15. S. Vogel, D. Engels, H.-J. Hagem et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 98, 193, 1993.
- 16. S.A. Pustilnik, D. Engels, A. V. Ugrumov et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 137, 299, 1999.
- 17. J.J.Salzer, C. Gronwall, V.A. Lipovetsky et al., Astron. J., 120, 80, 2000.
- 18. C.Surace, G.Comte, Astron. Astrophys., 281, 653, 1994.
- 19. P.Pesch, N.Sanduleak, Astrophys. J. Suppl. Ser., 51, 171, 1983.
- 20. B.E.Markarian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian, Astrophysics, 19, 14, 1983.
- 21. C.Surace, G.Comte, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 133, 171, 1998.
- 22. S.F.Anderson, B.Morgan, W.Voges et al., Astron. J., 133, 313, 2007.
- 23. M.Obric, Z.Ivezic, P.N.Best et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 370, 1677, 2006.
- 24. P.A.James, N.S.Shane, J.E.Beckman et al., Astron. Astrophys., 414, 23, 2004.
- 25. M.Haas, R.Siebenmorgen, C.Leipski et al., Astron. Astrophys., 419, 49, 2004.
- 26. D.G. York, J.Adelman, J.E.Anderson et al., Astron. J., 120, 1579, 2000.
- 27. R.R.Ludwig, B. Wills, J.E. Greene, E.L. Robinson, Astrophys. J., 706, 995, 2009.
- 28. R.CidFernandes, G.Stasinska, M.S.Schlickmann et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 403, 1036, 2010.
- 29. A.Petrosian, B.McLean, R.J.Allen, J.W.MacKenty, Astrophys. J. Suppl. Ser., 170, 33, 2007.
- 30. B.E.Markarian, J.A.Stepanian, Astrofizika, 19, 639, 1983.
- 31. B.E.Markarian, J.A.Stepanian, Astrofizika, 20, 21, 1984.
- 32. B.E.Markarian, J.A.Stepanian, Astrofizika, 20, 513, 1984.
- 33. B.E. Markarian, J.A. Stepanian, L.K. Erastova, Astrofizika, 23, 439, 1985.
- 34. B.E.Markarian, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, Astrofizika, 25, 345, 1986.
- 35. J.A. Stepanian, V.A. Lipovetsky, L. K. Erastova, Astrofizika, 29, 247, 1988.

- 36. J.A. Stepanian, V.A. Lipovetsky, L. K. Erastova, Astrofizika, 32, 441, 1990.
- 37. J.A. Stepanian, Rev. Mex. Astron. Astrophys., 41, 155, 2005.
- 38. K.N.Abazajian, J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agueros et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 182, 543, 2009.
- 39. A. Petrosian, R.J. Allen, C. Leitherer et al., Astron. J., 125, 86, 2003.
- 40. B.M.Lasker, C.R.Sturch, B.J.McLean et al., Astron. J., 99, 2019, 1990.
- 41. M.D.Bicay, J.A.Stepanian, V.H.Chavushyan et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 147, 169, 2000.
- 42. A. Sandage, B. Binggeli, Astron. J., 89, 919, 1984.
- 43. A. Petrosian, B. McLean, R. Allen et al., Astron. J., 123, 2280, 2002.
- 44. A. Petrosian, B. McLean, R. Allen, D. Kunth, C. Leitherer, Astrophys. J. Suppl. Ser., 175, 86, 2008.
- 45. B.McLean, C. Hawkins, A. Spagna et al., IAU Symp., №179, p.431, 1998.
- 46. M.A. Kazarian, V.Zh. Adibekyan, B. McLean, R.J. Allen, A.R. Petrosian, Astrofizika, 53, 69 2010.
- 47. G.Paturel, P.Fouque, R.Buta, A.M.Garsia, Astron. Astrophys., 243, 319, 1991.
- 48. I.D. Karachentsev, Soobshch. Spets. Astrof. Obs., 7, 1, 1972.
- 49. B.F. Madore, W.L. Freedman, G.D. Bothun, Astrophys. J., 607, 810, 2004.
- 50. T.H.Jarrett, T.Chester, R.Cutri et al., Astron. J., 119, 2498, 2000.

выпуск 1

О ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА Sy2 ГАЛАКТИКИ МАРК6

Э.Е.ХАЧИКЯН¹, Н.С.АСАТРЯН¹, А.Н.БУРЕНКОВ² Поступила 3 декабря 2010

Одной из форм активности галактик, согласно Амбарцумяну, является извержение газовой материи в виде джетов или облаков из области ядра со скоростью до сотен и тысячи км/с, приводящее в некоторых случаях к делению ядра и выбросу из нее больших сгустков вещества. Результатов таких извержений известно достаточно много, в особенности у квазаров и активных галактик. Они обнаружены и интенсивно исследуются с точки зрения изменения их внешнего вида. Однако время их извержения точно не известно, хотя по статистике они происходят часто и не регулярно. Особый интерес представляет обнаружение изменений в спектрах галактик, которое значительно труднее обнаружить за короткое время. Тем не менее, вероятность обнаружения момента извержения в течение небольшого срока не равна нулю. Появление дополнительных новых эмиссионных компонентов водородных линий На, На, Ну в течение одного года в спектре Sy2 галактики Маркб были впервые обнаружены Хачикяном и Видманом в 1969г. В представленной статье приводится описание возникновения и дальнейшая интересная судьба этого водородного новообразования (облака).

Ключевые слова: галактики:переменность - объект: Маркб

1. Введение. Согласно концепции Амбарцумяна, одной из форм активности галактик является извержение газовой материи в виде джетов или облаков из области ядра со скоростью до сотен и тысячи км/с. В некоторых случаях эта активность приводит даже к делению ядра. В этом случае может возникнуть двуядерная и даже многоядерная галактика, которая в дальнейшем может образовать систему из двух или нескольких галактик, а также очагов звездообразования.

На рис.1 приведены несколько примеров таких галактик. Однако время образования новых структур в центральных областях галактик не известно. Фактически первую явную активность ядра галактики зафиксировали американские астрофизики Линдс и Сэндич [1]. Они обнаружили и описали огромного масштаба взрыв, происшедший в ядре талактики М82 полтора миллиона лет назад, в результате которого из ядра этой галактики во все стороны была выброшена огромная масса вещества со скоростью порядка 1000 км/с. Масса выброшенного вещества оценивается миллионы солнечных масс (рис.2).

2. Переменность ядер AGN. Давно известно, что в ядрах некоторых іктивных галактик наблюдаются быстрые и нерегулярные изменения

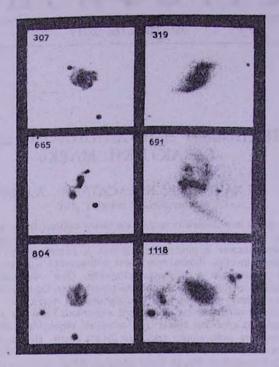


Рис.1. Некоторые галактики из списка Маркаряна, имеющие сложные ядра.

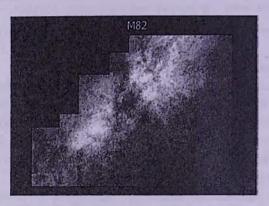


Рис.2. Центральная область галактика М82.

интенсивности излучения. Так, например, Суффрин [2] на основе анализа переменности интенсивности линий в галактике NGC3516 приходит к выводу, что в ее ядре образовалось, по крайней мере, одно высокоплотное облако газа менее чем за 25-летний период. Наблюдения Андерсона и Крафта [3], Кромвелла и Вейманна [4] линий поглощения в спектре NGC 4151 указывают на их кратковременные изменения, указывающие на иррегулярные истечения газа из ядра. Наблюдения переменных радиоисточников (Келлерманн, Паулина-Тод [5]) предположительно также можно объяснить периодическими

извержениями ограниченных по массе облаков в область, где возникает радиоизлучение.

3. Переменность ядра Марк б. Впервые заметный выброс или взрыв в ядре сейфертовской галактики второго типа (Sy2) Маркб (IC 450) за промежуток времени менее, чем за один год, был обнаружен Хачикяном и Видманом [6,7]. Они показали, что в спектре этой галактики в пределах одного года появились новые эмиссионные компоненты водородных диний На и Нв, смещенные в коротковолновую область спектра от основных линий На и НВ, красное смещение которых соответствует таковым запрещенных линий. Первые спектры Маркб были получены 5 ноября и 7 февраля 1968г. в обсерватории Мак-Доналд на 82" телескопе с дисперсией 240 Å /мм и 209 Å /мм, соответственно. Кроме того, для уверенности полученных данных, дополнительно 5 декабря 1967г. был получен спекто Маркб на 84" телескопе Национальной обсерватории США Кит-Пик со спектрографом Линдса с дисперсией 120 Å /мм (рис.3а). На всех этих спектрах выброс еще не был заметен. Примерно через год - 27 января 1969г. на том же 82" телескопе был получен спектр Маркб, но уже с дисперсией 28 Å /мм, на котором четко были зафиксированы широкие эмиссионные компоненты основных водородных линий На и НВ, смещенные в коротковолновую область спектра примерно

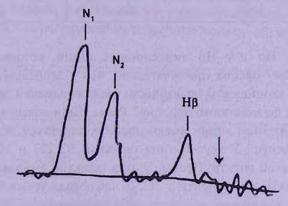


Рис.За. Регистрограмма спектра Марк6 в области линии Нβ, полученная с помощью 84-дюймового телескопа Мак Дональдской обсерватории (США) 5 декабря 1967г.

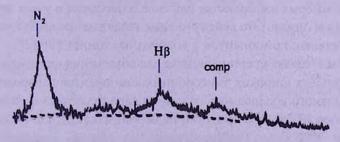


Рис.3b.Регистрограмма спектра Маркб в области линии Нβ, полученная с помощью 82-люймового телескопа Мак Дональдской обсерватории 27 января 1969г.

на 63 и 48 Å, соответственно (рис.3b). Если предположить, что компоненты возникли вследствие взрыва и выброса водородного облака из ядра этой галактики в сторону Земли (согласно концепции Амбарцумяна), то это будет соответствовать проекции скорости выброса на небесную сферу. Она оказалась равной около 3000 км/с [6,7]. Для наглядности в табл.1 приведены некоторые данные о результатах наблюдений. Во втором столбце приведено отношение интенсивностей возникшей компоненты Нр к самой основной Нр, в третьем столбце - отношение интенсивности всей Нр (компонента + Нр) к суммарной интенсивности небулярных линий [ОІІІ] (\lambda 5007 + \lambda 4959), в четвертом - использованный телескоп и в пятом - дисперсия спектра. Как видно из таблицы, повторное наблюдение уже на 107" телескопе обсерватории Мак-Доналд также подтвердило присутствие

Таблица 1

Нβ (комп)/ Нβ основн.	Нβ (полное)/[OIII]	Телескоп	Дисперсия Наблюдений À /mm
<0.25	0.13	82"	240
<0.17	0.16	84"	120
<0.15	0.10	82"	209
0.50±0.15	>0.21	82" 107"	28 220
	<0.25 <0.17 <0.15	<0.25 0.13 <0.17 0.16 <0.15 0.10 0.50±0.15 >0.21	<0.25

компонентов у На и у Нв эмиссионных линий, которые ясно были видны в спектре. Весьма примечательно, что у запрещенных линий в спектре Маркб компоненты не возникли (не появились). Сразу возникает вопрос: какова физика этого явления? Ранее были известны галактики, у которых водородные линии имеют двойную структуру, а запрещенные линии - одиночную. У двух N-типа галактик 3С 227 и 3С390.3 Линдс [8] наблюдал такой спектр. Правда, у этих галактик эмиссионные линии узкие. Водородные компоненты у 3С227 наблюдали также Бербиджи [9]. Очень широкие водородные линии сложной структуры и узкие запрещенные линии наблюдали Рубин и Форд [10]. Хорошо известен и тип галактик, в спектрах которых наблюдаются широкие водородные и узкие запрещенные эмиссионные линии. Это сейфертовские галактики первого типа - Sy1 без дополнительных компонентов у водородных линий [11,12].

В [7] была сделана первая попытка для объяснения феномена появления дополнительных широких эмиссионных компонентов водородных линий: выброс плотного водородного облака из ядра галактики в сторону Земли со скоростью 3000 км/с в проекции на небесную сферу, т.е. с минимальной скоростью 3000 км/с. Предполагалось, что облако, имеющее высокую плотность, расширяется со скоростью, которая соответствует самой ширине

линии, т.е. примерно 45-50 Å или порядка 1600 км/с. А эмиссионные линии компонентов возникают, благодаря наличию звезд типа О и В в выброшенном облаке, которые ионизируют атомы водорода, т.е. действует механизм флуоресценции. Отсутствие же компонентов у запрещенных линий объясняется большой плотностью самого выброшенного облака: теоретически рассчитано, что при плотности частиц n ≥ 108 см⁻³ вероятность излучения запрещенных линий ничтожно мала. Поэтому можно утверждать. что плотность вышеотмеченного водородного облака порядка 10° см⁻³ и больше. Сообщение об обнаружении новых компонентов у водородных линий в спектре Маркб [6,7] вызвало большой интерес к этой галактике. За короткий срок был выполнен ряд работ по ее спектроскопии. Наличие компонентов у водородных линий в галактике Маркб было подтверждено последующими наблюдениями Проника и Чуваева [13], Ульрих [14], Адамса [15], Нотного и др.[16], Хачикяна [17], Адамса и Видмана [18]. Хачикяна и др. [19], Асатряна и Липатова [20], Проника [21], Чена и др. [22], Чена, Альперна [23], Ченга и др. [24], Чуваева [25], Эраклоса, Альперна [26], Розенблата и др. [27], Сергеева и др. [28], Асатряна и др. [29,30], Дорошенко и Сергеева [31]. Во всех этих работах подтверждается наличие коротковолновых компонентов у эмиссионных водородных линий (за исключением Ульрих, чьи наблюдения подвергнуты критике и считаются сомнительными) и рассматриваются различные модели, объясняющие этот

Таблица 2

Data	Telescope	Spectral range	Presence of components	Author
05.11.1967	82" McDonald	Нβ, Ну	No	Khachikian
				Wedman
05.12.1967	84" KPNO	Ηβ	No	
07.02.1968	82" McDonald	Ηα, Ηβ	No	.н_
27.01.1969	82" McDonald	Нβ	Yes	
12.01.1970	107" McDonald	Нβ	Yes	_#_
February 1971		Ηα, Ηβ	No	Ulrich
March, April	A	Ηα, Ηβ	Yes	Adams
November, 1971				A Street of the Street
1972	2.6m, Crimea	Ηα, Ηβ	Yes	Pronik, Chuvaev
December, 1971	2m, Tautenburg	Ηα, Ηβ	Yes	Notni,
Late Congress				Khachikian et al.
February, 1972	2m, Tautenburg	1 / 1	Yes	Notni,
		Service of the service of		Khachikian et al.
1972			Yes	Adams, Weedman
1982	1-11-2	Нβ	Yes	Khachikian et al.
1992		Нβ	Yes	Rosenblatt et al.
1992-1997	2.6m, Crimea	Ηα, Ηβ	Yes	Sergeev et al.
1972-1988	2.6m, Crimea	На, Нв	Yes	Chuvaev
1970-1991	2.6m, Crimea	Ηβ	Yes	Doroshenko, Sergeev

феномен (см. табл.2). Согласно же наблюдению Ульрих в феврале 1971г. компоненты не наблюдались, хотя Адамс в марте, апреле и ноябре того же 1971г. отчетливо их наблюдал. Все вышеотмеченные работы не дают исчерпывающего ответа на физическую природу возникновения широких водородных эмиссионных компонентов.

Природа феномена до сих пор остается не выясненной до конца. Олнако следует особо обратить внимание на результаты наблюдений Проника и Чуваева [13]. Они отмечают, что общая ширина водородных линий в спектре Маркб после выброса и появления новых компонентов у На равна 300 А. а у НВ-160-180 А, причем линия НВ имеет центральный пик. ширина которого приблизительно равна ширине небулярных линий! Таким образом, ширина водородных линий увеличилась в 3.5-4 раза! Дальнейшие наблюдения подтвердили эти данные в [16]. Согласно данным [16], ширина На равна примерно 240 Å, а ширина Нв - около 170 Å. Но до вспышки ядра ширина водородных линий была порядка 40-45 А! Согласно [13], для объяснения этого эффекта предполагается, что во время вспышки у каждой из водородных линий появилась широкая подложка, более яркую и коротковолновую часть которой составляет новая компонента. Однако есть основание предположить, что из ядра Маркб было выброшено не одно, а два водородных облака в диаметрально противоположных от ядра направлениях, одно из которых дало начало фиолетовой компоненте, а другое- меньшей массы и следовательно меньшей интенсивности - стало причиной возникновения длинноволновой части широких крыльев водородных линий. В пользу этого предположения говорит рассмотрение спектра Маркб, полученного с большой дисперсией 28 Å /мм (рис.3b). Этим можно также объяснить асимметрию в крыльях водородных линий Маркб. отмеченную в [13]. Как видно из этого рисунка, в длинноволновой части крыла линии НВ отчетливо виден небольшой подъем интенсивности, причем ее максимум находится примерно на том же расстоянии от НВ, что и коротковолновый компонент. Учитывая этот длинноволновый компонент, становится ясным, почему после взрыва общая ширина НВ стала равна более 120 Å. В пользу этого предположения, возможно, говорят также интересные данные о радиоизлучении этой галактики, приведенные в [32]. Здесь стоит обратить внимание на тот факт, что Маркб многими авторами классифицируется как тип Syl.5, хотя до взрыва она была классической галактикой Sy2 с ширинами линий как водорода, так и запрещенных линий порядка 45-50 Å. Что же произошло на самом деле? Совершенно ясно, что после взрыва водородные линии сильно расширились, как это уже описано выше, а запрещенные линии остались фактически не измененными с шириной порядка 50 Å, что типично для Syl, но с той лишь существенной разницей, что запрещенные линии у Syl очень узкие

и слабые. Поэтому Остерброком был введен "класс" галактик Syl.5, от которого он в дальнейшем отказался.

Объяснение вышеописанного эффекта, приведенного в [7], имело весьма существенный недостаток: каким образом в выброшенном из ядра Маркб водородном облаке оказались звезды типа О и В (т.е. какова природа механизма флуоресценции)? Очень трудно представить, что с выбросом облака одновременно были выброшены с ним О и В-звезды. Еще труднее представить, что в течение одного года в облаке "родились" (образовались) эти звезды.

Для разрешения этой проблемы Амбарцумян и др. [33] предложили новую модель, которая, как предполагалось, исключает эту трудность. В ней роль ионизатора облака приписывалась самому ядру Маркб. Таким образом, модель заключалась в следующем: из ядра галактики, вследствие ее активности, выбрасывается компактное, плотное сферическое водородное облако со скоростью $V_{0\eta}=3000$ км/с, которое начинает расширяться ($\eta=\cos\theta$ и θ - угол между направлением выброса из ядра и лучом зрения). Благодаря излучению ядра (L_c -квантов) водород ионизируется и подобно тому, как это происходит в планетарных туманностях, облако начинает излучать эмиссионные линии водорода. Ширина эмиссионных линий будет зависеть от скорости расширения водородного облака. Соответствующие расчеты, проведенные в [33] и вышеотмеченных работах в целом дают следующие физические данные о водородном облаке, выброшенном из ядра Маркб:

- Радиальная скорость выброса V_{0n} = 3000 км/с
- Скорость расширения самого облака v₀ ≈ 1000 км/с
- Общее время расширения облака примерно T = 42 года
- Радиус облака примерно $r \approx 10^{-2}$ пк.

Массу выброшенного облака определить точно довольно трудно, так как она зависит от вышеприведенных величин, которые в свою очередь также точно не известны. Тем не менее, масса облака оценивается разными авторами от примерно одного [7] до 200 [34] масс Солнца. Впервые масса компонента была оценена в 1971г. [7] ($M_{oбn} \approx 0.4\,M_{\odot}$), а абсолютная яркость эмиссионной линии Н β оценивалась там же равной 10^{41} эрг/с (при $H=75\,\mathrm{km/c}$ на Мпк⁻¹). Теперь обратим внимание на самый интересный вопрос, который естественно возникает после вышеприведенных фактов. Какова дальнейшая судьба выброшенного облака? Весьма интересно и удивительно, что никто из вышеотмеченных авторов не обратил внимание на положение максимума широких эмиссионных водородных линий в спектре галактики Маркб. Точнее, не изменилась ли скорость удаления облака от самой галактики? Совершенно недавно мы обратили внимание на весьма интересный и интригующий факт, заключающийся в том, что

скорость, с которой облако было выброшено, более чем 40 лет тому назад заметно изменилось! На рис.4а, 4b и 4c приведены спектры Маркб, полученные на Бюраканском 2.6-м и Российском 6-м телескопах. На рис.4c приведены два спектра, полученные совсем недавно 9 июля 2009г.,

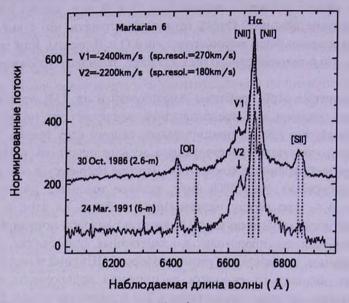


Рис.4а. Регистрограммы спектров Маркб в области линии Нα, полученные на 2.6-м телескопе БАО 30 октября 1996г. (верхняя кривая) и 6-м телескопе САО 24 марта 1991г. (нижняя кривая).

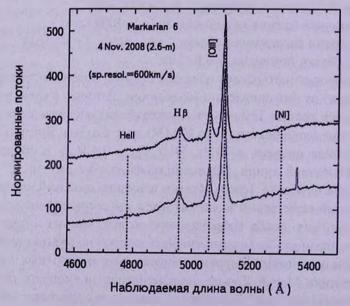


Рис.4b. Регистрограммы спектров Марк6 в области линии $H\beta$, полученные на 2.6-м телескопе БАО 4 ноября 2008г.

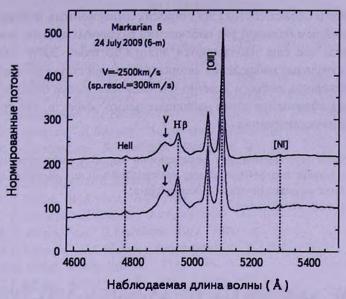


Рис.4с. Регистрограммы спектров Маркб в области линии Нв, полученные на 6-м телескопе САО 4 июля 2009г.

по которым видно, что скорость выброса уменьшилась и равна примерно 2600 км/с. На рис.4а представлены регистрограммы спектров Маркб, полученные 30 октября 1986г. и 24 марта 1991г. на 2.6-м и 6-м телескопах [29]. Как корошо видно из этого рисунка, скорость выброшенного облака из ядра Маркб в 1986г. значительно уменьшилась и была равна 2400 км/с, а в 1991г. она была равна 2200 км/с. С учетом спектрального разрешения в среднем скорость выброса, можно считать, оказалась раной 2300 км/с. Хотя и можно сделать другой вывод, а именно, скорость выброса постепенно со временем уменьшается. Однако в июле 2009г. два спектра Маркб были получены на 6-м телескопе Специальной Астрофизической Обсерватории России, регистрограмма которой представлена на рис.4с. По этому спектру скорость облака равна 2500 км/с. Так как спектральное разрешение здесь порядка 300 км/с, тем не менее, с большой вероятностью можно заключить, что скорость облака уменьшилась.

4. Заключение. В статье приведены данные о переменности спектра Sy2 галактики Маркб в течение большого периода времени от декабря 1967г. до июля 2009г. В течение примерно одного года (от декабря 1967г. до января 1969г.) у водородных бальмеровских линий появились эмиссионные компоненты в сторону коротких волн от основных линий, причем весьма интересно, что у запрещенных линий, однажды и дважды ионизированных линий кислорода, компоненты не были обнаружены. Это явление было объяснено активностью ядра галактики Маркб: а именно, зыбросом из ядра этой галактики плотного водородного облака со скоростью

3000 км/с. Спектр облака состоял из широких эмиссионных водородных линий. В дальнейшем большой ряд наблюдений различных авторов показал, что компоненты все еще наблюдаются вплоть до июля 2009г. Однако последние спектральные наблюдения авторов настоящей статьи неожиданно показали, что скорость выброса заметно уменьшилась, таким образом, еще более усложнив объяснение этого наблюдательного эффекта, что требует дополнительного исследования.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: khache@bao.sci.am; edkhach28@mail.ru; asat@bao.sci.am

2 Специальная астрофизическая обсерватория,

Россия, e-mail: ban@sao.ru

ON THE VARIABILITY OF EMISSION SPECTRUM OF Sy2 GALAXY MARK6

E.Ye.KHACHIKIAN', N.S.ASATRIAN', A.N.BURENKOV²

One of the form of activity according to V.Ambartsumian is the outflow of gas matter in form of jets or clouds from the nucleus region with the velocity up to hundreds or thousands of km/sec, which leads sometime to the dividing of nucleus and ejection of large clod of matter. The results of these ejections is well known much enough, especially in quasars and active galaxies. They are detected by direct photography or by spectral observations and are searching from point of view their outward variability. However, the exact time of the ejections is not known, although according to statistic they take place frequently and not regularly. Special interest present discover of changes in the spectrum of the nucleus for the short time, which is considerably difficult. Nevertheless the probability to be revealed the moment of ejection course of time is not equal to zero. The appearance of additional new emission components of hydrogen lines $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ shifted to short wave lengths during one year first was discovered in 1969 in Mark6 by Khachikian and Weedman. In submitted paper the description of the origination and the further interesting fate of this ejected hydrogen cloud are presented.

Key words: galaxies:variability - individual:Mark 6

ЛИТЕРАТУРА

- 1. C.R.Lynds, A.R.Sandage, Astrophys. J., 137, 1005, 1963.
- 2. S.Souffrin, Astron. J., 73, 897, 1968.
- 3. K.S.Anderson, R.P.Kraft, Astrophys. J., 158, 859, 1969.
- 4. R. Cromwell, R. Weyman, Astrophys. J. (letters), 159, L147, 1970.
- 5. K.I. Kellermann, I.I. Pauliny-Toth, Ann. Rev. Astr. and Ap., 6, 417, 1968.
- 6. Э.Е.Хачикян, Д.Видман, Астроном. Циркуляр, No 591, c.2, 1970.
- 7. E. Ye. Khachikian, D. Weedman, Astrophys. J., 164, L109, 1971.
- 8. C.R.Lynds, Astrophys. J., 73, 888, 1968.
- 9. E.M.Burbidge, G.R.Burbidge, Astrophys. J., 163, L21, 1970.
- 10. V.C.Rubin, W.K.Ford, Astrophys. J., 154, 431, 1968.
- 11. Э.Е.Хачикян, Д.Видман, Астрофизика, 7, 389, 1971.
- 12. E. Ye. Khachikian, D. Weedman, Bull. American Astron. Soc., March, 1971.
- 13. В.И.Проник, К.К.Чуваев, Астрофизика, 8, 187, 1972.
- 14. M.E. Ulrich, Astrophys. J., 171, L35, 1972.
- 15. T.F.Adams, Astrophys. J., 172, L101, 1972.
- 16. П.Нотный, Э.Е.Хачикян, М.М.Бутслов, Г.Т.Геворкян, Астрофизика, 9, 39,1973.
- 17. Э.Е.Хачикян, Астрофизика, 9, 139, 1973.
- 18. T.F.Adams, D. Weedman, Astrophys. J., 199, 19, 1975.
- 19. Э.Е.Хачикян, В.Н.Попов, Астрофизика, 18, 541, 1982.
- 20. Н.С.Асатрян, С.В.Липатов, Сообщ. Бюрак. обсерв., 58, 108, 1986.
- 21. И.И.Проник, IAU Symp. No 121 (Edited by D.W.Weedman, Ye.Terzian, E.Ye.Khachikian), Byurakan, p.169, 1987.
- 22. K.Chen, J.Halperin, A.V.Filippenko, Astrophys. J., 339, 742, 1989.
- 23. K.Chen, J.Halperin, Astrophys. J., 344, 115, 1989.
- 24. W.Cheng, L.Binette, J.Sulentic, Astrophys. J., 365, 115, 1990.
- 25. К.К. Чуваев, Извест. Крымской Астрофиз. Обсерв., 83, 194, 1991.
- 26. M. Eraclous, J. Halperin, in "Testing the AGN Paragdigm", Edited by S. Holt, 1992.
- 27. E.I.Rosenblatt, M.A.Malkan, W.L.W.Sargent et al., Astrophys. J., Suppl. Ser., 93, 73. 1994.
- 28. S.G. Sergeev, V.I. Pronik, E.A. Sergeeva, Yu. F. Malkov, Astrophys. J. Suppl. Ser., 121, 159, 1999.
- 29. N.S. Asatrian, E. Ye. Khachikian, P. Notni, IAU Symp. 194, eds. Y. Terzian, D. Weedman, E. Khachikian, p. 409, 1999.
- 30. N.S. Asatrian, E. Ye. Khachikian, P. Notni, ASP-CS. 284, eds. R. Green, E. Khachikian, D. Sanders, p. 359, 2002.
- 31. V.T. Doroshenko, S.G. Sergeev, Astron. Astrophys., 405, 909, 2003.
- 32. R.A. Sramek, H.M. Tovmassian, Astrophys. J., 191, 633, 1974.
- 33. В.А.Амбариумян, Э.Е.Хачикян, Н.Б.Енгибарян, Астрофизика, 41, 321, 1998.
- 34. А.Г.Гюльбудагян, Дипломная работа, 1971.

НОВАЯ ЛЕБЕДЯ 1975 ГОДА (V1500 CYG) В 2000-2009гг. И ПРИРОДА СИНОДИЧЕСКОГО ПЕРИОДА

А.А.ЛИТВИНЧОВА¹, Е.П.ПАВЛЕНКО², С.Ю.ШУГАРОВ³ Поступила 20 сентября 2010

Поступила 20 сентября 2010 Принята к печати 16 декабря 2010

В данной работе представлен результат многоцветной фотометрии асинхронного поляра V1500 Суд в 2000-2009гг., т.е., через 25-35 лет после вспышки. Приводятся примеры индивидуальных кривых блеска системы. Их анализ показывает большие изменения блеска и цвета с фазой орбитального периода, обусловленные "эффектом отражения", который вызван переизлучением обращенной к белому карлику стороны красного карлика, нагретой жестким ультрафиолетовым облучением горячего белого карлика. Представлены изменения орбитальных остатков О-С и максимальной интенсивности с фазой синодического периода. Обнаружено, что амплитуда орбитальных колебаний А растет пропорционально росту интенсивности I со скоростью dA/dI = 0.64. Предположено, что представленные особенности поведения V1500 Суд, скорее всего, могут быть вызваны периодическими затенениями освещенной части красного карлика, степень которых зависит от фазы синодического цикла.

Ключевые слова: звезды:Новая - объект: V1500 Суд

1. Введение. V1500 Суд = Новая Лебедя 1975 является первым общепризнанным поляром, претерпевшим взрыв Новой, который рассинхронизовал осевое и орбитальное вращение белого карлика. В настоящее время наблюдается процесс синхронизации вращений. Ранние оценки торможения периода осевого вращения белого карлика были получены независимо Павленко и Пельтом [1,2] и Шмидтом и Стокманом [3], которые находились в хорошем согласии друг с другом: $3(\pm 0.5) \times 10^{-8}$ и $4.4(\pm 0.7) \times 10^{-8}$, соответственно. Отсюда следовало неожиданно короткое время синхронизации 200-300 лет, которое, впрочем, явилось наблюдательным подтверждением теоретической оценки синхронизации компонентов под действием магнитного поля белого карлика. Согласно теоретическим предсказаниям Андронова [4] это время должно составлять менее 1000 лет. Орбитальный период Новой равен 0.139613(7) сут [5]. Кроме орбитальной в системе известна модуляция блеска с синодическим переменности, циклом ~7-7.7 сут., впервые обнаруженная Павленко и Пельтом [2].

Всестороннее исследование V1500 Суд было проведено в 1992г. с помощью спектрофотометрии на космическом телескопе Хаббл, наземной оптической круговой спектрополяриметрии и спектрофотометрии и широкополосной фотометрии [6]. Полученные результаты привели авторов к

выводу, что V1500 Суд резко выделяется среди поляров тем, что доминирующим источником ультрафиолетового излучения и необычно большой болометрической светимости является горячий белый карлик, претерпевший взрыв. Для межзвездного поглощения E(B-V) = 0.45 и расстояния 900 пк авторы нашли, что температура белого карлика (в чернотельном приближении) составляет 70000 - 120000 К, а соседнего компонента, звезды Главной последовательности, - ~3000 К. Однако внутренняя сторона компонента. обращенная к белому карлику, нагрета последним до ~8000 К. Именно она и вносит основной вклад в общее излучение системы в оптическом диапазоне. в несколько десятков раз превосходящее излучение от аккреционных колонн [7]. По длительному мониторингу (1978-1987гг.) Павленко [2] показала, что синодический период в изменении среднего блеска был виден практически каждый год, однако его амплитуда варьировалась в широких пределах. Форма профиля кривой блеска синодического периода чаще всего была олногорбой, реже - двугорбой. Несмотря на то, что причина синодического периода понятна (асинхронное вращение), до сих пор неясно, что лежит в основе физической природы этого явления.

В данной работе мы представляем результат подробного фотометрического исследования системы в 2000-2009гг. и рассматриваем возможные механизмы, вызывающие изменение некоторых наблюдательных характеристик с фазой синодического периода.

2. Наблюдательный материал. Наблюдения Новой Лебедя 1975г. (V1500 Cyg) проводились с 2000 по 2009гг. на 2.6-м телескопе им. акалемика Г.А.Шайна (ЗТШ) НИИ "Крымская астрофизическая обсерватория" (НИИ КрАО), 1.25-м телескопе ЗТЭ (ЗТЭ-125) и 60-см телескопе Цейсс-600 Крымской Лаборатории Государственного астрономического института им. П.К.Штернберга (ГАИШ) (см. сводку данных, приведенных в Приложении). Наблюдения проводились либо в системе Джонсона-Кузинса B_p V_p R_c , I_c либо в полосе R_p В разное время в качестве светоприемников на телескопах ГАИШ использовались ПЗС SBIG ST-6, ST-7, ST-8, Ародее - Ар7 и Ар47р и VersArray, а на ЗТШ - ПЗС IMG 1001-Е.

Всего Новая наблюдалась в течение 74 ночей. На рис.1 приведена поисковая карта, где обозначены исследуемая звезда V1500 Суд, звезда сравнения и вторичные стандарты (1, 2, 3,4). Указано направление на север и масштаб изображений.

Координаты исследуемой звезды: $\alpha = 21^h11^m36^s.3$, $\delta = 48^o09'01''.9$ (2000). Звезда сравнения имеет следующие характеристики, полученные в [8]: $B_i = 19^m.94$, $V_i = 18^m.61$, $R_c = 17^m.91$, $I_c = 17^m.17$.

После исправления изображений за неравномерность чувствительности матрицы (учет "плоского поля") и темнового тока, обработка данных проводилась с помощью программы апертурной фотометрии, разработанной

В.П.Горанским [9].

Точность измерений блеска зависела от телескопа, времени экспозиции и яркости объекта. В среднем в максимуме блеска Новой ($R_c = 17^{m}.0 - 17^{m}.5$) она составляла $0^{m}.02 - 0^{n}.05$, а в минимуме ($R_c = 18^{m}.5 - 19^{m}.5$) – $0^{m}.05 - 0^{m}.12$.

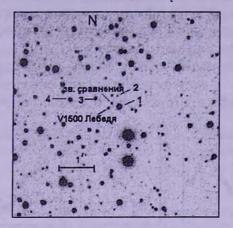


Рис.1. Поисковая карта V1500 Cyg.

3. Кривые блеска V1500 Лебедя. Изменения блеска Новой вызваны тем, что в течение орбитального периода земной наблюдатель видит нагретую сторону красного карлика под разным углом. Мы представляем кривые

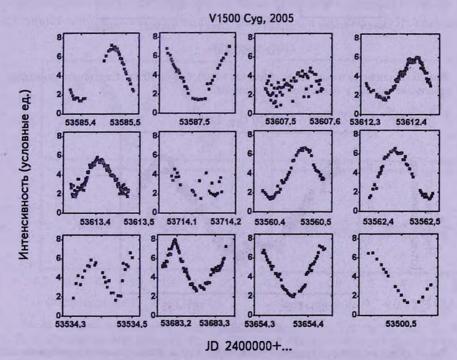


Рис.2а. Индивидуальные кривые блеска V1500 Суд в 2005г.

блеска V1500 Суд в интервале 2005, 2006, 2009гг. (рис.2а-2с). Кривые блеска в интервале 2000-2003гг. были представлены ранее в работе Е.П.Павленко [7]. Предварительно звездные величины m (полученные в полосе R) были переведены в относительные интенсивности ($I=10^8\times10^{-0.4m}$). Как и в первые годы после вспышки [10-12], амплитуда индивидуальных кривых изменялась от цикла к циклу и за все годы наблюдений колебалась от 4 до 9 единиц относительной интенсивности.

Типичные орбитальные кривые блеска V1500 Суд имеют гладкий профиль, близкий к синусоидальному, что характерно для профиля, обусловленного эффектом отражения. В отдельные ночи мы наблюдали

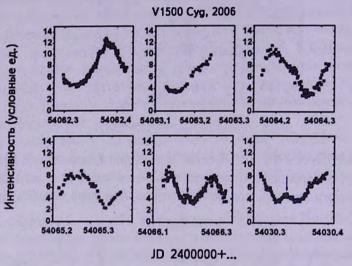


Рис.2b. Индивидуальные кривые блеска V1500 Суд в 2006г. Стрелочки указывают на небольшие горбы в окрестностях минимума.

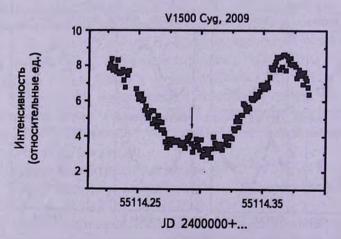


Рис.2c. Индивидуальная кривая блеска V1500 Суд в 2009г. Стрелочка указывает на небольшой горб в окрестности минимума.

отклонение от типичного профиля [13]. Это выражалось как в отклонениях наблюденных моментов экстремумов относительно ожидаемых, так и в появлении "горбиков" на кривых блеска в окрестности минимума (на кривых блеска они отмечены стрелками).

Следует отметить, что на кривых блеска отсутствует фликкеринг, наблюдавшийся в первые годы, когда орбитальный период только был обнаружен. Разброс точек относительно кривых в некоторые ночи не превосходит ошибок наблюдений.

4. BVRI фотометрия. В 2005, 2009гг., т.е. почти через 35 лет после вспышки, была проведена многоцветная фотометрия Новой. Полученные оценки блеска и показателей цвета Новой в 2005, 2009 годах использовались для построения фазовых кривых согласно соотношению:

$$JD_{hel}(min) = 2446694.6730 + 0.139613 \times E, [5]$$
 (1)

где Е - номер цикла.

Полученный результат (рис.3а, 3b) демонстрирует, что Новая продолжает показывать большие колебания блеска с фазой орбитального движения: в полосе V_I изменения блеска происходят в диапазоне от $20^m.0\,$ до $18^m.3\,$ в 2005г. (рис.3а) и в диапазоне от $19^m.2\,$ до $18^m.0\,$ в 2009г. (рис.3b). По мере ослабления блеска система становится все более голубой. Наибольшую амглитуду имеют показатели цвета $B_I - V_P$ меньшую $-V_I - R_c$, а изменения $R_c - I_c$ в 2005г. не показывают зависимости от фазы орбитального периода. Показатели цвета $B_I - V_I$ и $V_I - R_c$ достигают минимальной величины на фазе 1.0; для данных 2005г. средние

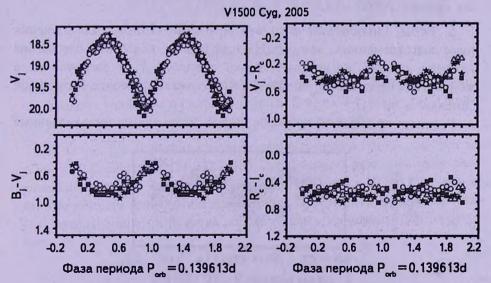


Рис.За. Свертка данных наблюдений 2005г. в системе V_i и показателей цвета $B_i - V_\mu$, $V_i - R_i$, $R_i - I_i$ с орбитальным периодом $P_{\rm exp} = 0.139613$ дней. Различными значками обозначены данные, относящиеся к разным ночам (2 августа – открытые треугольники, 4 августа – заполненные звездочки, 8 июля – заполненные квадраты, 10 июля – открытые кружки).

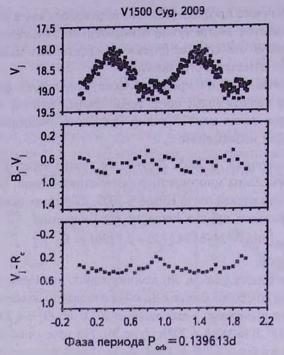


Рис.3b. Свертка данных наблюдений 2009г. в системе V_i и показателей цвета B_i - V_i - R_i с орбитальным периодом P_{ab} = 0.139613 дней.

показатели цвета имеют следующие значения: $B_i - V_j = 0^m.5$, $V_i - R_c = 0^m.2$, для данных 2009г.: $B_i - V_j = 0^m.3$, $V_i - R_c = 0^m.3$.

5. Pяды наблюдений в полосе R_i в 2000-2006гг. Для изучения более долговременных, чем орбитальный период, колебаний блеска, мы отобрали данные, полученные только в полосе R_i , и свернули их с орбитальным периодом $P_{orb} = 0.139613$ дней, согласно эфемериде, полученной Семенюк и др. (1).

Результат представлен на рис.3с. Видно, что в разные годы отдельные

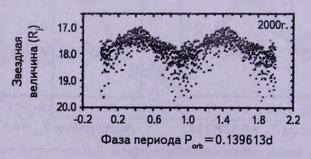


Рис.3с. Данные наблюдений за 2000, 2001, 2002, 2003, 2006гг. в фильтре R_r свернутые с орбитальным периодом P=0.139613 дней. Индивидуальные кривые блеска обозначены разными значками.

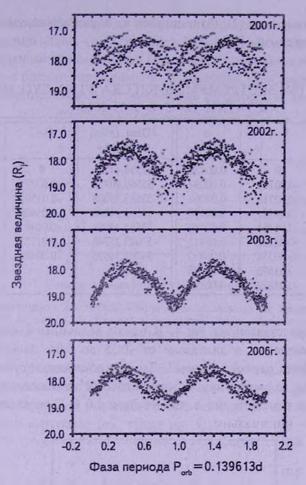


Рис.3с. Окончание.

кривые блеска смещены относительно друг друга по оси звездных величин, что вызвано наличием в системе периода биения 8.4 суток [14]. Однако эти смещения различны: в 2003г. их практически нет.

6. С - С. Для изучения смещения кривых блеска по оси времени для данных 2005-2006гг. (ZTSh, ZTE-125, Zeiss) были определены гелиоцентрические моменты максимумов и минимумов блеска V1500 Суд, вычисленные методом асимптотических парабол [15] (табл.1). При вычислении О-С максимумов и минимумов использовалась эфемерида, определенная нами:

$$JD_{hcl}(min) = 2453534.44721 + 0.139613 \times E$$
 (2)

$$JD_{hel}(max) = 2453534.37160 + 0.139613 \times E$$
 (3)

В табл.1 приведены гелиоцентрические моменты максимумов и минимумов блеска звезды, соответствующая им величина О-С, определенная

согласно соотношениям (2), (3) и ошибки их определения, вычисленные с помощью программы [15].

Таблица 1
МОМЕНТЫ ЭКСТРЕМУМОВ БЛЕСКА V1500 CYG И ИХ
ОСТАТКИ О - С В 2005-2006гг.

JD _{hel} (max) 2400000+	O-C	σ	JDhel (min) 24 00000+	0-C	σ
53534.3716 53560.47815 53562.40663 53612.41677 53613.37505 53615.3248 53683.19568 54062.37205 54064.18914	0 -0.00108 -0.02718 0.0015 -0.01751 -0.02234 -0.00338 -0.01592 -0.01379	0.00458 0.00091 0.00068 0.00128 0.00186 0.00312 0.00492 0.00155 0.00178	53534.44721 53560.40753 53585.39005 53615.24906 53654.34998 53683.25746 54062.31995	0 -0.0077 -0.01591 -0.03408 -0.0248 -0.01721 -0.00401	0.0045 0.00108 0.00602 0.01132 0.00329 0.00106 0.013

Результат представлен на рис.4. В целом величины и остатки О-С показывают изменения в диапазоне от -0.35 до 0.04. Зависят ли эти изменения от фазы периода биения? Данные показывают существенный разброс, причем, для максимумов, ввиду большей точности, разброс О-С меньше. Можно отметить, что в районе фазы 1.0 О-С максимальны, а в районе 0.3-0.5 - минимальны.

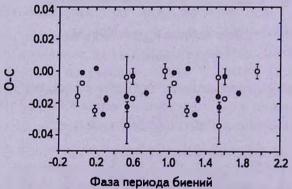


Рис.4. Зависимость орбитальных остатков О-С для 2005-2006гг. от фазы периода биения. Значения минимумов блеска обозначены открытыми кружками, значения максимумов - заполненными кружками. Для более ясного рассмотрения данные воспроизведены дважды.

7. Амплитуды орбитальных колебаний блеска. Анализ изменений амплитуды колебаний блеска V1500 Суд для данных 2000-2003гт. проводился Павленко [7]. Поэтому на рис.5 представлена зависимость амплитуды (А) от относительной интенсивности (I) в максимуме интенсивности (исходя из

того, что в максимуме ошибки минимальны) результат для 2005-2009гт. Из рисунка хорошо видно, что V1500 Cyg в 2006-2009гт. была ярче, чем в 2005г., но все полученные данные хорошо ложатся на общую зависимость увеличения амплитуды с ростом интенсивности. В линейном приближении амплитуда растет пропорционально с интенсивностью со скоростью dA/dI = 0.64.



Рис.5. Зависимость амплитуды орбитальных колебаний от яркости в максимуме интенсивности в полосе R_c . Данные наблюдений 2005г. обозначены заполненными кружками, данные 2006г. - открытыми квадратами, данные 2009г. - черной звездочкой.

На рис.6 приведена зависимость изменения амплитуды системы в максимуме блеска в полосе *R* от времени на всем интервале фотометрических наблюдений. Амплитуда колебания блеска изменяется как внутри года, так и на 9-летнем интервале (см. также рис.5).

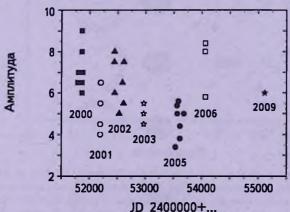


Рис. 6. Зависимость изменения амплитуды системы в максимуме интенсивности в полосе *R* от времени на всем интервале фотометрических наблюдений. Наблюдения для каждого года обозначены различными символами.

8. Амплитуды периода биений. Более ранние исследования, проведенные в 2000-2003гг. [16] показали, что форма профиля модуляции с периодом биений может изменяться от одного сезона наблюдений к

другому.

Мы продолжили анализ для данных 2005-2006гг. в полосе *R*. Результат представлен на рис.7. По оси абсцисс отложена относительная интенсивность в максимуме блеска для тех ночей, для которых удалось прописать индивидуальные экстремумы. Фазы периода биений для данных 2005-2006гг, вычислялись согласно эфемериде:

$$JD_{hel}(min) = 2452370.30 + 8.438 \times E,$$
 (4)

где Е - номер цикла.

Мы уже отметили, что в 2006г. звезда была более яркая, чем в 2005г. Поэтому для дальнейшего исследования переменности мы привели данные к одному среднему уровню яркости. Это сделано путем вычисления средней интенсивности по периоду биений для 2005 и 2006гг. Разница в средних относительных интенсивностях составила 3 единицы, которая была учтена при приведении данных 2006г. к 2005г. В среднем данные 2005-2006гг. показывают наличие зависимости интенсивности от фазы периода биений. Максимум интенсивности приходится на интервал фаз периода биения 0.5-0.7, а минимум (если приведение данных к одному среднему уровню правомерно) - на интервал фаз 0.9-1.3. Видно, что форма кривой - двугорбая: основной горб имеет в среднем амплитуду около 2.7 единиц интенсивности, а меньший горб - около 1 единицы.

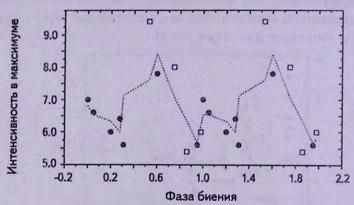


Рис.7. Зависимость интенсивности в максимуме блеска V1500 Суд от фазы периода биения $P_{\rm bos}=8.438$ дней. Данные наблюдений 2005г. обозначены заполненными кружками, данные 2006г. - открытыми квадратами. Каждая точка являет собой среднюю величину интенсивности в максимуме орбитального периода для каждой ночи. Для удобства рассмотрения данные воспроизведены дважды. Пунктиром изображена сглаженная кривая, построенная методом скользящего среднего с окном 3 точки.

9. Обсуждение. Природа модуляции блеска с фазой периода биений. Можно выделить две основные причины, по которым возникают наблюденные модуляции блеска и изменения орбитальных остатков О-С

с фазой синодического периода:

- 1) Дополнительное прерывистое (см. далее) нагревание красного карлика асинхронно-вращающимися компактными источниками жесткого ультрафиолетового излучения аккреционными зонами, лежащими на белом карлике в районе магнитных полюсов.
- 2) Затенение освещенной стороны красного карлика фрагментами аккреционного кольца, вращающимися вокруг белого карлика.

Для того, чтобы создать эффект прерывистого облучения, нужно, чтобы зоны, в которые выпадает вещество, были достаточно компактные, как это наблюдается, например, у другого асинхронного поляра - ВҮ Сат [17]. Тогда, в случае дипольной структуры магнитного поля белого карлика, в течение синодического цикла красный карлик будет дважды входить в конус дополнительного облучения. По мере входа и выхода из "освещающего прожектора", облучение красного карлика будет асимметричным. Это должно сопровождаться определенным ходом О-С орбитальных экстремумов. Однако это условие, похоже, не выполняется у V1500 Суд: поляриметрические наблюдения, выполненные Шмидтом и др., показали, что аккреция у Новой происходит на довольно большую площадь, поэтому, условие прерывистости облучения, скорее всего, не выполняется. В то же время Шмидт и др. [18] заподозрили существование фрагментированного аккреционного кольца вокруг

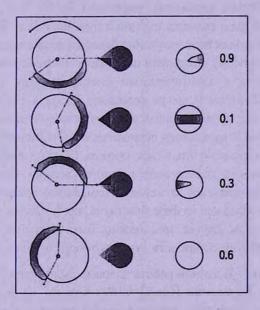


Рис. 8. Схематичное изображение молуляции блеска с фазой периода биений, вызванной периодическим затенением нагретой стороны красного карлика основными фрагментами аккрешионного кольца. Слева - взгляд на двойную систему под углом, перпендикулярным орбитальной плоскости, справа - прохождение тени по освещенной стороне красного карлика (глаз наблюдателя расположен в плоскости орбиты). Стрелочкой показано направление вращения белого карлика. Цифрами обозначены фазы синодического периода.

белого карлика системы и предположили, что они могут затенять нагретую сторону красного карлика. Затенение будет периодическим, если локализация этих фрагментов фиксирована по отношению к силовым линиям магнитного поля, а характер затенения будет зависеть как от структуры кольца, т.е., от числа фрагментов, способных отбросить тень. так и от прозрачности фрагментов. В свою очередь, можно ожидать, что конфигурация магнитного поля (диполь или квадруполь) будет влиять на число фрагментов. Природу модуляции блеска с фазой синодического шикла можно объяснить так: максимальный затеняющий эффект создается относительно протяженным фрагментом и наблюдается в интервале фаз 0.9-1.3. Вблизи этих фаз должно наблюдаться несимметричное затенение: на фазе ~0.9 красный карлик входит в тень, отбрасываемую аккреционным фрагментом, а на фазе 1.3 - выходит из нее. Поведение О-С в целом согласуется с данной моделью: при входе в тень асимметрия такова, что моменты максимумов наблюдаются с запаздыванием (О-С положительные), а при выходе из нее - с опережением (О-С отрицательные). Схематичное изображение описанного эффекта приведено на рис.8.

Голубые избытки цвета, которые наблюдаются в фазе минимума орбитального периода (когда тыльная холодная сторона красного карлика находится между наблюдателем и белым карликом), указывают на то, что доминирующим излучением на этой фазе является именно излучение белого карлика. На фазе 0.5 регистрируется совместное излучение белого карлика и нагретой стороны красного карлика, поэтому показатели цвета здесь максимальны. Такая картина хорошо согласуется с космическими спектральными наблюдениями, выполненными Шмидтом и др. на телескопе Хаббл в 1992г. [5].

Можно было бы также предположить, что модуляция блеска с фазой синодического периода вызывается периодическими вариациями темпа потери вещества красным карликом, что, в свою очередь, будет периодически усиливать яркость аккреционного кольца вокруг белого карлика. Однако поскольку двойная система не является затменной, изменение яркости кольца будет давать одинаковый вклад как на фазе минимума, так и максимума орбитального периода, т.е., в этом случае не должно быть зависимости амплитуды орбитальных колебаний от яркости, что противоречит наблюдениям.

10. Заключение. В данной работе впервые было подробно рассмотрено фотометрическое поведение Новой V1500 Суд на 10-летнем интервале через 25 лет после вспышки, которое определяется в основном горячим белым карликом, обусловленным им "эффектом отражения" и эффектами, связанными с вращательно-орбитальным асинхронизмом белого карлика.

Работа была выполнена при частичной поддержке грантами Украинского фонда фундаментальных исследований Ф28.2/081, Ф25.2/139, грантами

Цейсс-600

Цейсс-600 Цейсс-600

Цейсс-600

180

180

180

180

РФФИ 08-02-01220, 09-02-00225, 09-02-90458, грантом Ведущих Научных школ 7179.2010.2, грантом словацкой академии наук VEGA 2/0038/10.

- ¹ НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Таврический национальный университет им. Вернадского, e-mail: litanya@ukr.net
- ² НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина, e-mail: eppavlenko@gmail.com
- ³ Астрономический институт им. П.К.Штернберга, Россия Астрономический институт Словацкой АН, Словакия, e-mail: shugarov@ta3.sk

ПРИЛОЖЕНИЕ СВОДКА ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ VI500 CYG В 2000-2009гг.

Лата Экспозиция. Телескоп Интервал, Фотометрическая JD-2400000 (c) система 4 3 5 1 2 51755.4517 - 51755.4578 240 Цейсс-600 51781.5440 - 51781.5495 240 Цейсс-600 51791.4738 - 51791.5427 120 3T9-125 51792.3904 - 51792.5739 120 3T9-125 51794.5158 - 51794.5310 120 3T3-125 240 Цейсс-600 51801.3888 Цейсс-600 51802.2194 - 51802.4760 240 51864.1728 - 51864.3896 240 Цейсс-600 Цейсс-600 51865.2119 - 51865.3530 240 2000 51866.1431 - 51866.3236 240 Цейсс-600 51867.1451 - 51867.3475 300 Пейсс-600 51868.1464 - 51686.3063 300 Цейсс-600 51869.1348 - 51689.3535 3T9-125 180 51870.2846 - 51870.3308 180 3T9-125 51879.1264 - 51879.2774 120 3T9-125 51880.2032 - 51880.2713 240 3T9-125 51882.2684 - 51882.3015 3T9-125 240 3T9-125 51887.2181 - 51887.2623 240 3T9-125 51888.1764 - 51888.3040 240 240 Цейсс-600 52188.1935 - 52188.2084 Цейсс-600 52190.2662 - 52190.4544 240 52191.2460 - 52191.3999 240 Пейсс-600 52192.2368 - 52192.3777 240 Цейсс-600 Цейсс-600 52193.2783 - 52193.3877 240 Цейсс-600 2001 52194.2358 - 52194.3720 240 52196.2586 - 52196.3693 240 Цейсс-600 52197.2698 - 52197.4441 Цейсс-600 240

52198.2848 - 52198.2904

52201.3520 - 52201.4505

52209.3500 - 52209.4154

52210.3533 - 52210.4277

ПРИЛОЖЕНИЕ (продолжение)

	2	3	4	5
1			180	Цейсс-600
	52439.3280 - 52439.4129	R,	180	Цейсс-600
	52440.4032 - 52440.5330	R,		Цейсс-600
	52442.3872 - 52442.4222	R,	180	
	52444.4648 - 52444.4840	R,	180	Цейсс-600
	52445.3346 - 52445.5159	R,	180	Цейсс-600
	52446.3978 - 52446.5157	R,	180	Цейсс-600
	52448.4022 - 52448.5299	R,	180	Цейсс-600
2002	52527.2253 - 52527.2504	R,	120	3T9-125
2002	52528.2986 - 52528.3886	R,	120	3T9-125
	52530.3172 - 52530.4642	R,	120	3T3-125
	52531.3323	R,	120	3T9-125
	52587.0793 - 52587.2495	R.	120	3T9-125
	52606.1567 - 52606.2921	R.	120	Цейсс-600
	52607.1701 - 52607.2400	R	240	Цейсс-600
	52611.1663 - 52611.2906	R,	240	Цейсс-600
			180	Цейсс-600
	52933.4188 - 52933.4458	R,R,R,R,R,R,R,R,R,R,R,R,R,R,R,R,R,R,R,	120	3T9-125
	52965.1467 - 52965.2722	K,		
	52966.1881 - 52966.3159	I K	90	3T9-125
2003	52967.1303 - 52967.2570	1 15	90	3T9-125
	52968.1258 - 52968.2026	R ₂	90	3T9-125
	52969.1244 - 52969.2667	R,	90	3T9-125
	52973.1207 - 52973.2179		90	3T9-125
	53500.5392 - 53500.4076	В,	120	50100
	53500.4355 - 53500.5469	V.	30, 60, 120	зтш
	53500.4460 - 53500.5487	Ŕ	30, 60, 120	31111
100	53500.4325 - 53500.5449	Í.	30, 60, 120	
- 20	53534.4468 - 53534.6446	В.	60, 90, 120	Section 1984
3000	53534.5627 - 53534.6397	$V_{i}^{B_{i}}$	60, 90, 120	
	53534.3101 - 53534.5005	R'	60, 90, 120	зтш
	53534.4520 - 53534.5458	R. I.	60, 90, 120	
			30	
	53560.3993 - 53560.5133	B _l		1000
1711	53560.4509 - 53560.5198		30	ЗТШ
- 5	53560.3900 - 53560.5224	R,	30	
101	53560.3984 - 53560.5190	1 _e	30	
	53562.3794 - 53562.5180	В,	30, 60	
	53562.3801 - 53562.5188	V,	30, 60	зтш
2005	53562.3806 - 53562.5167	R	30, 60	31111
	53562.3814 - 53562.5173	I I	30, 60	
3-12	53585.3750 - 53585.5170	B.	30, 60	7-1
1-1	53585.2736 - 53585.5175	V	30, 60	
	53585.3726 - 53585.5181	R	30, 60	ЗТШ
	53585.3770 - 53585.5187	B, V, R, I, R,	30, 60	
	53587.4314 - 53587.5446	D D	30, 60	
		B		
	53587.4320 - 53587.5573	V,	30, 60	3ТШ
	53587.4666 - 53587.5579	K _c	30, 60	
	53587.4300 - 53587.5586	1,	30, 60	

ПРИЛОЖЕНИЕ (окончание)

1	2	3	4	5
	53588.4867 - 53588.5145 53588.4851 - 53588.5151 53588.3606 - 53588.3885 53588.4861 - 53588.5140	B, V, R,	30 30 30 30	зтш
	53607.4504 - 53607.5798 53612.3320 - 53612.4509 53613.3425 - 53613.4746 53654.3074 - 53654.4343 53683.1634 - 53683.3272 53714.0539 - 53714.1684	R, R	120, 150 90 90 30 30 180	3T3-125 3T3-125 3T3-125 3TUI 3TUI 3T3-125
	54030.2819 - 54030.4028 54030.2811 - 54030.3972 54030.2815 - 54030.3976	B V R	30 20 20	зтш
2006	54062.2846 - 54062.4178 54062.2980 - 54062.4181	V, R,	30 20	зтш
	54063.1295 - 54063.2253 54063.1225 - 54063.2405	V,	90, 180 90, 180	Цейсс-600
	54064.1389 - 54064.3176 54065.1272 - 54065.2740 54065.1249 - 54065.2722 54066.1320 - 54066.3312	R V R	90, 180 180 120 90, 120	Цейсс-600 Цейсс-600 Цейсс-600
2009	55114.2258 - 55114.3870 55114.2261 - 55114.3874 55114.2264 - 55114.3867	B, V, R,	30 20 20	3TШ 3TШ 3TШ

NOVA CYGNI 1975 (V1500 CYG) IN 2000-2009 AND NATURE OF SYNODICAL PERIOD

A.A.LITVINCHOVA', E.P.PAVLENKO', S.YU.SHUGAROV'

We present the result of multicolor photometry of the asynchronous polar V1500 Cyg in 2000-2009, that is, over 25-35 years after outburst. The examples of individual light curves of system are presented. The brightness of system and color-indexes varies mostly with orbital period. It is conditioned on the "reflection effect" caused by the heating of the faced side of secondary by the primary hot white dwarf. The orbital O-C variations and intensity in maxima are shown of dependence from phase of cynodical cycle. Discovered that amplitude of orbital variations A rise of proportional with increase of

intensity I in velocity dA/dI = 0.64. Assumed that the presented peculiarities of behavior of V1500 Cyg, probably, can be caused by the periodic shadings of the lighted up part of red dwarf, the degree of which depends on the phase of cynodical cycle.

Key words: star: Nova - individual: V1500 Cyg

ЛИТЕРАТУРА

- 1. E.Pavlenko, J.Pelt, Slow variability of V1500 Cyg. IBVS 3252, 1-4, 1988.
- 2. Е.П.Павленко, Я.Пельт, О синхронизации компонентов магнитной новой V1500 Суд, Астрофизика, 34, 169, 1991.
- 3. G.D. Schmidt, H.S. Stockman, Astrophys. J., 371, 749, 1991.
- 4. И.Л.Андронов, Астрон. ж., 63, 97, 1987.
- 5. I.Semeniuk, A.Olech, M.Nalezyty, AcA, 45, 747, 1995.
- 6. G.D.Schmidt, J.Liebert, H.S.Stockman, Detection of the hot white dwarf in the magnetic nova V1500 Cygni with the Hubble Space Telescope. Astrophys. J., 441, 414, 1995.
- 7. E.P.Pavlenko, Odessa Astron. Publ., 16, 41, 2003.
- 8. Ja. Kaluzny, I. Semeniuk, AcA, 37, 349, 1987.
- 9. Е.П.Павленко, С.Ю.Шугаров, Н.А.Катышева, Астрофизика, 43, 567, 2000.
- 10. A.Kruszewski, J.Semeniuk, H.W.Duerbeck, Ibid., N.3-4, 339, 1983.
- 11. J.Patterson, Astrophys. J., 225, 954, 1987.
- 12. J.C.Kemp, R.King, T.E.Parker et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 91, 214, 1979.
- 13. A.A.Litvinchova, E.P.Pavlenko, S.Yu.Shugarov, Odessa Astron. Publ., 20, 112, 2007.
- 14. E.P.Pavlenko et al., ASP Conf Ser., 261, 651, 2002.
- 15. V.I. Marsakova, I.L. Andronov, Odessa Astron. Publ., 9, 127, 1996.
- 16. E.P. Pavlenko, S. Yu. Shugarov, ASP Conf. Ser., 335, 257, 2005.
- 17. Hall Douglas S. Pseudosynchronization found in binaries with eccentric orbits, Astrophys. J., 309, L83, 1986.
- 18. G.D.Schmidt, J.Liebert, H.S.Stockman, Astrophys. J., 441, 41, 1995.

В И Ве-ЗВЕЗДЫ В МОЛОДЫХ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ NGC 659 И NGC 7419

С.Л.МАЛЬЧЕНКО13, А.Е.ТАРАСОВ2

Поступила 25 ноября 2010 Принята к печати 16 декабря 2010

Изучено содержание В и Ве-звезд в молодых рассеянных скоплениях NGC 7419 и NGC 659. По спектральным наблюдениям низкого разрешения в области линии На исследовано 34 члена скопления NGC 7419, дополнительно получены спектры в области λ3700 – 6200 Å для 12 звезд. Четыре Ве-звезды в период наших наблюдений демонстрировали абсорбционный профиль линии На, хотя ранее они идентифицированы как Ве-звезды. Эмиссия в линии На наблюдается в спектрах 21 объекта. Для членов скопления NGC 7419 выполнена спектральная классификация. Расположение Ве-звезд на двухцветной ИК-диаграмме и сравнение с положением объектов других скоплений близкого возраста ставит под сомнение присутствие двух волн звездообразования. В скоплении NGC 659 получены спектры умеренного разрешения 22 звезд в области длин волн $\lambda 4050 - 5200$ Å и у семи объектов в области линии На. У двух из пяти изучаемых Ве-звезд эмиссия наблюдается как в линии На, так и в линии Нв; у одной звезды слабая эмиссия присутствует только в линии На. У других членов скопления по полученным в данной работе спектрам заметных следов эмиссии не выявлено. Оценены значения $T_{\rm eff}$ log g и $V \sin l$ наблюдаемых звезд. Найдено, что 5 объектов не являются членами скопления.

Ключевые слова: звезды:спектры - рассеянные звездные скопления NGC 659, NGC 7419

1. Введение. Феномен Ве-звезд известен более ста лет. Среди звезд спектрального класса В более 10% показывают эмиссионный спектр. Этот факт безусловно указывает на то, что данный феномен не является чемто особенным, а скорее типичен для широкой группы объектов, находящихся на определенном этапе эволюции.

Обычно к Ве-звездам относят одиночные объекты вблизи Главной последовательности, у которых наблюдается хотя бы одна эмиссионная линия серии Бальмера; как правило, это линия На. Источником этой эмиссии у Ве-звезд являются атомные переходы в околозвездной оболочке, относительно холодной и относительно плотной, по химическому составу схожей с фотосферой звезды.

Под существующую формулировку определения Ве-звезд попадает широкая группа объектов вблизи Главной последовательности, включая двойные системы с различной интенсивностью обмена масс. В [1-2] обращено внимание на то, что многие Ве-звезды являются двойными

объектами, в состав которых могут входить горячие субкарлики, либо нейтронные звезды, т.е. системы, прошедшие стадию активного обмена масс между компонентами. В силу ряда объективных причин на данный момент двойственность выявлена у относительно малого числа Ве-звезд, поэтому гипотеза о том, что все Ве-звезды являются результатом эволюции двойных систем [2], остается актуальной.

С другой стороны, многие классические Ве-звезды скорее всего являются одиночными объектами с высокой скоростью вращения, часто близкой к критическому значению. Наличие высокого углового момента - важная характеристика Ве-звезд, тем не менее, есть объекты с высокой скоростью вращения, которые не демонстрируют эмиссии в водородных линиях. Также существуют Ве-звезды с умеренной скоростью вращения. Следовательно, высокая скорость вращения звезды является важным условием образования газовой оболочки у Ве-звезд, однако этот фактор не единственный.

С начала 80-х годов XX века были выполнены фотометрические [3] и спектральные [4] исследования Ве-звезд в рассеянных звездных скоплениях разного возраста. Некоторые авторы показали, что в рассеянных звездных скоплениях с возрастом 10-30 млн лет наблюдается повышенное содержание Ве-звезд. Это, возможно, указывает на то, что Ве-феномен возникает у относительно быстро вращающихся звезд во второй половине их жизни на Главной последовательности [5]. Однако имеются данные, что Везвезды расположены во всей области Главной последовательности [3,4] и их относительное содержание не зависит от возраста скоплений. Следовательно, в этом случае Ве-феномен может проявляться у звезд при их выходе на Главную последовательность. На данный момент нет убедительного объяснения причин возникновения Ве-феномена.

Относительно низкая яркость большинства рассеянных скоплений до последнего времени существенно ограничивала возможности детального исследования в них Ве-звезд. Повышение чувствительности приемников излучения и введение в строй новых телескопов позволяет изучить значительно большее число скоплений и оценить долю Ве-звезд в них.

В настоящей работе изучены оптические спектры звезд в относительно слабых по яркости рассеянных скоплениях NCG 7419 и NGC 659. Данное исследование является продолжением серии работ по изучению популяции Ве-звезд в молодых рассеянных скоплениях [6,7]. Целью работы было исследовать эмиссионные линии Нα у Ве-звезд данных скоплений и, повозможности, выявить новые Ве-звезды. Кроме того, провести спектральную классификацию и оценить основные физические параметры атмосфер В и Ве-звезд, по спектрам низкого и умеренного разрешения в области длин волн λ4050 – 5100Å.

2. Наблюдательный материал. Скопления NGC 7419 и NGC 659

наблюдались в период 2005-2008гт. в фокусе Несмита на 2.6-м телескопе в НИИ КрАО. В качестве приемника излучения использовалась матрица SPEC-10. Дисперсия в области линии На составляла 1.76 Å/ріх, спектральное разрешение при ширине шели 3" - около 8 Å. Члены скопления NGC 7419 наблюдались в двух широких областях длин волн $\lambda 3800 - 6200$ Å и $\lambda 5600 - 7900$ Å. В данную спектральную область попадают линии серии Бальмера (На, Нβ, Нү и Нб) и ряд линий НеІ и металлов. Для членов скопления NGC 659 получены спектры с умеренным разрешением (2.5 Å) в области длин волн $\lambda 4050 - 5100$ Å; спектры с низким разрешением (около 6-8 Å) получены в спектральном диапазоне $\lambda 5600 - 7900$ Å. Длительность отдельных экспозиций составляла 40-100 мин в зависимости от погодных условий и яркости объекта. Отношение сигнал/шум для большинства спектров составляло около 100 и выше (в красной области спектра). Всего получено: 54 спектра для 34 членов скопления NGC 7419 и 38 спектров для 20 звезд в скоплении NGC 659.

Последующая редукция спектрограмм проводилась с использованием пакета программ SPE [8] по стандартной методике. Привязка к шкале длин волн осуществлялась по спектру сравнения гелий-неоновой лампы.

В спектральную область $\lambda 5600-7900$ Å попадают теллурические линии, поэтому для определения интенсивности и эквивалентной ширины линии $H\alpha$ их необходимо убрать из наблюдаемого спектра. С этой целью получен спектр яркой звезды у Oph. Проведением дополнительного континуума из полученного спектра звезды у Oph удалялась линия $H\alpha$, в результате оставался спектр, состоящий только из профилей теллурических линий. Из наблюдаемых спектров вычитался полученный спектр теллурических линий с интенсивностью линий земной атмосферы, соответствующей моменту наблюдений.

В красном крыле линии Нβ наблюдается широкая межзвездная линия, неизвестной природы [9]. Для более точных измерений параметров линии Нβ данная линия межзвездного покраснения вычиталась из спектров путем построения аппроксимационной гауссианы по центральной и красной части депресии, более свободной от вклада линии Нβ.

3.1. Общая характеристика скопления NGC 7419. В данной работе изучено галактическое звездное скопление NGC 7419, которое находится в направлении на созвездие Цефея. Скопление отличается большим содержанием классических Ве-звезд.

Первые две Ве-звезды в скоплении NGC 7419 были обнаружены в 1956г. [10]. В [11] авторы идентифицировали еще 12 Ве-звезд. С помощью узкополосной $H\alpha$ -фотометрии в работе [12] было найдено 17 новых Везвезд. Таким образом, на данный момент в скоплении NGC 7419 идентифицирована 31 Ве-звезда, что составляет около $36\pm7\%$ от популяции

всех звезд скопления ярче $Rc = 16^{m}.1$ [12].

В скоплении отмечено аномальное содержание сверхгигантов - их шесть [13]. Пять членов скопления являются звездами спектрального класса позднее М2.5 и одна углеродная звезда. Фотометрические *UBV*-наблюдения [14] показали, что скопление NGC 7419 содержит 5 красных сверхгигантов и, возможно, один голубой сверхгигант.

Основные параметры скопления NGC 7419 определены в ряде работ. Некоторые из полученных значений покраснения, модуля расстояния и возраста приведены в табл.1. В работе [15] выполнена ССD-фотометрия скопления, в системе *UBVRI*. Найдено, что покраснение скопления E(B-V) меняется в пределах от 1°.54 до 1°.88, со средним значением E(B-V) = 1°.71 ± 0 °.19, такое же значение экстинкции найдено в [16]. Из табл.1 видно, что пругие авторы получили большее значение покраснения [12,14]. Среднее значение расстояния – около 2 кпк, только в работе [17] найдено большее значение. По наблюдениям в инфракрасном диапазоне звезд спектрального класса М – расстояние до скопления определено в 4.7 кпк [18].

Таблица 1
ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СКОПЛЕНИЯ NGC 7419

E(B-V)	Модуль расстояния	Расстояние, кпк	Возраст, млн лет	Источник
2.02±0.01 2.0±0.4 1.71±0.19 1.65±0.15 1.71	16.8 17.28 18.5±0.5 12.3±0.4	2.0 2.3±0.3 2.9±0.4	40 14 14±2	[14] [12] [15] [17] [16]

Расхождения в оценках возраста более значительные. По построенным эмпирическим изохронам в [19] найден возраст скопления менее 40 млн лет. В работах [12,16] возраст определен в 14 ± 2 млн лет.

На рис.1 представлена диаграмма "цвет-звездная величина", построенная по данным [14]. На графике показана изохрона с учетом покраснения E(B-V)=2.02 [14] и модуля расстояния 17.28 [16] для возрастов 14, 25 и 40 млн лет. Рис.1 демонстрирует значительное рассеяние точек на диаграмме "цвет - звездная величина". Помимо возможной неоднородной экстинкции внутри скопления на положение звезд может влиять различная ориентация диска многочисленных Ве-звезд к наблюдателю.

В работе [17] на основе построенных изохрон для звезд до Главной последовательности (preMS звезд) по инфракрасной диаграмме (H-K)-(J-K) найдено, что некоторые члены скопления имеют возраст менее 3 млн лет. Кроме того, по данным [17], большинство эмиссионных звезд скопления NGC 7419 на диаграмме (H-K)-(J-K) лежит в области Ве-звезд Хербига.

Авторами сделано предположение о наличии двух волн звездообразования, первый этап соответствует возрасту звезд 25 ± 5 млн лет, а вторая волна звездообразования произошла всего 0.3-3 млн лет назад.

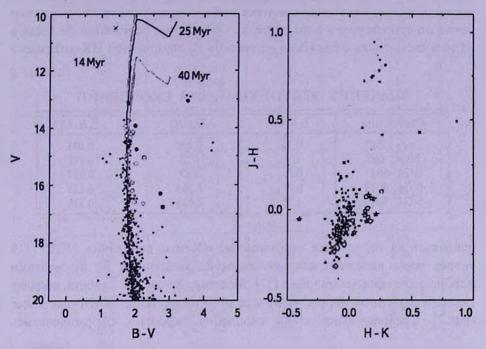


Рис.1. Диаграмма "цвет-звездная величина" для скопления NGC 7419, построенная по данным фотометрии [14]. Светлыми кружками обозначены наблюдаемые нами Везвезды, а темными кружками – звезды скопления, для которых были получены спектры, крестиком отмечена звезда 318 – не член данного скопления. Изохроны приведены для возрастов $\log t = 7.1$, 7.25 и 7.4, с учетом покраснения E(B-V) = 2.02 и модулем расстояния DM = 17.28.

Рис.2. Диаграмма "цвет-цвет" для скоплений NGC 663, NGC 884 и NGC 869, NGC 6871, NGC 6913 и NGC 7419, построенная по данным каталога 2MASS, с учетом межзвездного покраснения для каждого скопления. Кружками обозначены звезды скопления NGC 884 и NGC 869, ромбами - объекты скопления NGC 663, треугольниками - члены скопления NGC 6871, квадратами - звезды скопления NGC 6913 и звездами - члены скопления NGC 7419. Светлыми символами обозначены Ве-звезды скоплений.

Для того, чтобы проверить присутствие двух волн звездообразования в скоплении, мы построили диаграмму "цвет-цвет" (H-K)-(J-K) (рис.2) для скоплений богатых на Be-звезды со значительной эмиссией в линии $H\alpha$: NGC 663, NGC 884, NGC 869, NGC 6781, NGC 6913 и NGC 7419, используя данные каталога 2MASS [20]. При построении диаграммы для каждого скопления учитывалось значение межзвездного покраснения, которое рассчитывалось, используя зависимость: $E(J-H)=0.37\cdot E(B-V)$ и $E(H-K)=0.19\cdot E(B-V)$ [21] найденные значения представлены в табл.2. Как видно из рис.2, все Ве-звезды скоплений NGC 663, NGC 884 и

NGC 869, NGC 6871, NGC 6913 так же, как и NGC 7419, смещены в сторону большего покраснения и лежат в одной области. Избыточное покраснение Ве-звезд хорошо известно и объясняется рассеянием света от звезды околозвездным диском, которое в свою очередь зависит от ориентации диска по отношению к наблюдателю. Совпадение положения Ве-звезд в разных скоплениях с близкими возрастами на двухцветной ИК-диаграмме

Таблица 2
ЗНАЧЕНИЯ ЭКСТИНКЦИЙ ДЛЯ СКОПЛЕНИЙ

Скопления	E(B-V)	E(J-H)	E(H-K)
h/χ Per	0.54	0.199	0.103
NGC 663	0.9	0.33	0.171
NGC 6871	0.46	0.17	0.087
NGC 6913	0.71	0.263	0.135
NGC 7419	1.71	0.633	0.325

указывает на то, что все эмиссионные объекты скопления NGC 7419 скорее всего являются классическими Ве-звездами, а не Ве-звездами Хербига, как предполагалось в [17]. Молодые Ве-звезды Хербига, обладая газопылевыми дисками, располагаются значительно выше на ИК-диаграмме (рис.2). Следовательно, члены скопления, вероятно, сформировались

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛИНИИ На ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЯ NGC 7419

Таблица 3

	ID1 2450000 :	1				
Номер звезды	JDh 2450000+	$W_{\lambda}(A)$	I_{λ}			
по [14]						
1	2	3	4			
Ве-звезды						
232	3996.315	-28.7	4.26			
239	3951.468	-44.6	6.34			
290	3951.541	6.1	0.78			
318	3951.541	2.8	0.80			
	4011.256	3.5	0.82			
351	3951.493	2.1	1.03			
417	3878.450	-10.8	2.42			
427	3951.442	-6.0	6.66			
451	3975.306	-0.22	1.10 1.12			
458	3975.262	9.6	0.74			
504	3951.386	-47.3	5.61			
585	3951.362	-17.1	2.45			
620	3912.522	-35.2	4.22			
	4011.467	-37.5	4.44			
621	3951.386	_ (**)	1.06 1.06			
692	3912.489	-50.8	5.69			

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4
702	3912.506	-26.5	3.25
728	3975.490	-40.9	5.87
100000	3996.590	-42.2	6.00
745	3975.370	-47.1	5.12
781	3912.320	3.9	1.15
1000	3996.346	3.3	1.40
795	3975.443	-28.9	4.33
831	3912.382	-49.5	5.84
	3951.386	-57.0	6.43
	3996.457	-53.6	6.24
884	3951.546	-43.1	4.83
	3996.687	-45.2	5.10
967	3912.434	7.41	0.79
1076	3912.471	-34.35	4.98
1129	3912.453		0.98 1.01
	B-3	везды	
162	3996.315	11.1	0.67
190	4011.417	4.2	0.80
350	3951.518	4.4	0.76
418	3951.417	7.3	0.74
489	3975.306	8.2	0.72
518	3975.262	10.9	0.70
615	3975.262	4.0	0.75
664	3975.262	7.3	0.78
687	3975.306	2.3	0.82
921	3975.443	4.2	0.72

Таблица 4
ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛИНИИ НВ ЧЛЕНОВ
СКОПЛЕНИЯ NGC 7419

Номер звезды по [14]	JDh, 2450000+	W ₁ , (A)	Спектраль- ный класс
190	4011.373	2.3	B0
318	4011.306	1.4	O8: - B0:
351	4011.591	3.11	O9 - B1
389	3962.511	-0.4	B0 - B1
417	3878.521	0:	B0 - B1
	3962.458	0:	2000
620	4011.518	-2.8	B6 - B8
692	3962.366	-5.1	B2 - B4
702	3962.413	-1.3	B0 - B1
728	3996.546	-3.0	B0 - B2
781	3996.369	1.4	B1 - B2
831	3996.399	-3.8	B0 - B2
884	3996.687	-2.2	B0 - B2

одновременно около 14 млн лет назад, а не в результате двух волн звездообразования с возрастом 25 и 0.3-3 млн лет.

Скопление NGC 7419 является слабым по яркости и все еще мало изученным. У большинства Ве-звезд наблюдается значительная эмиссия в линии $H\alpha$ [14]. В период 2006-2007гг. нами получено 53 спектра у 34 членов скопления NGC 7419. В области линии $H\alpha$ получен 31 спектр у 24 Ве-звезд скопления и профили линии $H\alpha$ десяти звезд без следов эмиссии в спектрах. В области длин волн $\lambda 3800-6200 Å$ были получены 13 спектров одиннадцати членов скопления NGC 7419. У всех звезд определялись эквивалентные ширины линий $H\alpha$ и $H\beta$ (W_λ), а также их интенсивность относительно континуума (I_λ). Результаты измерений профилей линий $H\alpha$ и $H\beta$ у наблюдаемых звезд в данном скоплении представлены в табл.3-4.

3.2. Анализ спектров, полученных в области длин волн $\lambda 5600 - 7900$ Å. В период 2006-2007гт. было получено 42 спектра в области линии На для 34 звезд, членов скопления NGC 7419. У восьми членов скопления спектры получены таким образом, что можно изучить объект во всем оптическом диапазоне. Пример полученных спектров двух Везвезд приведен на рис.3. Эмиссия во всех линиях серии Бальмера, которые попадают в данную область длин волн, наблюдается у Везвезд: 781, 831 и 884 (тут и далее нумерация согласно [10]). У звезд 417, 620 и 728 эмиссия присутствует только в линиях На и Нв. Таким образом, бальмеровский декремент близок к классическим Везвездам.

В спектрах 14 объектов заметной эмиссии в линии Нα не обнаружено. У десяти звезд эмиссия никогда ранее не наблюдалась. Некоторые объекты, которые ранее были идентифицированы как Ве, в период наших наблюдений не показали следов эмиссии в линии Нα. К таким объектам относятся

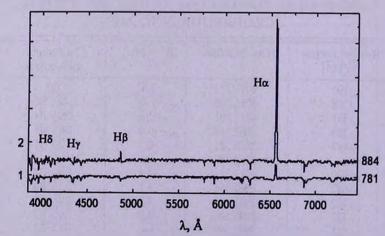


Рис.3. Спектры двух Ве-звезд скопления NGC 7419 (884 и 781) в области $\lambda 3800-7900 \mbox{Å}$. На рисунке отмечены бальмеровские линии ($\mbox{H}\alpha$. $\mbox{H}\beta$, $\mbox{H}\gamma$ и $\mbox{H}\delta$).

290, 318, 458 и 967. Звезда 318 отмечена как Ве только в каталоге [12]. Как видно, по спектрам, полученным в синем диапазоне длин волн (рис.5), данная звезда является более холодным объектом, чем другие члены скопления. Скорее всего, объект 318 - это звезда фона (на рис.1 данный объект отмечен крестиком "х"). Используя На -фильтр в работе [14], объект 458 идентифицирован как Ве-звезда, со слабой эмиссией в линии На. Звезды 290 и 967 идентифицированы как Ве в [11,12].

Эмиссионные профили линии $H\alpha$ получены у 21 члена скопления NGC 7419. С учетом тех Ве-звезд, чей профиль был абсорбционный, нами исследованы спектры около 70% от всей популяции Ве-звезд. Новых Везвезд с эмиссией не обнаружено. Профили линии $H\alpha$ у Ве-звезд представлены на рис.4, а измеренные основные параметры линии $H\alpha$ – в табл.3.

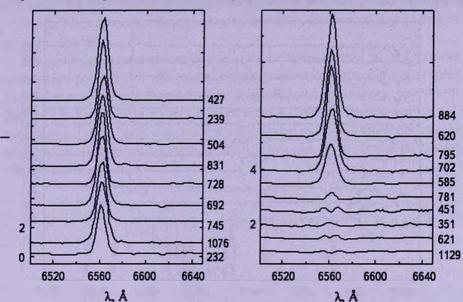


Рис.4. Эмиссионные профили линии $H\alpha$ некоторых Ве-звезд, членов скопления NGC 7419.

В спектрах звезд 351, 621 и 1129 интенсивность линии $H\alpha$ находится на уровне континуума. Объект 351 по $H\alpha$ -фотометрии идентифицирован как Be-звезда с $\alpha=1.756\pm0.015$ [12]. Звезды 451, 621 и 1129 имеют характерный для Be-звезд двухкомпонентный профиль линии $H\alpha$. В [12], используя $H\alpha$ -фильтр, данные члены скопления были отмечены как эмиссионные со значением α , близким к нулевому значению эквивалентной ширины линии $H\alpha$, т.е. объекты со слабой эмиссией в линии $H\alpha$. В работе [17] у звезды 621 получены абсорбционные профили линий водорода. В [19] объект 1129 также отмечен как слабоэмиссионный.

В настоящей работе получены ярко выраженные эмиссионные одноком-

понентные профили линии $H\alpha$ у таких Be-звезд, как 232, 239, 427, 504, 620, 692, 728, 745, 795, 831, 844 и 1076 (см. табл.3 и рис.4). В [12] у этих объектов получено низкое значение α , т. е. это звезды с сильной эмиссией в линии $H\alpha$. У звезд 232, 239, 728 и 1076 так же, как в [17], наблюдаются эмиссионные профили линии $H\alpha$ высокой интенсивности.

3.3. Спектры звезд в области длин волн λ 3700 – 6200Å. Дополнительно к спектральным наблюдениям в области линии $H\alpha$ у 12 звезд были изучены спектры в области λ 3700 – 6200Å (рис.5). В эту спектральную область попадает линия $H\beta$ и некоторые линии металлов.

Как видно из рис.5, у Ве-звезды 351 профиль линии Нβ абсорбционный. Другие объекты, такие как 417, 702 и 781, показали слабо выраженную эмиссию в линии Нβ или яркую однокомпонентную структуру (389, 620, 692,

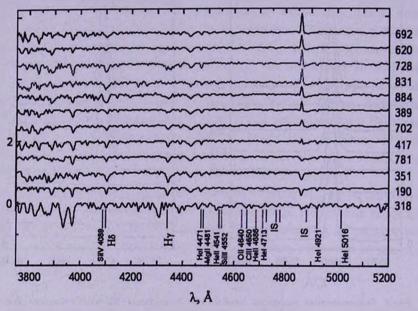


Рис.5. Спектры Ве-звезд в области длин волн $\lambda 3700-5200 \mbox{Å}$. На рисунке отмечены водородные линии (Ну и Н δ), некоторые линии металлов и межзвездные линии. Справа указаны номера звезд согласно [14].

728, 831 и 884). Вероятно, последняя группа звезд обладает более протяженными и оптически более толстыми дисками, в отличие от первой группы объектов, чьи диски оптически тонкие, и поэтому эмиссия в линии проявляется слабо.

Для скопления NGC 7419 все спектры звезд получены с низким разрешением, поэтому мы ограничились визуальной оценкой спектрального класса объектов. Для анализа спектрального класса членов скопления внимание обращалось на отношения интенсивностей линий: HeII 4541Å/HeI 4387Å, SiIV 4088Å/HeI 4121Å, HeII 4686Å/CIII 4650Å, CIII 4650Å/OII 4640Å, NII 4631Å/OII 4640Å и глубину линий других металлов в данной области.

Результаты спектральной классификации представлены в табл. 4. Большинство наблюдаемых Ве-звезд имеет ранний спектральный класс О9-В2, и только у двух звезд спектральный класс оценен как В2-В4 (692) и В6-В8 (620).

4.1. Общая характеристика скопления NGC 659. Рассеянное звездное скопление NGC 659 идентифицировано еще в 1783г., однако, до сих пор является слабо изученным. В скоплении порядка 1600 звезд, из них около 40 ярких звезд. Фотометрические исследования звезд скопления осуществлены в системах UBV [22], RGU [23], BRVI и $H\alpha$ [24]. В работе [25] выполнена CCD- и UBV-фотометрия и найдено расстояние до скопления 3.5 кпк (модуль расстояния 12^m .7), покраснение E(B-V) = 0.63 и возраст 12 млн лет. Меньшее значение расстояния получено в [22,23] - 2.3 кпк. В каталоге [26] приводится значение расстояния до скопления - 3.0 кпк. Межзвездное покраснение и возраст скопления в других работах не определялись.

На рис.6 представлена диаграмма "цвет-звездная величина", построенная по данным работы [25]. На графике также нанесена изохрона для возраста 12 млн лет с учетом покраснения E(B-V)=0.5 и модуля расстояния DM=12.2. Как видно из рис.6, в скоплении NGC 659 так же, как и в скоплении NGC 7419, наблюдается значительное рассеяние положений объектов на диаграмме, что значительно усложняет определение расстояния и возраста скопления.

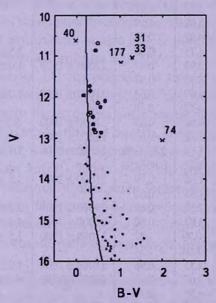


Рис.6. Диаграмма "цвет-звездная величина" для скопления NGC 659, построенная по данным [23]. Темными кружками обозначены изучаемые звезды скопления, а светлыми кружками - Ве-звезды, символом "х" обозначены предполагаемые не-члены скопления, для которых были получены спектры в данной работе. Сплошная линия - изохрона для возраста $\log t = 7.1$, с учетом покраснения E(B - V) = 0.5 и модуля расстояния DM = 12.7.

В работе [27] выполнена серия фотометрических наблюдений звезд в поле скопления в фильтре *I* с целью поиска и изучения переменных членов скопления. Авторами идентифицированы 3 Ве-звезды, 3 переменных объекта (кандидаты в звезды типа у Dor) и 1 затменная система. Звезды 109, 111 и 193 (тут и далее нумерация членов скопления согласно каталогу WEBDA и соответствует [23]) демонстрировали свойственную Ве-звездам долговременную переменность блеска в фильтре *I* с амглитудой несколько десятых зв. вел. (0.24, 0.12 и 0.14, соответственно) [27]. В каталоге эмиссионных звезд [11] в изучаемом скоплении идентифицированы еще 2 Ве-звезды. Таким образом, в скоплении NGC 659 на данный момент известно 5 Ве-звезд.

4.2. Спектральные наблюдения членов скопления. В период с августа по октябрь 2008г. нами получены 32 спектра у 21 члена скопления NGC 659 с умеренным разрешением в области длин волн λ3800 – 5200Å.

Таблица 5 ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОФИЛЯ ЛИНИИ НВ И ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕР ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЯ NGC 659

Номер звезды (WEBDA)	HDJ 2454000+	W _λ	I_{λ}	Tes	logg	Vsin/
5	699.550	2.09	0.67	21000 ± 1500	3 ± 0.5	150 ± 50
31	699.334	7.83	0.46	21000 ± 1500	3 ± 0.5	130 7 30
33	697.361	5.57	0.51			- 1
33	698.298	5.88	0.50			
40	697.282	4.92	0.51			- 2
53	700.519	4.73	0.56		3.5 ± 0.25	150 ± 50
80	697.500	2.92	0.67	22000 ± 1500	4.0 ± 0.25	200 ± 50
	698.365	3.45	0.67	22000 1 1300	1.0 1 0.25	Z00 T 30
100	695.474	4.08	0.63	21000 ± 1000	4.0 ± 0.25	150 ± 50
	750.528	4.73	0.58	2.555		150 ± 50
103	695.474	4.08	0.63	21000 ± 2000	3.5 ± 0.5	50 ± 50
107	693,465	2.70	0.65	22000 ± 1000	4.0 ± 0.5	100 ± 50
109	693.394	1.18	0.89/0.91	21000 ± 1000	3.5 ± 0.25	200 ± 50
	700.434	1.22	0.89/0.91		0.0 1 0.25	200 1 30
111	693.321	1.66	0.79	21000 ± 2000	3.5 ± 0.25	250 ± 100
	695.313	1.57	0.80		-10 - 0120	250 1 100
113	695.393	2.50	0.68	21000 ± 1000	3.5 ± 0.25	150 ± 50
128	700.387	3.87	0.62	21000 ± 1000	4.0 ± 0.25	200 ± 100
129	693.531	-0.79	1.27	21000 ± 1000	3.5 ± 0.25	200 ± 100
	700.333	-1.04	1.31		0.0 2 0.20	200 1 100
149	696.525	3.53	0.66	21000 ± 2000	4.0 ± 0.25	200 ± 50
150	696.417	3.07	0.65	22000 ± 2000	4.0 ± 0.5	200 ± 100
191	749.410	4.59	0.58		-	
177	700.485	7.62	0.46	_		
100	749.297	8.37	0.45			
183	696.379	2.55	0.67	22000 ± 2000	3.5 ± 0.5	150 ± 50
193	699.507	1.17	1.29	23000 ± 1000	3.5 ± 0.5	-
1 1	750.455	0.53	1.24		4 1 1 1	1000

В интервале $\lambda 5660 - 7930$ Å были изучены спектры восьми звезд с низким разрешением. Данные наблюдения позволяют исследовать линии серии бальмера ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и $H\delta$) и некоторые линии металлов. Измерены эквивалентная ширина и интенсивность линий $H\alpha$ и $H\beta$ у всех звезд скопления, результаты представлены в табл.5 и 6. Для большинства членов скопления NGC 659, изучаемых в данной работе, определение

Таблица 6
ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОФИЛЯ ЛИНИИ Нα ЗВЕЗД
СКОПЛЕНИЯ NGC 659

Номер звезды (WEBDA)	HDJ 2454000+	W _λ	Ix
107	715.427	7.74	0.69
109 (VES 604)	715.321	-4.71	1.77
111 (VES606)	715.284	-3.13	1.00
113	715.476	6.58	0.72
129 (VES609)	715.526	-23.18	3.32
191 (VES608)	715.577	13.50	0.56
193 (VES607)	715.383	-24.15	3.07
194	715.353	5.62	0.75

основных параметров их атмосфер никогда прежде не выполнялось. Поэтому по спектрам в синей области произведена оценка эффективной температуры T_{qf} и логарифма ускорения свободного падения $\log g$ на поверхности звезды без учета возможного вклада излучения HI в непрерывном спектре (методика определения описана в [6,7]).

Спектры объекта 74, полученные в синей области, соответствуют спектру холодной звезды. На диаграмме "цвет-звездная величина" объект находится в области гигантов (на рис.6 звезда обозначена символом "x"). Скорее всего, это звезда поля и она не является членом скопления.

В данной работе получены спектры всех известных (их пять) Ве-звезд в области длин волн $\lambda 5600-7900$ Å (рис.7) и $\lambda 3800-5200$ Å (рис.8). Только в спектрах трех объектов наблюдается эмиссия в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ и в одном случае (звезда 111) эмиссия присутствует только в линии $H\alpha$.

Одиночный эмиссионный профиль линии $H\alpha$ получен у звезды 109. В линии $H\beta$ возможно наблюдается двухкомпонентный эмиссионный профиль.

Эмиссия значительной интенсивности в линии $H\alpha$ (более 3 ед. континуума) наблюдается у звезд 129 и 193. Данные объекты также имеют одиночный эмиссионный профиль линии $H\beta$ (рис.8) с интенсивностью соответственно 1.38 и 1.28 ед. континуума. В спектрах этих членов скопления присутствуют следы эмиссии и в ядре линии $H\gamma$. У звезды

193 линия HeI 5015 Å практически полностью залита эмиссией, в линиях HeI 4713 и 4921 Å, возможно, также имеется слабая эмиссия. Полученные в нашей работе оценки скорости вращения у данных звезд показывают умеренно высокие значения: 200-250 км/с.

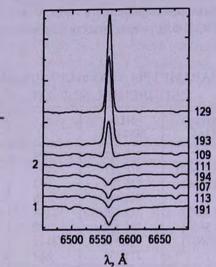


Рис.7. Профили линии Hα 6562 Å и HeI 6678 Å у звезд скопления NGC 659. Справа указаны номера звезд согласно каталогу WEBDA.

У объекта 111 линия $H\alpha$ почти полностью залита эмиссией. В синей области получены два спектра данной звезды. Объект демонстрирует фотосферные профили линий $H\beta$ и $H\gamma$ с, возможно, очень слабой эмиссией в ядре линии $H\beta$. По выполненным оценкам звезда 111 имеет высокую скорость вращения – около 250 км/с.

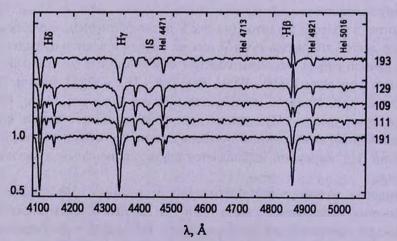


Рис.8. Спектры Ве-звезд скопления NGC 659 в области длин воли λ 4050 – 5100Å. На рисунке также отмечены водородные линии и некоторые линии металлов. Справа указаны номера звезд.

Звезда 191 в каталоге переменных звезд отмечена как Ве. В данной работе получены абсорбционные профили линии Н β и Н α . Однако линия Н α значительно шире, чем у других членов скопления и практически полностью отсутствуют линии НеІ 6678 и 5876 Å. У звезды 191, по сравнению с другими членами скопления, линии гелия в синей области (НеІ 4713 и 4921 Å) наблюдаются значительно меньшей интенсивности. Возможно, это Ве-звезда более позднего спектрального класса (позднее В4), которая в период данных наблюдений демонстрировала фотосферный профиль линий

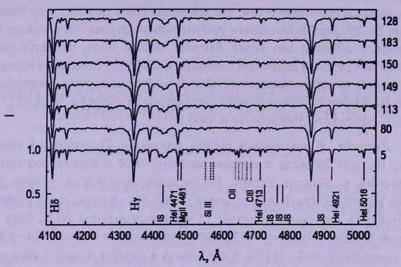


Рис.9а. Спектры звезд, у которых получены абсорбционные профили линий Нв.

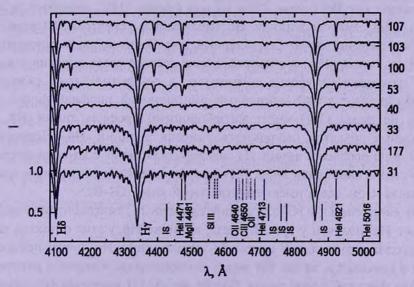


Рис.9b. Спектры звезд, у которых получены абсорбционные профили линий Нβ. Справа указаны номера звезд. На рисунке также отмечены линии водорода (Ну и Н8), некоторые линии металлов и межзвездные линии.

На й НВ.

На рис.7 представлены также профили линии Нα трех звезд (107, 113 и 194). В линии На у данных объектов не обнаружено заметных следов

Спектры других изучаемых членов скопления в области $\lambda 3800 - 5200 \text{Å}$ представлены на рис.9а и 9b. Из рис.9b видно, что спектры звезд 31, 33 и 177 подобны и соответствуют спектру звезды раннего спектрального класса А. Соотношение линий HeI 4471 и MgII 4481 на полученном спектое звезлы 40 свидетельствует о том, что это звезда более поздних спектральных классов В8-В9. Дополнительным убедительным аргументом в пользу того. что данные объекты это более близкие звезды поля, является слабая величина межзвездной депрессии в области \ № 4450 Å. Остальные изученные в ланной работе члены скопления NGC 659 - объекты раннего спектрального класса В. Для них сделана оценка параметров атмосферы звезд (Т д log g и Vsini), результаты приведены в табл.5.

5. Выводы. В настоящей работе получены 42 спектра в области линии На для 34 звезд в скоплении NGC 7419 и 8 спектров низкого разрешения в области линии Но у пяти Ве-звезд и у трех звезд спектрального класса В в скоплении NGC 659. Кроме того, в области 23700 - 6200Å получены спектры 13 членов скопления NGC 7419 и 30 спектров 20 звезд скопления NGC 650 в области длин волн $\lambda 3800 - 5200 \text{Å}$.

В скоплении NGC 7419 у 4-х Ве-звезд в период наших наблюдений получен абсорбционный профиль линии На, хотя ранее они идентифицированы как Ве-звезды. Одна из них (звезда 318) - вероятно не член скопления. Эмиссия в линии На наблюдается в спектрах 21 звезды. Три объекта демонстрируют характерный для Ве-звезд двухкомпонентный профиль линии На, в спектрах других трех Ве-звезд эмиссия в линии На находится на уровне континуума, а остальные члены скопления демонстрируют яркий одиночный эмиссионный профиль линии На. Одна Ве-звезда (351) имеет абсорбционный профиль линии НВ, а у остальных объектов наблюдается эмиссия в линии НВ. Полученные данные по профилям линии На хорошо согласуются с другими авторами. Для членов скопления NGC 7419 сделана оценка спектрального класса: большая часть звезд имеет спектральный класс О9-В2.

В скоплении NGC 659 яркий одиночный эмиссионный профиль линии На получен у трех Ве-звезд, в линии НВ у этих объектов также наблюдается эмиссия. У одной Ве-звезды линия На почти полностью залита эмиссией, а линия НВ имеет абсорбционный профиль с возможной слабой эмиссией в ядре линии. Для Ве-звезды 111 получены фотосферные профили всех водородных линий и сделано предположение, что это объект раннего спектрального класса А. Еще у трех членов скопления (31.

33, 177) спектры соответствуют звездам раннего спектрального класса A, а звезда 40 является звездой позднего спектрального класса. Все они, скорее всего, не являются членами скопления. Для остальных членов скопления сделана оценка параметров их атмосфер.

¹ Криворожский государственный педагогический университет, Кривой Рог, Украина, e-mail: SLMalchenko@gmail.com Svetlana_mal@ukr.net ² НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, пос. Научный, Крым, Украина, e-mail: tarasov@crao.crimea.ua aetarasov@mail.ru

B AND Be-STARS IN THE YOUNG OPEN STELLAR CLUSTERS NGC 659 AND NGC 7419

S.L.MALCHENKO12, A.E.TARASOV2

The population B and Be-stars in the young open clusters NGC 7419 and NGC 659 has been studied. 34 members of the cluster NGC 7419 were studied in the Ha region and spectra of 12 stars were obtained in the wavelength region $\lambda 3700 - 6200 \text{Å}$. Four previously identified Be-stars in the period of our observations showed an absorption profile of the Ha line. The emission in the Ha line has been observed in the spectra of 21 objects. We estimated the spectral type for members of the cluster NGC 7419. We compared position of the Be-stars for this cluster on the two color IR-diagram with the location of the Be-stars, members of other young clusters. And the presence of two waves of star formation is questioned. In the cluster NGC 659 spectra of 22 stars with moderate resolution were obtained in the wavelength region $\lambda 4050 - 5200$ Å and at seven sites in the H α line. 5 Be-stars were studied. For two Be-stars emission is observed in the Ha and HB lines; one star had weak emission only in the $H\alpha$ line. In the spectra of other members visible emission did not detected. T_{eff} log g and $V\sin i$ estimated for observed stars. It is found that the 5 objects are not members of the cluster.

Key words: stars:spectra - open stellar clusters NGC 659, NGC 7419

ПИТЕРАТУРА

- 1. S.Kriz, P.Harmanec, Bull. Astron. Inst. Czechosl., 26, No.2, 65, 1975.
- P.Harmanec, IAU Coll. 175 (The Be Phenomenon in Early Type Stars) ed. M.A.Smith, H.F.Henrichs, J.Fabregat, Publ. Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 214, 13, 2000.
- 3. J.C. Mermilliod, Astron. Astrophys., 109, 48, 1982.
- 4. A. Slenebak, Astrophys. J. Suppl. Ser., 59, 769, 1985
- 5. J.Fabregat, J.M.Torrejón, Astron. Astrophys., 375, 451, 2000.
- 6. С.Л. Мальченко, A.E. Тарасов, Астрофизика, 51, 305, 2008.
- 7. С.Л. Мальченко, A.E. Тарасов, Астрофизика, 52, 257, 2009.
- 8. S.G.Sergeev, The program package to handle one-dimensional spectra. User guide, 58, 1997.
- 9. G.H. Herbig, Astrophys. J., 196, 129, 1975.
- 10. G. Gonzalez, G. Gonzalez, Obs. Tonantz. Tacub., 2, №15, 16, 1956.
- 11. L. Kohoutek, R. Wehmeyer, Abhandlungen Hamburger Sternwarte, 11, Teil 1+2, 1997.
- 12. A.Pigulski, G.Kopacki, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 146, 465, 2000.
- 13. V.Blanco, J.J.Nassau, J.Stock, W.Wehlau, Astrophys. J., 121, 637, 1955.
- 14. A.Beauchamp, A.F.J.Moffat, L.Drissen, Astrophys. J. Suppl. Ser., 93, 187, 1994.
- 15. B.C.Bhatt, A.K.Pandey, V.Mohan et al., Bull. Astr. Soc. India, 21, 33, 1993.
- 16. S.Lata, A.K.Pandey, R.Sagar, V.Mohat, Astron. Astrophys., 388, 158, 2002.
- 17. A.Subramaniam, B.Mathew, B.C.Bhatt, S.Ramya, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 370, 743, 2006.
- 18. W.M. Fawley, M. Cohen, Astrophys. J., 193, 367, 1974.
- 19. G.Caron, A.F.J.Moffat, N.St-Luis et al., Astron. J., 126, 1415, 2003.
- 20. M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al., Astron. J., 131, 1163, 2006.
- 21. M.S. Bessell, J.M. Brett, Publ. Astron. Soc. Pacif., 100, 1134, 1988.
- 22. S.W.McCouskey, N.Houk, Astron. J., 69, No.6, 412, 1964.
- 23. H.Steppe, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 15, 91, 1974.
- 24. G.V.Coyne, W.Wisniewski, L.B.Otten, Vatican. Obs. Publ., 1, 257, 1978.
- 25. R.L. Phelps, K.A. Janes, Astrophys. J. Suppl. Ser., 90, 31, 1994.
- 26. G.Alter, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 104, 191, 1944.
- 27. G.Pietrzyński, Ł. Wyrzykowski, O.Szewczyk, M.Bielewicz, Acta Astronomica, 51, 65, 2001.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 54 ФЕВРАЛЬ, 2011

выпуск 1

СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНАЯ ЗВЕЗДА, "УБЕГАЮЩАЯ" ИЗ СИСТЕМЫ ⊚¹ Ori С

Э.ВИТРИЧЕНКО¹, В.ЦЫМБАЛ², Л.БЫЧКОВА³, В.БЫЧКОВ³ Поступила 19 ноября 2010 Принята к печати 16 декабря 2010

Исследована спектрально-двойная система, убегающая из кратной системы Θ^{I} Ori С. Измерены лучевые скорости обоих компонентов, для них построены и решены кривые лучевой скорости. Оценены физические параметры звезд и их химический состав.

Ключевые слова: *звезды:убегающие звезды:двойные звезды - объект*: Θ¹ Ori C

1. Введение. До 2002г. звезда Θ¹ Огі С считалась одиночной. Витриченко [1] на основании измерений лучевой скорости предположил, что звезда тройная. В 2007г. Краус и др. [2] методом интерферометрии обнаружили один из спутников главной звезды. Детальный анализ тройной системы содержится в статье Лемана и др. [3].

В настоящее время получены новые высококачественные спектры звезды Θ^1 Ori C. В этих спектрах нами были обнаружены две системы звездных линий, не принадлежащих ни главной звезде, ни ее спутникам, а принадлежащих новой спектрально-двойной системе.

В данной работе мы делаем попытку оценить, что из себя представляет эта двойная система. Результатом оценок является: а) двойная система находится вблизи начальной Главной последовательности, б)двойная система с большой отрицательной скоростью "убегает" из системы Θ^1 Ori C в направлении на наблюдателя.

Для главной звезды этой системы ранее была построена и решена кривая лучевой скорости [4]. Здесь выполнена идентификация линий спутника, измерены их лучевые скорости и построена кривая лучевых скоростей. Заново измерены лучевые скорости главной звезды. В итоге нам удалось оценить параметры компонентов обнаруженной системы.

2. Наблюдательный материал. В табл. І приведены сведения о материале наблюдений и измеренные лучевые скорости. В первом столбце табл. І приведен условный номер спектра. Спектр, представляющий собой среднее из пяти спектров, полученных в одну ночь, обозначен как 3-7. Спектры 1-13 и 26-28 получены на 2-м телескопе Таутенбурга (наблюдатель - Х.Леман), спектр 14 получен на 6-м телескопе БТА (наблюдатель -

В.Клочкова), спектры 15-21 получены на 1-м телескопе САО (наблюдатели - В.Бычков и Л.Бычкова), спектры 22 и 23 взяты из архива Elodie, следующие два спектра получены на 1.5-м телескопе РТТ (наблюдатели - И.Бикмаев и Д.Стеценко). Во втором столбце приведена фаза для главной звезды, затем юлианская дата для середины экспозиции, в четвертом и пятом - измеренные лучевые скорости в км/с для главной звезды подсистемы (СЗр) ее и спутника (СЗs). В круглых скобках указана ошибка в единицах последнего знака. Знаком вопроса отмечены случаи, когда нам не удалось найти систему линий для звезды СЗs. Наиболее вероятная причина - блендирование линий.

Таблица 1

No.	Фаза	JD 245	<i>RV</i> (C3p)	RV(C3s)	N₂	Фаза	JD 245	<i>RV</i> (C3p)	RV(C3s)
1	0.518	4409.5	-37(2)	?	17	0.762	4780.4	-37(4)	?
2	0.010	4535.3	-4(2)	-30(3)	18	0.766	4780.5	-35(3)	?
3-7	0.188	4540.3	-74(1)	-29(1)	19	0.798	4781.4	-33(6)	?
8	0.510	4549.3	-41(1)	?	20	0.837	4782.5	-31(6)	-69(6)
9	0.556	4750.6	-32(3)	?	21	0.873	4783.5	-44(I)	-63(1)
10	0.734	4751.6	-25(2)	?	22	0.955	3329.6	-52(2)	-34(8)
11	0.734	4751.6	-28(1)	-66(5)	23	0.151	0030.6	-70(2)	-24(1)
12	0.833	4866.4	-40(2)	?	24	0.406	3762.3	-41(2)	-31(8)
13	0.833	4866.4	-42(3)	?	25	0.482	3764.4	-40(2)	?
14	0.516	4745.5	-38(2)	?	26	0.760	5228.4	-30(5)	?
15	0.726	4779.4	-35(4)	?	27	0.863	5231.3	-28(1)	?
16	0.730	4779.5	-35(3)	?	28	0.045	5236.4	-81(4)	-49(3)

3. Кривые лучевой скорости для компонентов двойной системы. На рис.1 показаны значения лучевой скорости в зависимости от фазы. Кружки - наблюдения для главной звезды, сплошная линия - теоретическая кривая. Звездочки - наблюдения спутника, штриховая линия - теоретическая

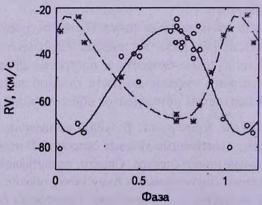


Рис.1. Кривая лучевой скорости для главной звезды С3р и для спутника С3s.

кривая. Ошибка одного условного уравнения $\sigma = 5$ км/с и 3 км/с, соответственно. Элементы орбиты приведены в табл.2.

На рис.2 показаны примеры процедуры измерения лучевых скоростей и эквивалентных ширин спектральных линий. Кружки - наблюдаемый спектр, сплошная линия - аппроксимация наблюдаемого контура линии с помощью ненормированной формулы Гаусса $I=1-r_0\exp[-(\Delta\lambda/\sigma)^2]$. Параметры формулы подбирались методом наименьших квадратов.

Таблица 2
ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ ГЛАВНОЙ ЗВЕЗДЫ И СПУТНИКА
ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ

Параметр	СЗр	C3s	
γ, км/с <i>K</i> , км/с ω, рад <i>E</i> <i>Ep</i> , JD <i>P</i> , сут	-50(1) 23(2) 2.29(9) 0.34(8) 2451538.6(3) 28.004(1)	23(2)	
a,sini, KM M,sin ³ i, M _☉	0.83(5) · 10 ⁷ 0.029(7)		

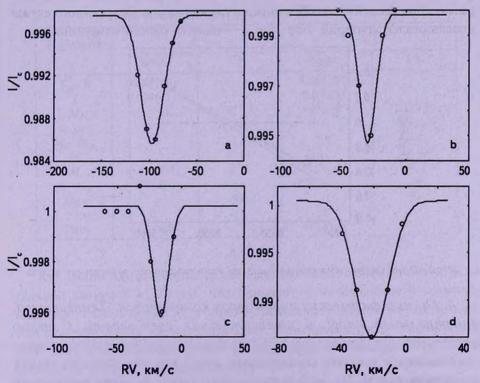


Рис.2. Аппроксимация профилей спектральных линий гауссианой.

Отношение амплитуд скоростей дает величину отношения масс компонентов системы: q = 1.0(1).

Таблица 3 СВЕДЕНИЯ О ЛИНИЯХ, ПОКАЗАННЫХ НА РИС.3

Панель	Ион	λ, Å	<i>r</i> ₀	W_{λ} , Å	σ, Å	RV, KM/C
А	Si I	4792.32	0.012	0.0054(4)	0.27	-97
Б	Ca I	4878.13	0.005	0.0014(1)	0.15	-30
В	Fe II	4977.04	0.004	0.0011(1)	0.15	-16
Г	Si II	6371.37	0.014	0.0077(4)	0.31	-21

В табл.3 даны сведения о линиях, показанных в качестве примеров на рис.3. Эквивалентная ширина каждой линии определялась двумя способами: как интеграл ее площади, вычисленный методом трапеций, и как интеграл функции Гаусса, использовавшейся для аппроксимации профиля линии. В качестве ошибки в табл.3 приведена половина разности этих двух измерений. Всего в спектре для обеих звезд измерены 554 линии. Таблица с этими измерениями отправлена в Страсбургский центр неопубликованных данных. Ошибочные измерения линий отбраковывались по трем признакам: аномальная лучевая скорость, аномальная ширина линии и аномальное содержание элемента, вычисленное по данной линии. Для каждого случая использовался критерий 2.5 σ , где σ - ошибка одного измерения.

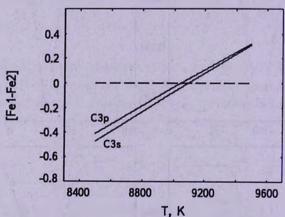


Рис.3. Определение температуры звезд по ионизационному равновесию железа.

4. Оценка физических параметров компонентов. Температура, спектральный класс и относительная светимость. С целью определения указанных характеристик компонентов были использованы эквивалентные ширины спектральных линий для двух соседних стадий ионизации железа. На рис.2 показана зависимость разности содержаний

железа, определенных по ионам Fe I и Fe II, от температуры модели атмосферы. Штриховая линия отмечает нулевой уровень этой разности. Абсцисса точки пересечения разности содержаний с нулевой линией дает эффективные температуры звезд, приведенные в табл.4. Рядом с температурами приведены их ошибки, источником которых является ошибка в определении содержания по иону Fe II.

Отношение эквивалентных ширин наблюдаемого и синтетического спектров позволяет определить относительную светимость компонентов L, приведенную в табл.3. В свою очередь создается возможность для оценки абсолютной светимости звезд по формуле

$$M_{\mathcal{V}} = M_{\mathcal{V}}(C) + 2.5\log(L).$$

Здесь $M_V(C) = -4.0(1)^{\rm m}$ - абсолютная звездная величина системы в целом [1]. Вычисленные по приведенной формуле абсолютные звездные величины даны в табл.4.

Массы звезд. Если приписать звездам классы светимостей, приведенные в табл.4, то в таком случае, согласно таблицам Страйжиса, Курилиене [5] (столбцы СК в табл.4), масса главной звезды составляет 1.3 M_{\odot} , а масса спутника равна 1.4 M_{\odot} .

Таблица 4
ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД

Параметр		C3p	C3s		
	Здесь	CK	Здесь	CK	
T _{eff} K L M _r Sp	9300(100) 0.027(10) +0.1(3) ^m	+2".4 A5(1) V	9200(100) 0.046(8) +0.7(2)**	+2".2 A5(1) V	
M, M _☉ BC M,	+0.1(3) ^a	1.3 0°°.01 2°°.4	+0.7(2) ^{rs}	1.4 0 ^m .02 2 ⁿ .2	
R, R_{\odot} log g	5.6(3)	1.9	3.5(1)	1.9 4.0	
ξ,, κΜ/c Vsini	<12 KM/c		<12 km/c		

Как видно из табл.4, спектр исследуемых звезд ослаблен излучением главной звезды в 15-25 раз, что приводит к необходимости измерять настолько слабые линии, что порой возникает сомнение в их реальности. Для решения задачи мы использовали усредненный спектр (5 спектров за одну ночь) и фильтровали его со скользящим окном шириной $9 \, \text{км/c}$. Это позволило получить отношение C/U = 800.

Радиусы звезд. По светимости и температуре с помощью формулы

Стефана-Больцмана

$$M_h = 42.31 - 5 \cdot \log R_1 - 10 \cdot \log T_{eff}$$

определим радиусы звезд: $R(C3p) = 5.6(3)R_{\odot}$, $R(C3s) = 3.5(1)R_{\odot}$, что соответствует радиусу звезд Главной последовательности.

Ускорение силы тяжсести возьмем из таблиц Страйжиса, Курилиене [5]. Микротурбулентная скорость. Согласно Грею [6] для исследуемых звезд характерная скорость микротурбулентности равна 2 км/с.

Химический состав был оценен с помощью модифицированной программы Width [7]. Содержание элементов на Солнце взято из данных VALD.

Из табл.5 видно, что химический состав обеих звезд в пределах ошибок совпадает. Это может означать, что пара звезд образовалась в одном и том же месте, в одно и то же время и из одного дозвездного облака.

Таблица 5

УИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗВЕЗЛ

Ион	Солнце	СЗр		C3s	
	200	[X/H]	N	[X/H]	N
Ti I	-4.95	-0.3(4)	7	-0.3(5)	5
Ti II	-4.95	-2.9(2)	8	-2.6(5)	8
VI	-3.93	1.0(1)	3	0.7(1)	3
Cr I	-5.64	0.1(2)	3	0.1(2)	3
Fe I	-7.50	3.0(1)	86	2.6(1)	48
Fe II	-7.50	2.6(1)	34	2.8(1)	29

5. Природа двойной системы. На рис.4 приведены эволюционные треки, взятые из работы Пала, Шталера [8]. На рисунке сплошной линией отмечена Главная последовательность, ломаными линиями - эволюционные треки звезд с массами от 1 до 6 M_{\odot} , пунктирная линия - изохронна для возраста 10^6 лет, звездочками отмечены положения ярких звезд Трапеции

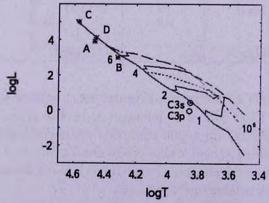


Рис.4. Диаграмма Гершшпрунга-Рессела для звезд Трапеции Ориона [8].

Ориона. Кружок показывает положение главной звезды "убегающей" системы, кружок с точкой - положение спутника.

Видно, что все звезды располагаются вблизи Главной последовательности.

6. Заключение. Новые высококачественные спектры звезды Θ^1 Ori C показали, что в этой тройной системе присутствует еще одна спектральнодвойная звезда. Ее компоненты - яркие (M_{ν} =0.1 и 0.7) молодые звезды спектрального класса A, с массами 1.3, 1.4 M_{\odot} , находятся на ГП. Сходный химический состав обеих звезд свидетельствует о том, что они сформировались в одном дозвездном облаке в одно и то же время. Кривые лучевых скоростей показывают, что найденная двойная система с большой отрицательной скоростью "убегает" из системы Θ^1 Ori C в направлении на наблюдателя.

Авторы выражают благодарность X.Леману и В.Клочковой за получение высококачественных спектров, а также Н.И.Бондарь за полезное обсуждение проблемы.

- Институт космических исследований РАН, Россия, e-mail: vitrik@gmail.com
- ² Таврический национальный университет, Симферополь, Украина, e-mail vadim.tsymbal@gmail.com
- ³ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: vbych@sao.ru

RUNAWAY SPECTRAL-DOUBLE STAR FROM THE Θ^1 Ori C SYSTEM

E.VITRICHENKO¹, V.TSYMBAL², L.BYCHKOVA³, V.BYCHKOV³

The spectral-double system escaping from multiple system Θ^1 Ori C is investigated. Radial velocity of both components are measured, for them are constructed and solved curves of radial velocity. Physical parameters of stars and their chemical composition are determinated.

Key words: stars:runaway stars:double stars - individual: Θ^1 Ori C

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Э.А.Витриченко, Трапеция Ориона, М., Наука, 2004.
- 2. S.Kraus, G. Weigelt, Yu. Balega et al., Msngr., 136, 44, 2009.
- 3. H.Lehmann, E.Vitrichenko, V.Bychkov, L.Bychkova, V.Klochkova, Astron, Astrophys., 34L, 2100, 2010.
- 4. Э.Витриченко, Х.Леман, В.Клочкова, Л.Бычкова, В.Бычков, Астрофизика, 53, 337, 2010.
- 5. V.Straizis, G.Kuriliene, Astrophys. Space. Sci., 89, 353, 1981.
- 6. Д.Грей, Наблюдения и анализ звездных атмосфер, М., Мир, 1980.
- 7. V.V. Tsymbal, Astron Soc. Pacif. Conf. Ser., 108, 198, 1995.
- 8. F.Pala, S. W.Stahler, Astrophys. J., 255, 772, 1999.

ATOMIC LINE BROADENING BY THERMAL ENERGY FLUCTUATIONS IN STELLAR ATMOSPHERES AND PLASMA DIAGNOSTICS

O.CARDONA

Received September 3 2010 Accepted 16 December 2010

A new method for finding the line widths of atomic lines produced by thermal energy fluctuations in a gaseous system is developed assuming that the atomic linear density change in the energy of the levels is equal to the linear density of the energy fluctuations per degree of freedom. A formula is derived for the atomic line widths that depends on temperature, the cubic root of the total number density of particles in the system and on the sum of the squares of the principal quantum numbers of the states that participate in the transitions that produce the lines. The calculated widths agree well with the published experimental and theoretical values. This formula will be useful for directly diagnosing the physical state of stellar atmospheres and plasmas.

Key words: atomic processes:line:profiles - stars:atmospheres

1. Introduction. The spectroscopic emission lines of the chemical elements produced by stellar atmospheres and plasmas show a characteristic intensity profile as a function of frequency with a central maximum that decrease away from this maximum. The width of this profile is an important measurable parameter for the diagnostics of the physical state of plasmas. The profile of the atomic lines in plasmas directly contains the information about the physical conditions of the gas under study. The line profiles depend upon the local density and temperature of the medium. Therefore, the line profiles provide a valuable experimental and theoretical diagnostic tool. There are several physical processes that produce a fuzziness of the atomic lines in a plasma, the line broadening. For an isolated atom the spectral lines are nearly perfectly sharp. The finite lifetime of the atomic levels due to radiative decay will itself naturally broaden the lines. Natural broadening takes place even for isolated atoms. In a plasma one observes an ensemble of atoms moving with a velocity distribution along the line of sight and the profile seen from the entire ensemble is a superposition of these Doppler shifted atomic profiles. In a plasma there would be additional broadening of the lines, called pressure broadening caused by perturbations of the wave-train radiated by the atoms through collisions with other atoms and charged particles in the gas. Pressure broadening is described by two approximate theories. One is the impact theory

where the radiating atom is an oscillator that suffers an instantaneous collision that interrupts the radiation wave train with a sudden phase shift, or by inducing a transition. These collisions thus cause a finite duration of emission of the radiation that introduces a frequency spread in the radiated wave train, and a shift of the line away from its unperturbed frequency. The other is the statistical theory in which the atom is radiating in an electric field produced by an ensemble of particles. This field will fluctuate statistically about some mean value as a result of motions of the particles and produces shifts that alter the frequency of the line. The quantum theory of pressure broadening takes into account the structure of the atoms and yields profiles and shifts in good agreement with experimental determinations. The quantum theory has become very refined and several treatises exist on the general subject of line broadening [1-5]. The theories of pressure line broadening mentioned above are based on local inter-particle physical interactions and their generalizations, to try to take into account the whole ensemble of particles in the system.

On the other hand, in a perfect gas the only interactions that an atom can have with the other particles of the gas is through collisions and thermal energy fluctuations. The collisions are taken into account in the theories presented before. The thermal energy fluctuations in a perfect gas in thermodynamic equilibrium are another physical process for broadening the atomic lines. A new method for finding the width of the atomic lines using the thermal energy fluctuations is presented in this work assuming that the perturbations of the levels are produced by these fluctuations. This is a thermodynamic and statistical mechanics approach for treating the line broadening similar to the methods used for finding the atomic partition function [6] and the widths of the hydrogenic lines [7]. Thermal energy fluctuations are a global collective phenomena by nature.

In what follows, section 2 introduces the results of statistical mechanics of the energy fluctuations that are used in the development of the model. The model is introduced in section 3 for hydrogenic atoms. In subsections 3.1 and 3.2 for other atoms and ions, and in section 4 a comparison of the experimental determinations of the line widths with the results of the model is made. Finally in section 5 some conclusions are presented.

2. Fluctuations. The physical quantities which describe a macroscopic thermodynamic system in equilibrium are very nearly equal to their mean values. Nevertheless, deviations or fluctuations from the mean values, though small, do occur, and is essential to use the probability distribution of these deviations. The probability of the fluctuations of the thermodynamic variables in a system, using the entropy, is given by [8]

$$P(\Delta S) = Q \exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right),$$
 (1)

where ΔS is the entropy production associated with a fluctuation that takes the system away from the equilibrium state, Q is a normalization constant introduced to make the sum of the probabilities over the possible fluctuations unity and k is the Boltzmann constant. Expressing ΔS in terms of other thermodynamic quantities and expanding around the equilibrium values gives the mean square fluctuations of various physical quantities [9,10]. For example the mean square fluctuation of the energy, σ^2 , is given by

$$\sigma^2 = \frac{\tau^2}{C_V} \,, \tag{2}$$

where C_{ν} is the specific heat at constant volume and τ is the mean energy. One can derive the mean square fluctuation in energy of a system of fixed volume in thermal contact with a reservoir using the partition function to relate the change in energy with respect to temperature to the mean square fluctuations given by [11]

$$\sigma^2 = \tau^2 \left(\frac{\partial U}{\partial \tau} \right)_V , \qquad (3)$$

where σ^2 is the variance and U is the mean energy of the thermodynamic system and is equivalent to Eq. (1). The full width at half maximum (FWHM) for the distribution of the fluctuations is given by $\gamma = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$. Equation (3) is the fundamental expression for developing the model in the following section.

- 3. Model. The basic idea of the model is relating the atomic energy of the levels to the energy fluctuations of the system considering that the change in energy of the levels is produced by the fluctuations in energy. The change in energy produced by the perturbations is divided by the size of the orbit of a given atomic state to obtain the linear density of the change that can be compared with the linear density of the fluctuations. The linear density is used because the orbit is changed slightly by the perturbations, therefore, one has to take into account the size of the orbit to distribute those changes during the motion of the electron in the orbit. In the other hand the thermal energy fluctuations are divided by the size of the box that is available to each atom in the system to obtain the linear density of the fluctuations. The principal assumption in this model is that these two linear energy densities are equal to each other. The model is developed first for the hydrogenic atoms and later generalized for other atoms and ions.
- 3.1. Hydrogenic Atoms. Starting with a thermodynamic system with total number of particles per cubic centimeter N and temperature T in thermodynamic equilibrium, the main variables in stellar atmospheres. The volume occupied by each particle in the gas is taken as cubic and of side L and so is defined by

$$L^3 = \frac{1}{N}.$$
 (4)

The energy of a hydrogenic atom in quantum state n is given by quantum mechanics as

$$E_n = -\frac{RyZ^2}{n^2},\tag{5}$$

where Ry is the energy of one Rydberg. The change in energy due to a perturbation of a level can be expressed by

$$\delta E_n = \frac{2RyZ^2}{n^3} \delta n.$$
(6)

The mean square fluctuation, the variance of a Gaussian distribution, in energy for a systems with constant volume V is given by (Eq. 3),

$$\sigma^2 = \frac{3}{2}(kT)^2, \qquad (7)$$

where U=3kT/2, the mean energy of the system, was used in Eq. (3). The mean fractional energy fluctuation per degree of freedom is defined as

$$\Delta = \frac{\sigma^2}{3U} = \frac{kT}{3} \,. \tag{8}$$

The linear density of the fluctuations is obtained from the following expression

$$\delta U = \frac{\Delta}{L} = kT \frac{\sqrt[3]{N}}{3}.$$
 (9)

The linear density change in energy of the level is given by

$$\frac{\delta E_n}{2\pi r_n} = \frac{\alpha RyZ^2}{\pi r_n n^3} \delta n, \qquad (10)$$

where r_n is the radius of the orbit with principal quantum number n and α is a numerical factor that produces the FWHM of the level that has become a Gaussian distribution due to the perturbations produced by the fluctuations. Our principal assumption requires equating Eqs. (9) and (10) to obtain

$$\delta n = \frac{\pi r_n n^3}{3\alpha RyZ^2} kT \sqrt[3]{N} . \tag{11}$$

Substituting Eq. (11) into Eq. (6) gives

$$\delta E_n = \frac{2\pi r_n}{3\alpha} n^2 k T \sqrt[3]{N} , \qquad (12)$$

for the width of the level n. Now using in Eq. (12) $r_n = a_0 n^2/Z$ the radius of the orbit of the electron, the most probable distance, for the quantum state n, for a hydrogenic atom derived from quantum mechanics [12,14]; where a_0 is the Bohr radius and Z is the atomic number of the atom, to finally obtain

$$\hat{o}\,\bar{E}_n = \frac{2\pi\,a_0kT\,\sqrt[3]{N}\,n^2}{3\alpha\,Z}\,,\tag{13}$$

that represents the width of the level of principal quantum number n. For a line between two levels n_1 and n_2 by convolution of two gaussians the FWHM of the line is [3]

$$w = \frac{2\pi a_0}{3\alpha Z} kT \sqrt[3]{N} \left(n_1^2 + n_2^2 \right). \tag{14}$$

This is the main result of the model for the line width at half maximum for hydrogenic atoms in ergs. The convolution of the Gaussian distribution of the fluctuations with the Lorentzian of the natural broadening produces a Voigt profile for the lines, where now α is composed of some numerical factors to obtain the FWHM of the level and of the line times the normalization constant of the Voigt function [13] and is defined by

$$\alpha = \pi \sqrt{\pi} \left(2\sqrt{2\ln 2} \right)^2 \tag{15}$$

3.2. Non-hydrogenic atoms. The above results can be generalized to non-hydrogenic atoms and ions using the effective charge that the electrons feel and the effective quantum numbers of the levels involved in the transition. The effective charge is obtained considering that the electron making the transition is in a field produced by the screened atomic nucleus by the inner or core electrons. The screening can be taken into account using as the effective charge $Z_{eff} = J + 1$, where J is the ionization state of the chemical element with J = 0 for neutral atoms, J = 1 for single ionized atoms, etc. The effective quantum numbers are obtained from the tables of experimental and theoretical energy levels of the atoms [15,16] and are expressed by

$$n_{eff} = Z_{eff} \sqrt{\frac{Ry}{E_n}}, \qquad (16)$$

where E_n is the energy of the level with respect the continuum in Rydbergs Ry obtained from the tables. Then instead of Eq. (15) one has the expression

$$w = \frac{2\pi a_0}{3\alpha Z_{eff}} kT \sqrt[3]{N} \left(n_{eff 1}^2 + n_{eff 2}^2 \right)$$
 (17)

for the full width at half maximum of the line for the non Hydrogenic atoms in ergs

4. Comparison with Experimental Results. The comparison between theoretical and experimental line widths is difficult because the experimental line widths are given for temperature and electron densities n_e and some times the proportion of the constituents is not given, and the Eqs. (14) and (17) depend on the total number density of particles in the given medium. For a gas composed of pure hydrogen, one can obtain the total number density from the expression

$$N = \frac{n_e}{\phi(T)} + 2 n_e , \qquad (18)$$

where

$$\phi(T) = \frac{2U_1}{U_0} \left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{3/2} \exp^{-\chi_1/kT} , \qquad (19)$$

is the Saha factor and the U's are the partition functions of the neutral and ionized hydrogen, h is Planck's constant, and χ_1 is the ionization potential for hydrogen. When the gas is a mixture of different atoms the composition given by their concentrations or abundances must be known. Given the electron densities and following the normal calculations of the equation of state [3,17] one can obtain the total number density of particles. Equations (14) and (17) are expressed in frequency units (Hz) and the results are transformed into wavelength units, angstroms (A) using

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta \nu \,, \tag{20}$$

where $\Delta\lambda$ and $\Delta\nu$ are the widths in wavelength and in frequency units, respectively and λ is the wavelength of the given line. For hydrogen lines the calculations are made with pure hydrogen, and for helium lines with pure helium due to the lack of information about the exact concentrations of the experimental and theoretical mixtures.

The curves in Fig.1 show the width of hydrogen Lyman- α in Å as a function of electron number density for the temperatures 10^4 , 1.2×10^4 , 1.5×10^4 and 2×10^4 K. The asterisks are the experimental FWHM of the hydrogen Lyman- α line emitted from an argon plasma studied in the benchmark experiment by Grützmacher and Wende [18-20] for the different temperatures. The theoretical results [21] are very close to the experimental values that is

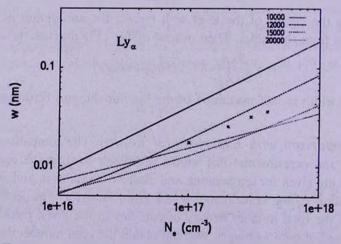


Fig.1. The curves show the width of hydrogen Lyman- α in A from the model for the temperatures in the right upper corner, compared with the experimental FWHM of the hydrogen Lyman- α line emitted from an argon plasma [18-20] for the different temperatures. The calculated results [21] are very close to the experimental values that is difficult to distinguish them in the figure.

difficult to distinguish them in the figures. The results of the model for a pure hydrogen plasma are in good agreement with both results for the temperature of 1.27×10^4 K. Fig.2 shows the width of H α in Å as for Fig.1 compared with experimental FWHM of the hydrogen Balmer- α line emitted from argon plasmas studied in benchmark experiments by Wiese et al. [22] and by Vitel [23], and emitted by a helium plasma of the gas-linear pinch studied by Büscher

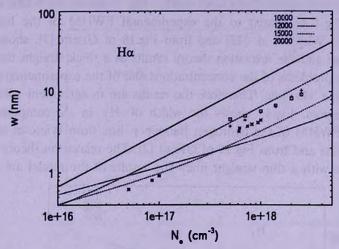


Fig.2. The curves show the width of hydrogen Balmer- α in Å from the model for the temperatures as in Fig.1, compared with experimental FWHM of the hydrogen Balmer- α line emitted from argon plasmas [22] and by Vitel [23], and emitted by a helium plasma of the gaslinear pinch [24]. The calculated results [21] for argon are very close to the experimental values that is difficult to distinguish them in the figure and the ones for helium are shown by crosses.

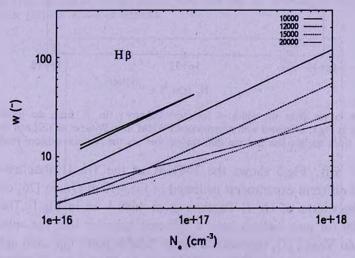


Fig.3. The curves show the width of hydrogen Balmer-β in Å from the model for the temperatures as in Fig.1 compared to the experimental FWHM of the hydrogen Balmer-β from Wiese et al. [22] and from Fig. 18 of Griem [2], shown as a thin straight line, and the thick straight line are the relaxation theory results [25].

et al. [24]. The asterisks are experimental results for argon, and squares for helium plasmas, for different temperatures. The theoretical values [21] are represented by crosses. The results of the model for pure hydrogen are of the order of the experimental and theoretical values. But the difference between the asterisks and squares shows that the different concentrations of hydrogen with respect to argon and helium and different experimental set ups are fundamental for the correct evaluation of the line widths. Fig. 3 shows the width of HR in A as in Fig.1 compared to the experimental FWHM of the hydrogen Balmer-B from Wiese et al. [22] and from Fig.18 of Griem [2], shown as a thin straight line and the relaxation theory results as a thick straight line [25]. Here again the problems of the concentrations and of the experimental set ups appear as for the Ha line. Therefore the results are in agreement within the experimental errors. Fig.4 shows the width of Hy in A compared with experimental FWHM of the hydrogen Balmer-y line from Wiese et al. [22]. straight thick line and from Fig.21 of Griem [2]. The relaxation theory results [25] are drawn with a thin straight line. The results of the model are similar

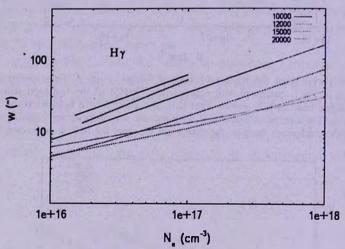


Fig.4. The curves show the width of hydrogen Balmer-γ in Å from the model for the temperatures as in Fig.1, compared with experimental FWHM from Wiese et al. [22] and from Fig.21 of Griem [2], thick straight line and the thin straight line are the relaxation theory results [25].

to those of H β . Fig.5 shows the FWHM of the He II Paschen- α line measured in different experiments collected in Fig.4.10 of Griem [26] compared with the line widths of He II Paschen- α at 4686 Å as in Fig.1. The results of the model for pure helium have a different behavior that the calculations of Griem and Shen [27], represented by the double point line, and agree with the experimental values for higher densities and with the experimental values of Pittman and Fleurier [28], asterisks, the higher points in the low density regime. Apparently, the collective effects do not cease to exert the perturbations

over the levels as could happened in the local theories, producing a greater width of the lines. Fig.6 shows the FWHM of the He II Balmer- α at 1640.7 Å in pm measured in the benchmark experiment by Grützmacher and Johannsen [20]. The results of the calculated values for pure helium are of the order of the experimental and theoretical ones because the information over the concentrations of the mixture is absent. The values of the conventional theory by Griem [27] are two times lower than the experimental determinations. The

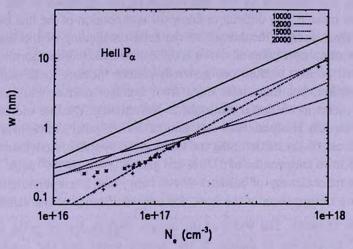


Fig.5. The curves show the width of ionized helium Paschen- α in Å from the model for the temperatures as in Fig.1, compared with experimental widths from different authors, crosses, and with the theoretical calculations of Griem and Shen [27], dash point line. The results of the model for pure helium have a different behavior that the calculations of Griem and Shen [27], represented by the double point line and the experimental values of Pittman and Fleurier [28] are shown as asterisks.

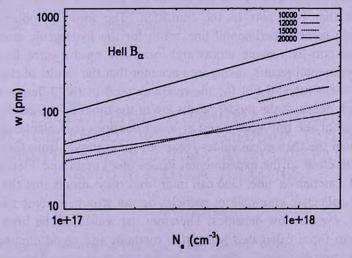


Fig.6. The curves show the width of ionized helium Balmer- α at 1640.7 in pm from the model for the temperatures as in Fig.1, compared with experimental widths [20].

line width of He I ($2p^1P-4d^1D$) at 4922 Å from the line profile measurements by Adler and Piel [29] from Figs.4.7 and 4.8 of Griem [26] and from Fig.7.6 of Fujimoto [5] are in accordance with the calculated values. The line width of C I $(3s^{1}P-4p^{1}D)$ at 5052 Å measured by Jones and Wiese [30] represented in Fig.4.11 of Griem [26] shows good agreement with the calculated values. The calculated ratio $w(H\gamma)/w(H\beta)$ from formula (14) is 1.32, close to the experimental values and greater than the theoretical values given in Table IV of Griem [2]. The problem of the abundance of the elements in the different experiments make it very difficult to know the contribution of the line broadening by the thermal energy fluctuations to the total broadening of the lines. From the stellar atmospheres point of view it is difficult to make comparisons with direct observational profiles because one generally cannot measure local values of the plasma emission, but must infer them from averages over several contributing volume elements in the stellar atmosphere. Nevertheless, the line widths of some Balmer lines, like H-alpha, beta and gamma for the solar atmosphere [31] are well reproduces by the model using the values given by stellar model atmospheres. with the effective temperature of 5770 K and gravity $g = 3.16 \times 10^4$ cm/s², that give the total number density of particles $N=10^{16} \,\mathrm{cm}^{-3}$ and a temperature of 4500 K at the region of formation of the lines, for solar abundance of the elements [32].

5. Conclusions. The width of the atomic lines is derived using the linear density of the change in energy of the atomic states and the linear density of the fluctuations in thermal energy per degree of freedom of the gas assuming that these two densities are equal. Another result of the model is that the widths at half maximum of the individual atomic levels are given by Eq. (13). The resulting equations are simple and are functions of the temperature, total number density of particles in the gas and of the principal quantum numbers of the levels that take part in the transition. The formulas obtained are compared with some experimental line width for the hydrogenic atoms and also for some non-hydrogenic atoms and ions. The results agree fairly well with the experimental results, taking into account that the results of the model are for pure elements and not for the mixtures used in the different experiments. At high densities the model results are of the order of the experimental determinations of the line widths and at lower densities the calculated values are greater than the theoretical values obtained, for example, from Griem and Shen [27] and close to the experimental values of Pittman and Fleurier [28] for the He II Paschen-α line. One can infer from these results that the effects of the global collective ensemble of particles do not stop perturbing the levels of the atoms, even at low densities. Therefore the widths of the lines would be greater than those calculated with other methods and could eliminate the so-called "microturbulence" effect in stellar atmospheres. The so-called microturbulence in the stellar atmospheres context is introduced when the observational width of the lines does not conform with a predicted theoretical value with a given theory in the curve of growth analysis in stellar atmospheres. To explain this difference, it has been customary to postulate the existence of additional nonthermal motions of the stellar material, which are usually referred as microturbulence [3]. An extra term is introduced in the definition of the most probable speed for the temperature of the medium under study

$$\xi_0 = \left[\frac{2kT}{Am_H} + \xi_I^2 \right]^{1/2}.$$
 (21)

This fudge factor ξ_i does not have anything to do with any real physical phenomena. This factor is used in the calculation of model atmospheres as a free parameter. This works shows that one does not need that factor to explain the width of the lines in the low density regime as in the case of stellar atmospheres. The treatment in the article differs completely with the other mechanisms presented in the different theories because it is a global interaction not a local one as in the other theories. The experimental results do not permit to discriminate between the different theories. In all the works the Natural and Doppler broadening are taken into account, but the values are small and do not changes the results very much. The model of the line widths with only thermal energy fluctuations explains the gross characteristics of the broadening of the lines, it would be necessary to have better experimental and observational results to study the contribution of this type of line broadening to the general broadening of the lines in stellar atmospheres and plasmas.

The author acknowledge the technical support of María de los Ángeles López Castillo.

Instituto Nacional de Astrofisica, Óptica y Electrronica, México; e-mail: ocardona@inaoep.mx

РАСШИРЕНИЕ АТОМНЫХ ЛИНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ФЛУКТУАЦИЯМИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕРАХ И ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

О.КАРДОНА

Развивается новый метод для нахождения ширин атомных линий, обусловленных флуктуациями тепловой энергии в газовой системе в предположении, что изменение линейной плотности энергии атомных

уровней равно линейной плотности флуктуаций энергии, приходящуюся на каждую степень свободы. Получена формула для ширин атомных линий, которая зависит от температуры, корня кубического от плотности полного числа частиц в системе и суммы квадратов главных квантовых чисел состояний, участвующих в переходах, образующих линии. Вычисленные ширины хорошо согласуются с опубликованными экспериментальными и теоретическими значениями. Формула будет полезна при непосредственном диагностировании физического состояния звездных атмосфер и плазмы.

Ключевые слова: атомные процессылиния:профили - звезды:атмосферы

REFERENCES

- 1. H.R. Griem, Plasma Spectroscopy, New York, McGraw-Hill, 1964.
- 2. H.R. Griem, Spectral Line Broadening by Plasmas, New York, Academic Press, 1974.
- 3. D. Mihalas, Stellar Atmospheres, San Francisco, Freeman, 1978.
- 4. I.I. Sobelman, L.A. Vainshtein, E.A. Yukov, Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines, Berlin, Springer-Verlag, 1981.
- 5. T. Fujimoto, Plasma Spectroscopy, Oxford, Claredon Press, 2004.
- 6. O.Cardona, E.Simonneau, L.Crivellari, Rev. Mex. Fis., 51, 476, 2005.
- 7. O.Cardona, Recent Directions in Astrophysical Quantitative Spectroscopy and Radiation Hydrodynamics, ed I.Hubeny, J.M.Stone, K.MacGregor, K.Werner, New York, AIP Proceedings, 1171, 2009, p.349.
- 8. A. Einstein, Jb. Radioakt., 4, 411, 1907.
- 9. L.D.Landau, E.M.Lifshitz, Statistical Physics, Oxford, Pergamon Press, 1980.
- 10. R.K.Pathria, Statistical Mechanics, Oxford, Pergamon Press, 1972.
- 11. C.Kittel, H.Kroemer, Thermal Physics, New York, W.H.Freeman, 1980.
- 12. B.H.Bransden, C.J.Joachain, Physics of Atoms and Molecules, Harlow, Prentice Hall, 2003, p.162.
- 13. A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären (Berlin: Springer-Verlag), 1955.
- 14. R.B.Leighton, Principles of Modern Physics, New York, McGraw-Hill, 1959, p.180.
- 15. NIST, 2010, Data http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables
- 16. TOP, 2010, http://cdsweb.u-strasbg.fr/topbase/topbase.html
- 17. O.Cardona, E.Simonneau, L.Crivellari, Astrophys. J., 695, 85, 2009.
- 18. K. Grützmacher, B. Wende, Phys. Rev., A11, 1854, 1975.
- 19. K. Grützmacher, B. Wende, Spectral Line Shapes v.4, Ontario, Windsor, 1978, p.49.
- 20. K. Gratzmacher, U. Johannsen, Spectral Line Shapes v.7, ed R. Stamm, B. Talin, New York, Nova Science Publishers, 1993, p.139.

- 21. M.A. Gigosos, V. Cardenosos, J. Phys., B29, 4795, 1996
- 22. W.L. Wiese, D.E. Kelleher, D.R. Paguette, Phys. Rev., A6, 1132, 1972.
- 23. Y. Vitel, J. Phys., B20, 2327, 1987.
- 24. S.Büscher, Th. Wrubel, S. Ferri, H.-J. Kunze, J. Phys., B35, 2889, 2002.
- 25. C.R. Vidal, J. Cooper, E.W. Smith, Astrophys. J. Suppl. Ser., 25, 37, 1973.
- 26. H.R. Griem, Principles of Plasma Spectroscopy, Cambridge Cambridge Univ. Press, 1997.
- 27. H.R. Griem, K.Y. Shen, Phys. Rev., 122, 1490, 1961.
- 28. T.L. Pittman, C. Fleurier, Phys. Rev., A33, 1291, 1986.
- 29. H.G.Adler, A.Piel, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 45, 11, 1991.
- 30. D. W. Jones, W. L. Wiese, Phys. Rev., A30, 2602, 1984.
- 31. R.L. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault, L. Testerman, Solar Flux Atlas From 296 to 1300 nm, National Solar Observatory Atlas NO. 1, Cambridge, Harvard University, 1984.
- 32. O.Cardona, E.Simonneau, L.Crivellari, Astrophys. J., 690, 1378, 2009.

ОБ ОБЛУЧЕНИИ ПЫЛИ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ. II. ДОЗЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ

А.Г.ЕГИКЯН

Поступила 28 июля 2010 Принята к печати 16 декабря 2010

Рассчитаны потоки космических лучей внутри типичных молекулярных облаков, обусловленные галактическими космическими лучами. Показано, что протоны и α -частицы с энергиями в диапазоне 1 МэВ \leq E \leq 10 ГэВ проникают достаточно глубоко, чтобы за время жизни облаков как с областями звездообразования, так и без них, порядка 10-50 млн лет, обусловить дозы облучения ледяных мантий пылинок порядка 0.1-1 эВ/а.е.м. Обсуждается возможность использования этих результатов для астрофизической интерпретации лабораторных экспериментов по облучению смесей льдов типа $H_2O:CH_3OH:NH_3:CO$. Формирующиеся в результате радиационно-химической трансформации сложные органические вещества, возможно, играют важную роль в предбиологической эволюции пылевой компоненты молекулярных облаков.

Ключевые слова: молекулярные облака:космические лучи:льды:дозы облучения

1. Введение. Как известно, ионизующее водород ультрафиолетовое (УФ) излучение с длиной волны $\lambda < 912 \text{Å}$ не в состоянии проникнуть во внутренние области плотных межзвездных облаков, поглошаясь на внешней границе атомарным и молекулярным водородом. Играющее важную роль в фотохимических превращениях излучение в диапазоне $912 \text{Å} < \lambda < 2067 \text{Å}$ проникает достаточно глубоко [1], но не может иметь отношения к иону H_3^+ , образующемуся при ионизации H_3 с потенциалом ионизации 15.43 зB. Единственным источником ионизации во внутренних частях молекулярного облака являются космические лучи (КЛ). Начиная с энергий 1 МэВ и выше, их проникающая способность достаточна, чтобы обусловить облучение внутренних, более плотных слоев. В наиболее плотные центральные части облаков в состоянии проникнуть частицы с энергиями в несколько ГэВ и выше. КЛ, состоящие в основном из протонов (~85-90%) и α -частиц (~10-15%), взаимодействуют с водородом согласно схеме (1), в которой налетающий ион с энергией E ионизует молекулу (атом) водорода

$$p(E) + H_2 \rightarrow H_2^+ + e^- + p(E'),$$
 (1)

с последующим образованием молекулярного иона Н₃+,

$$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$$
. (2)

Тот, в свою очередь, инициирует цепочку ион-молекулярных реакций практически со всеми составляющими газовой фазы (X) облака (за исключением He, O₂ и N),

$$H_3^+ + X \to HX^+ + H_2$$
, (3)

которые приводят, например, к формированию простых гидридов (вода, аммиак, метан). Реакции на поверхностях пылинок (твердая фаза) начинают играть роль при наличии ледяных мантий, первоначально состоящих из смерзшихся летучих соединений (вода, аммиак, метанол, окись углерода), образующихся во внутренних слоях, защищенных от внешнего Уфизлучения [1,2]. Известно, что для этого необходимо иметь значение наблюдаемого поглощения $A_V > A_0$, причем должно быть

$$N = 1.9 \cdot 10^{21} (A_{\nu} - A_0), \tag{4}$$

где N - количество атомов (молекул) водорода на луче зрения, в см⁻², A_{ν} - поглощение, в зв. вел., A_0 - пороговое значение поглощения, при котором начинают наблюдаться льды [1,2]. Таким образом, поле излучения в облаке ограничивает наличие льдов и, в то же время, необходимо для их фотохимической трансформации. Внутренние области облака, защищенные от УФ-излучения, облучаются частицами КЛ, что подтверждается прямыми наблюдениями инфракрасных линий поглощения H_3^+ [3]. Дело в том, что концентрация ионов $n(H_3^+)$ в облаке прямо связана со скоростью ионизации водорода ζ посредством КЛ, поток которых можно оценить теоретически, если значение $n(H_3^+)$ известно. В современных физико-химических моделях молекулярных облаков ζ задается параметрически, принимая ее постоянной внутри облака. Это верно для частиц с энергиями в несколько единиц ГэВ и выше, и не соответствует действительности в диапазоне энергий МэВ-ГэВ, на который и приходится максимальное значение потока галактических КЛ, особенно в наиболее плотных областях облаков с концентрацией выше 10^3 см⁻³ (см. рис.1).

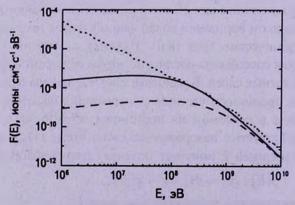


Рис.1. Дифференциальный спектр галактических космических лучей, согласно [12,13], при $E_0 = 200 \; \text{M} \Rightarrow \text{В}$ (сплошная кривая), и $E_0 = 600 \; \text{M} \Rightarrow \text{В}$ (пунктирная линия). Прерывистая линия вверху соответствует распределению [14].

Таким образом, для корректной интерпретации линий H_3^+ в спектрах молекулярных облаков, равно как и для количественных расчетов облучения льдов, необходимо знание распределения потока мягкой компоненты КЛ (МэВ-ГэВ) вдоль радиуса облака, в зависимости от параметров облака. Принципиально решенная для жесткой компоненты (ГэВ-ТэВ и больше) внутри плотных областей облаков [4], эта задача остается неисследованной численно для мягкой компоненты [5], не говоря уже об ее использовании в проблеме интерпретации наблюдений H_3^+ и при расчетах доз облучения льдов.

Чтобы иметь возможность оценить степень радиационно-химической трансформации соответствующих продуктов, необходимо знать дозы облучения (количество поглощенной энергии) химических соединений фотонами и высокоэнергичными частицами, в зависимости от поглощения в облаке. Расчет потоков излучения внутри облака, при известном внешнем источнике, для заданной (стационарной одномерной и стати теской) модели не представляет особого труда [1]. В цитированной статье была показана принципиальная возможность облучения ледяных мантий пылинок молекулярных облаков во внешних частях, достаточно холодных и защищенных от жесткого внешнего излучения, но куда все еще проникает УФ-излучение в диапазоне 912Å < \(\lambda < 2067Å [1]. Как оказалось, эти две границы не совпадают в двух случаях, причем расстояние между ними может быть значительным. Во-первых, если звезда находится от молекулярного облака на достаточно близком (зависящем от класса и светимости) расстоянии, например, не более 0.3 пк при светимости звезды класса А порядка десяти солнечных, облучаются области вплоть до $A_{\nu} \leq 50$. И, во-вторых, межзвездное поле излучения само в состоянии обеспечить необходимую дозу облучения на расстояниях от границы образования льдов порядка $\Delta A_{\nu} \leq 5$. В обоих случаях речь идет о превышении экспериментальной пороговой дозы в 1.4 эВ/а.е.м. (а.е.м. - атомная единица массы), накопленной за соответствующее время жизни облака. Данные недавних экспериментов по УФ-облучению смесей типа H₂O:CH₃OH:NH₃:CO в соотношении 100:50:1:1 [1, и ссылки там] указывают на образование весьма сложных органиеских соединений, содержавших вплоть до 22 атомов углерода, при накоплении пороговой дозы 1.4 эВ/а.е.м. Такая смесь считается хорошим аналогом ледяных покрытий межзвездных пылинок [2,6,7]. С другой стороны, количественные данные о дозах облучения КЛ-ми в молекулярных облаках, в особенности об их радиальных зависимостях, отсутствуют [5].

В то же время, имеющиеся лабораторные данные об облучении энергетическими частицами вкратце можно охарактеризовать следующим образом: наблюдаются радиационно-химические трансформации при облучении потоком ионов ($E\sim1\,\mathrm{M}\ni\mathrm{B}$) со значениями характерной величины $U=F\cdot t\sim10^{13}-10^{16}$ част./см² [8-11], соответствующей временам облучения

t ~ 0.1-100 млн лет для потоков КЛ [12-14] вне облаков (см., рис.1). Определение величины интегрального потока F дано ниже, в следующем разделе. Облучались как чистые льды, так и смеси. В частности, облучение протонами смеси льдов H₂O: C₂H₂ при дозах 5-25 эВ/18а.е.м. (0.28-1.4 эВ/а.е.м.) приводит к образованию винилового спирта СН, = СН(ОН). причем насыщение образования наступает уже при дозе 0.22 эВ/а.е.м. [9]. Внутри молекулярных облаков, за границами образования льдов, потоки более чем на порядок меньше по сравнению с межоблачной средой и не везде в состоянии обеспечить дозы, необходимые для образовании сложных органических веществ. Наблюдательные и экспериментальные данные. подтверждающие доминирующее участие облучения в процессах формирования сложных органических веществ в ледяных мантиях пылинок. обсуждаются в обзорах [6,7]. Настоящая статья, являющаяся продолжением статьи [1], посвящена расчетам доз облучения льдов внутри молекулярных облаков КЛ-ми. Дозы облучения, обусловленные фотонами поля излучения в диапазоне 6-13.6 эВ приведены в [1].

2. Потоки КЛ внутри облаков. Молекулярные облака представляют собой межзвездные газопылевые облака и комплексы облаков, в диапазоне концентраций, размеров и температур порядка $n \sim 10^2 - 10^4$ см⁻³, $L \sim 1 - 30$ пк и Т~10-100 К, соответственно, с преобладанием Н, в плотных частях [6]. В зависимости от наличия или отсутствия очага (очагов) звездообразования молекулярные облака подразделяют на статические и динамические, с характерными временами жизни порядка 50 и 10 млн лет, соответственно [1 и ссылки там]. Во втором случае подразумевается наличие областей формирования звезд, в свою очередь различающихся массами образующихся звезд. В так называемых гигантских молекулярных облаках возможно наличие центрального сгущения-ядра с $n \sim 10^7$ см⁻³ и $L \sim 0.1$ пк, и просто сгущений, с $n \ge 10^5$ см⁻³ и $L \le 0.0001 - 0.1$ пк. В связанных с очагами звездообразования облаках имеются также молодые звезды разных светимостей [2,6,7]. Содержание пыли не превосходит 1% от массы облака. Сами пылинки обладают силикатными или графитовыми ядрами с размерами $d\sim 0.01-0.1$ мкм и ледяными мантиями с размерами до нескольких 0.1 мкм, содержащих в основном Н,О, СН,ОН, NН,, СО, СН, и некоторые другие соединения [2].

Согласно наблюдательным и модельным данным, интенсивности галактических КЛ задаются степенной зависимостью от энергии частиц $1 \text{ M} \Rightarrow B \leq E \leq 10 \text{ F} \Rightarrow B$,

$$I(E) = \frac{CE^{0.3}}{(E+E_0)^3} \frac{\text{част.}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер-(МэВ/нукл.)}},$$
 (5)

где $C = 9.42 \cdot 10^4$ - нормировочный коэффициент, а параметр $E_0 \le 940 \, \text{M}{\ni}\text{B}$

выбирается для лучшего соответствия с наблюдениями [12,13]. Значение $E_0 = 300 \pm 100 \, \text{M}_2\text{B}$ наилучшим образом объясняет наблюдения протонов и а -частиц, в то время как интенсивности ядер С и О в диапазоне 10-100 МэВ согласуются с меньшими значениями E_0 . Неопределенность значений E_0 влияет на самую важную в рассматриваемой задаче мягкую компоненту (1 МэВ - 10 ГэВ), поэтому ниже будут использованы потоки [13] со значениями $E_0 = 200 \text{ M} ext{ эВ}$, и потоки по данным [14], полученные на основе недавних непосредственных измерений и модельных расчетов, описывающих распределение по энергиям протонов в окрестностях Солнца, экстраполированных на область вне гелиосферы. Оба дифференциальных спектра потоков, $F(E) = \pi \cdot I(E)$ галактических КЛ с изотропными интенсивностями I(E) показаны на рис.1. Как видно, в диапазоне энергий 1 МэВ - 100 МэВ потоки [13] на один-два порядка меньше значений [14], и совпадают с ней при больших энергиях, если в качестве параметра E_0 в (5) выбрать приведенное выше значение $E_0 = 200 \text{ M} \rightarrow \text{B}$. Количественно это различие можно охарактеризовать, как обычно, отношением интегральных потоков $F = \int F(E)dE$ (в единицах част. см⁻² с⁻¹) и облученностей $\Phi = \{ F(E) E d E \ (в единицах (эВ см⁻² с⁻¹),$ которые в указанном диапазоне равны, соответственно $F_C/F_W=6$ и $\Phi_C/\Phi_W = 1.5$ (индексы "С" и "W" относятся к данным [14] и [13], соответственно). Причина отличия распределений [13,14] неясна, и, повидимому, связана с различием процедур калибровок, использованных при интерпретации данных [12,14]. В данной работе для расчетов использованы оба распределения. Принимая их в качестве характерных в окрестностях межзвездных облаков, будем учитывать вклад только протонов (90%), пренебрегая а -частицами (~10%) и более тяжелыми ядрами и высокоэнергичными электронами, содержание которых не превосходит 0.1% и ~1%, соответственно [15]. Вклад а -частиц учтем приближенно, непосредственно при оценке доз облучения льдов.

3. Потери энергии ионов при взаимодействии со средой. При прохождении сквозь вещество частицы теряют энергию, в диапазоне 1 МэВ - 10 ГэВ, в основном, из-за потерь на ионизацию и возбуждение атомов и молекул среды. Теория взаимодействия хорошо известна [16-18], приведем только определения необходимых величин. На частицы действует сила S, (обычно измеряемая в keV/мкм), обуславливающая удельные потери энергии на единицу пути согласно формуле Бете-Блоха:

$$S = -\frac{dE}{dx} = n \cdot f(E), \tag{6}$$

где E - это энергия частицы, движущейся в направлении x в среде с концентрацией n. Аналитический вид функции f(E) известен, однако не существенен, поскольку в данной работе будут приведены результаты расчетов по программе SRIM [17], несколько более точных по сравнению

с формулой Бете-Блоха. Поскольку тормозная способность вещества сильно зависит от его плотности, поэтому потери энергии удобно характеризовать через массовую тормозную способность S_{uv} , соответствующей удельным потерям энергии в слое поглощающего материала, содержащей 1 г/см² вещества с плотностью ρ :

$$S_M = \frac{1}{\rho}S = -\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}.$$
 (7)

Различают ядерную (S_A) и электронную (S_A) тормозную способность: в первом случае частица теряет энергию в результате столкновения с ядрами атомов мишени, значительно отклоняясь от первоначального направления, во втором случае происходит взаимодействие с электронами атомов с последующей ионизацией, причем изменение направления полета пренебрежимо мало. В диапазоне интересующих нас энергий (≥ 1 МэВ) доминирует электронная тормозная способность (см. рис.2). Отметим также, что при энергиях частиц более нескольких 100 МэВ и, особенно, начиная с E > 1 ГэВ, вклад ядерных реакций и необходимых релятивистских радиационных поправок (тормозное и черенковское излучения) в потери энергии становится сравнивым с ионизационными, однако в интересующей нас задаче расчета доз облучения такими поправками можно пренебречь, поскольку в этом

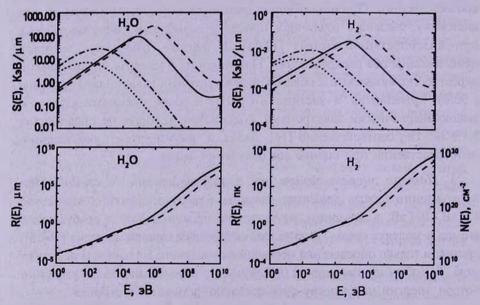


Рис.2. Тормозные способности H_2O (лед) и H_2 (газ) при облучении протонами и α -частишами, рассчитанные по программе SRIM. Вверху: электронные тормозные способности протонов (сплошные линии) и α -частиц (пунктирные линии), и ялерные тормозные способности протонов (прерывистые линии) и α -частиц (штрих-пунктирные линии). Внизу: пробеги протонов (сплошные линии) и α -частиц (пунктирные линии) в водяном лыде (слева) и водородном газе (справа). Пробеги в газе с лабораторной плотностью пересчитаны на среднюю плотность стандартного молекулярного облака (см. текст).

диапазоне энергий потоки КЛ на несколько порядков меньше (рис.1), и соответственно во столько же раз меньше и вклад в облучение.

Дозу облучения за единицу времени и на а.е.м., D_r (в единицах ${}_3B/c/a.e.м.$) данного вещества можно рассчитать, согласно (8), где предполагается, для простоты, что направление потока F(E) КЛ перпендикулярно мишени с тормозной способностью S(E):

$$n_t \cdot D_r = \frac{1}{M} \int_{E_1}^{E_2} S(E) F(E) dE , \qquad (8)$$

где n_i - это концентрация атомов мишени (см⁻³), M - молекулярный вес, $E_i = 1$ МэВ и $E_i = 10$ ГэВ. Вклад в облученность $D_i(E)$ частицами с энергиями в различных поддиапазонах ($\leq E$) также можно оценить:

$$n_t \cdot D_r(E) = \int_{E_1}^E S(E') F(E') dE'$$
(9)

Упомянутую в *Введении* скорость ионизации ζ (в единицах с⁻¹) можно рассчитать по формуле:

$$\zeta = \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) F(E) dE , \qquad (10)$$

где $\sigma(E)$ - сечение ионизации молекулярного водорода (см², см. ниже, формулу 14). Доза облучения за промежуток времени t, при условии стационарности потока КЛ, очевидно равна (в единицах эВ/а.е.м):

$$D = D_r \cdot t \ . \tag{11}$$

Для химических соединений и смесей дозу облучения можно рассчитать по правилу Брегта [18]:

$$D = \frac{\sum D_i k_i M_i}{\sum k_i M_i},$$
 (12)

где M_i - молекулярный вес i-го вещества смеси с весовым коэффициентом k_i и с облучением D_r

Взаимодействие КЛ с веществом характеризуется также максимальным пробегом P (толщина слоя, в котором задерживаются все частицы пучка),

$$P(E_0) = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{[-S(E)]} = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{n \cdot f(E)},$$
 (13)

и средним пробегом R < P (толщина слоя, который проходят частицы в среднем), причем произведение величины максимального (среднего) пробега на плотность среды постоянно, $P \cdot n = \text{const}$ и $R \cdot n = \text{const}$ [16-18]. Максимальный пробег очевидно больше среднего, так как с уменьшением энергии частиц возрастает вклад ядерной тормозной способности со значительными отклонениями от первоначального направления пучка. Обычно это происходит при энергиях порядка 1-10 кэВ. С точки зрения глубины проникновения КЛ в межзвездное облако с концентрацией, скажем, $n \sim 10^3 \, \text{см}^{-3}$, интересно отметить, что, например, протоны с энергиями

 $E \le 1$ МэВ характеризуются длиной свободного пробега между двумя актами взаимодействий,

$$\lambda \sim [\sigma(1 \text{ M} \ni B) \cdot n]^{-1} \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ cm},$$
 (14)

где сечение ионизации молекулярного водорода $\sigma(1 \text{ M} \ni \text{B}) \sim 3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ [19]. При энергиях $10 \text{ K} \Rightarrow \text{B} \leq E \leq 1 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$ значения σ меняются между $1.8 \cdot 10^{-16}$ и 3.10⁻¹⁷ см², следовательно, полагая, что в одном элементарном акте взяимолействия максимальное значение потери энергии $O \sim 2 \cdot 10^{-3} \, E$ (что непосредственно следует из сохранения энергии и импульса при ионизации). тогла для торможения частицы от 1 МэВ до 10 кэВ необходимо порялка т ≈ 3400 таких столкновений, суммарно соответствующих максимальному пробегу $P \sim \lambda \cdot m \sim 10^{17}$ см. Условие $R \cdot n = \text{const}$ показывает, что в этих условиях средний пробег также порядка максимального $R \sim 10^{17}$ см (см. рис. 2. гле приведены значения пробегов ионов, рассчитанные по программе SRIM в газообразном молекулярном водороде с концентрацией $n = 5.37 \cdot 10^{19}$ см⁻³. пересчитанные на значение $n=10^3\,\mathrm{cm}^{-3}$). Отметим, что сравнение сечений ионизации молекулярного водорода протонами в диапазоне энергий 1 МэВ - 1 ГэВ, рассчитанных теоретически, с учетом всевозможных поправок [19], и с помощью аппроксимационных формул программы SRIM [17]. показывает превосходное согласие, с точностью, превышающей 1%. В диапазоне 1 ГэВ - 10 ГэВ согласие несколько хуже, порядка 2-3%. В [17] приводится большой ряд экспериментальных данных по облучению протонами и более тяжелыми ионами разнообразных веществ, в сравнении с результатами расчетов по программе SRIM. Во всех случаях отличие не превышает 5-10%, что подтверждает достоверность результатов, полученных по программе SRIM.

С учетом вышеизложенного, очевидно, что: 1) галактические КЛ с E<1 МэВ полностью поглотятся в наружных областях типичных молекулярных облаков с количеством атомов (молекул) водорода на луче зрения $N \sim R \cdot n \sim 10^{20} \text{ см}^{-2}$; 2) частицы с энергиями $E \ge 1 \text{ МэВ}$ распространяются преимущественно прямолинейно; 3) энергетический спектр КЛ внутри облаков в результате взаимодействия со средой меняется из-за перераспределения числа частиц по энергиям, от высоких значений до низких. Количественное описание переноса КЛ в диапазоне энергий 1 МэВ ≤ Е ≤ 10 ГэВ в масштабах межэвездных облаков значительно упрощается из-за отсутствия источников. пренебрежения диффузией вследствие малости ее коэффициента и возможности степенной аппроксимации тормозной способности частиц, позволяющей аналитическое описание в адекватной одномерной модели облака. Такой подход реализован, например, в работе [20], где трансформация спектра протонов в протосолнечном диске трактуется именно в вышеупомянутом смысле. В таком случае, для входящей в облако частицы с энергией E_1 и принимающей значение E_2 , на расстоянии x от границы 1 МэВ ≤ E_2 < E_1 ≤ 10 ГэВ соотношение (7) принимает вид:

$$-\frac{d\varepsilon}{dx} = q_{i} \cdot \overline{\rho} \cdot \varepsilon^{\alpha} , \qquad (15)$$

где $\varepsilon = E/1\,\mathrm{M} \ni \mathrm{B}$, $\overline{\rho} = \rho/(1\,\mathrm{r/cm}^3)$, $\alpha = -0.8$ для всех ядер, значения $q_i = 640\,\mathrm{cm}^{-1}$ и 3440 см⁻¹ рассчитаны по компьютерной модели SRIM [17] для протонов и α -частиц, соответственно (с пороговой энергией 1 МэВ), в молекулярном водороде с плотностью $8.99 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{r/cm}^3$, имея в виду вышеотмеченное обстоятельство, что произведение величины пробега на плотность среды постоянно [18]. В результате потерь энергии частица с энергией E_1 после пересечения слоя с массовой плотностью $N_M = \rho \cdot x$ затормозится до энергии E_2 ,

$$\varepsilon_2^{1-\alpha} = \varepsilon_1^{1-\alpha} - N_M \cdot q_i (1-\alpha), \tag{16}$$

если эта величина положительна, или полностью поглотится в противном случае. Если входящие частицы характеризуются спектром $F_1(E)$, то для выходящих частиц можно записать

$$F_2(\varepsilon_2) = F_1(\varepsilon_1) \cdot \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^{-\alpha},$$
 (17)

где ε_1 и ε_2 связаны соотношением (16).

4. Результаты расчетов и обсуждение. Изменения потока протонов вдоль радиуса типичного облака ($n \sim 10^3 \,\mathrm{cm}^{-3}$) и сгущения в облаке ($n \sim 10^6 \,\mathrm{cm}^{-3}$), рассчитанные согласно (17), показаны, соответственно на рис.3 и 4, в зависимости от столбцовой плотности $N = n \cdot x$, для обоих типов распределения потока протонов по энергиям [13,14], причем x = 0, 1, 5, 10, 15 и 30 пк. Подчеркнем, что изменения потока частиц зависят именно от N, а не от n или x в отдельности, поэтому, во избежание дублирования, на рис. 4 приведены результаты для тех же значений x, что и на рис.3, но со значениями N вплоть до $10^{26} \,\mathrm{cm}^{-2}$. Поскольку сгущений с размерами

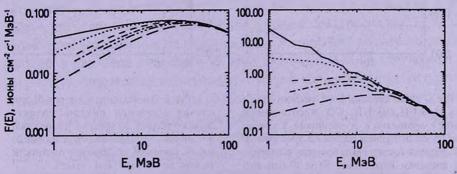


Рис.3. Дифференциальные потоки протонов внутри молекулярного облака со средней плотностью $n=10^3~{\rm см}^{-3}$. Кривые соответствуют (сверху вниз) значениям расстояния от границы облака 0, 1, 5, 10, 15 и 30 пк, или столбцовой концентрации 0, 3, 15, 30, 45 и 90 (в единицах $10^{21}~{\rm cm}^{-2}$), соответственно. Слева результаты расчетов для распределения [12,13], справа – [14].

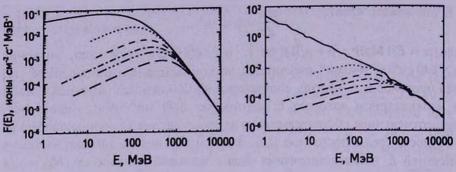


Рис.4. То же, что и на рис.3, для случая сгущения внутри молекулярного облака, со средней плотностью $n=10^6\,\mathrm{cm}^{-3}$, со значениями x из рис.3, для значений столбцовой плотности вплоть до $10^{26}\,\mathrm{cm}^{-2}$ (см. текст).

более 0.1 пк не существует, ясно, что кривые на рис.4 (а также рис.6), соответствующие значениям $N \ge 10^{23}\,\mathrm{cm}^{-2}$, на самом деле подразумевают сетку значений $0 \le x_l \le 0.1$ пк, с концентрациями, превышающими $10^6\,\mathrm{cm}^{-3}$: $n_l = N_l/x_l$. Дозы облучения смеси льдов $H_2\mathrm{O:CH_3OH:NH_3:CO}$ в соотношении 100:50:1:1, в зависимости от радиуса облака, полученные по (11) и соответствующие временам накопления t=10 и $50\,\mathrm{млн}$ лет, показаны на рис.5, 6 для значений потоков частиц из рис.3,4, соответственно, умноженные на 2, чтобы учесть вклад α -частиц. Дело в том, что вне облаков, доза облучения, например, воляного льда, протонами и α -частицами, рассчитанная по формулам (8) и (10), равна 1.086 ± 0.1 и 1.091 ± 0.1 эВ/а.е.м., соответственно,

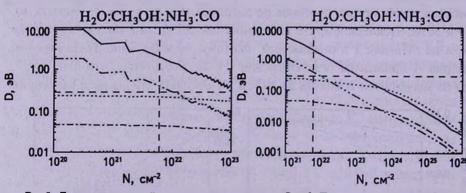


Рис.5. Дозы поглошенной энергии смеси льдов $H_2O:CH_3OH:NH_3:CO$, в соотношении 100:50:1:1, протонами и α -частицами, в зависимости от концентрации облака по лучу зрения, в см³. Кривые (сверху вниз, попарно) соответствуют временам накопления 50 и 10 млн лет, на основе распределения [14] (верхние две), и [12,13] (нижние две). Вертикальная пунктирная линия указывает границу образования льдов, горизонтальная – пороговое значение дозы, вызывающей образование винилового спирта (см. текст).

Рис.6. То же, что и на рис.5, для случая сгушения внутри молекулярного облака, со средней плотностью $n=10^6$ см⁻³, со значениями x из рис.3, и для значений столбцовой плотности вплоть до 10^{26} см⁻² (см. текст).

для потока КЛ из [14], с содержанием ядер гелия He/H=0.1 (для потока из [13], получаются значения 0.01793 ± 0.001 и 0.02061 ± 0.001 эВ/а.е.м., соответственно). Согласно расчетам по программе SRIM для всех мишеней, во всем диапазоне 1 МэВ - 10 ГэВ численные значения функции тормозной способности S(E) для α -частиц примерно на порядок больше по сравнению с протонами. Поэтому вместо проведения громоздких численных расчетов с учетом α -частиц можно ограничиться умножением результатов для протонов на множитель 2 для приближенной оценки вклада ядер гелия. В диапазоне 1 МэВ - 10 ГэВ пробеги α -частиц несколько меньше пробегов протонов (рис.2), поэтому поток первых будет убывать несколько быстрее. С другой стороны, оценки по формуле (9) показывают, что основной вклад в интеграл в формуле (8) вносит диапазон низких энергий MэВ - десятки MэВ, где, согласно расчетам, поток протонов (и α -частиц) не убывает (рис.3), или даже возрастает (рис.4). В результате, вклад α -частиц останется таким же, как и вне облака, т.е., равным вкладу протонов, с погрешностью не более 10%.

Дозы ингредиентов также рассчитаны по формулам (8), (11), где использованы функции S(E), полученные с помощью программы SRIM, и потоки F(E) на основе (16,17). Плотности льдов, задаваемых в программе SRIM, брались из опубликованных данных, соответствующим измерениям при 20-50 К.

Анализ рис.5 и 6 показывает, что дозы облучения в областях, где присутствуют ледяные мантии пылинок, порядка и менее 0.1-1 эВ/а.е.м.. что на 1-2 порядка меньше доз, обусловленных УФ-фотонами [1]. Из численных расчетов следует, что значения доз ингредиентов, содержащих молекулы с атомами H, C, N и O, малы, в пределах множителя 1.5, отличаются друг от друга, поэтому, согласно (11), значение дозы для смеси также будет близко к индивидуальным. Экспериментальные результаты облучения ледяных смесей высокоэнергичными частицами, как уже отмечалось во Введении, качественно не отличаются в сравнении с УФоблучением: синтезируются достаточно сложные соединения [2,6,7], однако количественные данные по радиационно-химическому выходу для многих смесей, в том числе и смесей типа Н2О:СН3ОН: NH3:СО, отсутствуют [8-11]. Отсутствуют также и экспериментальные количественные результаты комбинированного воздействия на льды УФ-излучения и высокоэнергичных частиц. Поэтому ограничимся только качественным сравнением экспериментальных результатов [8-11] с теоретическими дозами, приведенными на рис. 5, 6. Как уже отмечалось, радиационно-химические превращения при облучении смеси льдов энергетическими частицами вызываются значением пороговой дозы 0.28 эВ/а.е.м., например, при образовании винилового спирта. Это значение показано горизонтальной пунктирной линией на рис.5 и 6. Поскольку инициация радиационно-химических превращений

высокоэнергетическими частицами практически не зависит от типа химических связей межлу атомами мишени (Н. С. N. О), такое значение пороговой дозы должно быть достаточно общим [16-18]. Принимая ее в качестве пороговой и для других смесей, в частности, и для смеси H₂O:CH₂OH:NH₂:CO. можно составить впечатление о некоторых деталях радиационно-химических трансформаций во внутренних частях облаков. Во-первых, из рис.5, 6 ясно. что поток КЛ из [13] мал в такой степени, что в ни в какой области облака не в состоянии обусловить дозы, равные или выше пороговой за время жизни облаков порядка 10-50 млн лет. Во-вторых, из рис.5 следует, что поток КЛ из [14] в состоянии обеспечить превышение пороговой дозы за границей образования льдов в стандартной модели облака $(n \sim 10^3 \text{ см}^{-3})$ в областях со значением плотности по лучу зрения, И, вплоть до значений $N = 1.0 \cdot 10^{22}$ см⁻², за время порядка 10 млн лет. При отсутствии областей звезлообразования время жизни облака составляет порядка 50 млн лет, и в этом случае пылинки всего облака получат необходимую дозу. При отношении пыль/газ по массе порядка 0.01 даже в первом случае речь идет об облучении массы пыли более нескольких солнечных масс. В свою очерель. данные рис. 6 показывают, что в сгущениях $n \sim 10^6$ см⁻³, $R \sim 0.1$ пк дозу выше пороговой получит масса пыли порядка нескольких юпитерианских за время ~10 млн. лет и порядка десятков юпитерианских масс за время ~50 млн лет. Во избежание недоразумения подчеркнем, что речь не идет о стушениях, подверженных коллапсу при наличии джинсовской неустойчивости: в таких случаях время облучения, очевидно, не сможет превысить характерного джинсовского времени порядка и менее 1 млн лет. Наличие же сгущений, находящихся в равновесии, это надежно установленный наблюдательный факт [2,6]. В-третьих, если потоки [13] не обеспечивают. а потоки [14] обеспечивают дозы облучения, необходимые для радиационнохимических трансформаций в молекулярных облаках, то возникает вопрос. который из них ближе к действительному распределению? К сожалению, наблюдательные данные о содержании продуктов радиохимических реакций не позволяют прямо ответить на этот вопрос, поскольку в лаборатории, в твердой фазе они образуются как в результате фотодиза, так и радиолиза. например, тот же виниловый спирт [9]. Единственное исключение, это азид, радикал N_{ij} , образующийся только путем радиолиза твердого N_{ij} [21], но до сих пор не наблюденный в молекулярных облаках. Только наблюдения инфракрасных линий поглощения Н3, как уже было отмечено в Введении, помогут непосредственно оценить значение потока мягкой компоненты КЛ внутри облаков, поскольку содержание Н₃ прямо связано со скоростью ионизации молекулярного водорода энергетическими частицами С (формула 10). Теоретическому расчету скорости ионизации внутри облаков и сравнению с имеющимися наблюдениями будет посвящена следующая статья этой

серии. В-четвертых, вне зависимости от значения потока КЛ, всегда следует учитывать факт комбинированного воздействия на льды УФ-излучения и КЛ, во всяком случае, в областях облака, куда в состоянии проникнуть УФфотоны в диапазоне 6-13 эВ и обеспечить дозу облучения, достаточную для радиационно-химических превращений [1]. Дело в том, что в отличие от взаимодействия УФ-фотона с молекулой или атомом мишени, которую можно охарактеризовать как единичный квантовый процесс, частицы с энергиями порядка МэВ и более, вызывают образование нетеглювых электронов и атомов в каскадных процессах, приводящих в итоге к образованию множества радикалов (порядка 10⁵) и перестройке химических связей, тем самым существенно влияя на параллельно происходящие процессы. обусловленные фотолизом [22]. Действительно, из рис.2, на примере воляного льда можно убедиться, что пробег иона с энергией 1 МэВ и больше. существенно превышает средний размер пылинки в облаке, $d \sim 0.1$ мкм. Можно приближенно оценить время между последовательными столкновениями данной пылинки с высокоэнергетической частицей КЛ с интегральным потоком F, по формуле

$$\tau = \frac{1}{\pi d^2 F},$$
(17)

и проследить за ее изменением внутри облака для обоих распределений [13,14]. Легко убедиться, что в любом случае это время не превышает нескольких лет в облаке в среднем, и в сгущениях вплоть до значений $N=1.0\cdot 10^{23}~{\rm cm}^{-3}$, т.е. в областях, куда все еще проникают УФ-фотоны с энергиями 6-13 эВ. Ясно, что в таких случаях совместный учет обоих процессов обязателен. При всех технических трудностях проведения комбинированных экспериментов по облучению льдов, количественные характеристики подобных процессов крайне необходимы для корректной интерпретации наблюдений.

Отметим, что в данной работе не рассматривалась роль магнитных полей, возможно влияющих на транспорт КЛ внутри плотных молекулярных облаков, поскольку этот эффект существенно зависит как от геометрии магнитного поля облака, так и от ее напряженности [23], т.е. от величин, практически не известных для подавляющего числа облаков в случае конфигурации поля, или же известной в среднем для нескольких облаков, в случае напряженности поля. Если наличие магнитного поля возможно влияет на величину потока КЛ внутри облака, в соответствии с формулой (10) должна измениться и величина скорости ионизации, хорошим индикатором которой являются концентрации H_3^+ , и некоторых других молекул, получаемых в результате детальных астрохимических расчетов. Если для этих молекул известны наблюдательные данные по конкретным облакам, только по ним и возможно моделирование дополнительного

влияния магнитных полей на транспорт КЛ внутри облаков. Для нескольких облаков такой анализ будет дан в следующей статье.

5. Заключение. В данной работе рассчитаны потоки мягкой компоненты (1 МэВ - 10 ГэВ) КЛ внутри молекулярных облаков и в сгущениях в них. Показано, что КЛ с распределением частиц по энергиям, согласно [12-14], в состоянии обеспечить дозы облучения порядка 0.1-1 эВ/а.е.м. ледяных мантий пылинок облаков, за время жизни облаков порядка 10-50 млн лет. Массы облученной пыли составляют порядка несколько солнечных для модели стандартного облака, и несколько юпитерианских и более в стущениях. В качестве характерного состава мантий была принята смесь Н2О:СН3ОН: NH3:СО в соотношении 100:50:1:1, считающаяся хорошим аналогом ледяных покрытий пылинок в облаках и при УФоблучении образующая весьма сложные соединения. Выходы продуктов комбинированного воздействия фото- и радиолиза на смеси льдов не известны, однако крайне желательны для количественной интерпретации модельных расчетов доз облучений. Несомненно, однако, что получающиеся соединения типа предшественниц аминокислот [1, и ссылки там] и олигомеры углеводородов, содержащих более 20 атомов углерода [24], могли сыграть важную роль в предбиологической эволюции вещества.

Часть этой работы выполнена во время визита в Институт Аргеландера, Бонн, при финансовой поддержке Фонда Александра фон Гумбольдта. Автор благодарен Г.Фару за ценные замечания, и рецензенту за критические замечания, способствующие улучшению работы.

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

ON DUST IRRADIATION IN MOLECULAR CLOUDS. II. CR DOSES

A.G.YEGHIKYAN

Cosmic ray fluxes inside of molecular clouds are calculated. It is shown that protons and α -particles in the energy range $1 \text{ MeV} \le E \le 10 \text{ GeV}$ penetrate deeply into the clouds with or without star-forming regions to such an extent to arrange irradiation doses of various ices of 0.1-1 eV/a.m.u. during the clouds lifetime of 10-50 megayears. A possibility to use these data to interpret known laboratory results from the ion processing of realistic ice analogs like

H₂O:CH₃OH:NH₃:CO producing potentially important pre-biological complex molecules is discussed.

Key words: molecular clouds:cosmic rays:ices:irradiation doses

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.Г.Егикян, Астрофизика, 52, 311, 2009.
- 2. D.C.B. Whinet, Dust in the galactic environment, IoP Publ., Bristol, 2003.
- 3. T.R. Geballe, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, 358, 2503, 2000.
- 4. P.M. Solomon, M. W. Werner, Astrophys. J., 165, 41, 1971.
- 5. P. Caselli, Astrophys. Space Sci., 285, 619, 2003.
- 6. P. Ehrenfreund, S.B. Charnley, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 38, 427, 2000.
- 7. P.Ehrenfreund, W.Irvine, L.Becker et al., Rep. Prog. Phys., 65, 1427, 2002.
- 8. R.L. Hudson, M.H. Moore, J. Geophys. Res., 106, F.12, 33275, 2001.
- 9. R.L. Hudson, M.H. Moore, Astrophys. J., 586, L107, 2003.
- 10. V.Mennella, G.A. Baratta, A.Esposito, G.Ferini, Y.J.Pendleton, Astrophys. J., 587, 727, 2003.
- 11. G.Ferini, G.A.Baratta, M.E.Palumbo, Astron. Astrophys., 414, 757, 2004.
- 12. W.R. Webber, S.M. Yushak, Astrophys. J., 275, 391, 1983.
- 13. C.J.Shen, J.M.Greenberg, W.A.Schutte, E.F. van Dishoeck, Astron. Astrophys., 415, 203, 2004.
- 14. J.F. Cooper, E.R. Christian, J.D. Richardson, Chi Wang, Earth, Moon and Planets, 92, 261, 2003.
- 15. J-P. Meyer, L. Drury, D. C. Ellison, Astrophys. J., 487, 182, 1997.
- 16. J.F.Ziegler, J.P.Biersack, U.Littmark, The Stopping and Range of Ions in Matter, Pergamon; 1985.
- 17. J.F.Ziegler, J.P.Biersack, www.srim.org, 2010.
- 18. А.П. Черняев, Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом, М., Физматлит, 2004.
- 19. L. Nagy, L. Vegh, Phys. Rev. A, 46, 284, 1992.
- 20. A.Leger, M.Ollivier, K.Altwegg, N.J. Woolf, Astron. Astrophys., 341, 304, 1999.
- 21. R.L. Hudson, M.H. Moore, Astrophys. J., 568, 1095, 2002.
- 22. R.I. Kaiser, G. Eich, A. Gabrysch, K. Roessler, Astrophys. J., 484, 487, 1997.
- 23. C.J. Cesarsky, H.J. Volk, Astron. Astrophys., 70, 367, 1978
- 24. Y. Keheyan, F. Cataldo, A. Yeghikyan, Astrophysics, 47, 422, 2004.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 54 ФЕВРАЛЬ, 2011

выпуск 1

ТОРОИДАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СВЕРХТЕКУЧЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В ПОСТ-НЬЮТОНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН, А.МАЛЕКЯН Поступила 1 октября 2010

Исследовано влияние сверхпроводимости протонов на генерацию тороидального магнитного поля внутри нейтронной звезды. Показано, что учет эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами не меняет результаты, полученные ранее. Сверхпроводимость протонов влияет на структуру генерированного магнитного поля, так как за время порядка 10^4 - 10^5 лет магнитное поле со временем линейно увеличивается и может достичь величины, которая превосходит значение первого критического поля протонного сверхпроводника. Найдено также распределение стационарного тороидального магнитного поля внутри нейтронной звезды.

Ключевые слова: звезды:нейтронные:магнитное поле

1. Введение. Как показывают наблюдения, различные типы звезд обладают намагниченностью. Так, магнитные поля порядка 300 Гс-30 кГс наблюдены у звезд класс А Главной последовательности (ГП), а также у сверхмассивных звезд О и В классов [1]. На поверхности магнитных белых карликов магнитное поле достигает значения порядка 10⁴-10⁹ Гс [2]. Сверхсильным магнитным полем обладают нейтронные звезды: магнитные поля радиопульсаров порядка 10³-10¹² Гс, у магнетаров порядка 10¹⁴-10¹⁵ Гс [3,4].

Общепринятыми механизмами генерации магнитных полей в сверхплотных звездах являются механизм коллапса звезды с одновременным сохранением первоначального магнитного потока [5] и механизм динамо-процесса в некогорой стадии эволюции звезды-предшественника. В первом случае предполагается, что магнитное поле нейтронной звезды является остатком поля порядка 10^2 - 10^5 Гс звезды - предшественника из ГП. При коллапсе звезды сохранение магнитного потока обеспечивается "вмороженностью" магнитных силовых линий, которая вызвана очень большой проводимостью вещества звезды. Этим механизмом объясняется наличие магнитных полей до 10^{12} Гс у обычных нейтронных звезд (радиопульсаров), и порядка 10^{15} Гс у магнетаров. Недостатком этой теории является тот факт, что только малая часть звезд ГП имеет поля порядка 10^2 - 10^5 Гс. Их количество еле обеспечивает темп рождения магнетаров, который одного порядка, что у обычных нейтронных звезд. Кроме того, после взрыва сверхновой могут возникать турбулентные движения вещества, а

часть вещества с вмороженным магнитным полем может быть выброшена из звезды. Эти факторы приведут к значительному уменьшению значения конечного магнитного поля нейтронной звезды. Согласно второму механизму, магнитное поле может быть генерировано в ядре предшественника сверхновой в более ранней стадии эволюции, а затем усиливаться в процессе коллапса звезды. Для получения сверхсильных магнитных полей в рамках этого механизма необходимо предположить также наличие дифференциального вращения в ранней стадии формирования нейтронной звезды. Если применить этот механизм к магнетарам, то, как показывают расчеты, одновременное сохранение магнитного потока и момента количества вращения приводит к тому, что магнетары должны были вращаться намного быстрее, чем показывают наблюдения [6].

Проблема генерации магнитного поля нейтронной звезды усложняется тем фактом, что в равновесном состоянии поле должно иметь как полоидальное, так и тороидальное компоненты, так как один из них в одиночке нестабилен [7-9]. Если полоидальное магнитное поле нейтронной звезды наблюдается благодаря торможению пульсаров, то тороидальное поле скрыто от наблюдений. Между тем с сильным тороидальным полем связывают излучение у -вспышек магнетаров [10]. Оно может также вызвать изменение формы звезды, что важно для объяснения прецессии нейтронной звезды и излучения гравитационных волн [11].

В вышеуказанных работах о генерации магнитного поля все механизмы связываются с процессом формирования нейтронной звезды и не учитываются особенности внутренней структуры уже формировавшейся звезды. Как известно, нейтронная звезда состоит из ядра, содержащего сверхтекучие нейтроны и протоны, и нормальные электроны, и твердой коры, состоящей из атомных ядер, сверхтекучих нейтронов и нормальных электронов. Как показали исследования, благодаря отличию угловых скоростей сверхтекучей и нормальной компонент звезды, в нем возможна генерация как тороидального, так и полоидального магнитных полей [12-18]. Так, в [16-18] показано, что эффект увлечения протонов нейтронами приводит к намагничиванию нейтронных вихрей из-за формирования протонных вихревых кластеров вокруг них. При этом магнитное поле порядка 1014 Гс существует в нормальной части нейтронного вихря, где возникает кластер магнитных протонных вихрей. Усредненное поле внутри звезды направлено параллельно оси вращения, и вне звезды имеет дипольный характер с магнитным моментом порядка 1030 Гс см3.

Впервые возможность генерации тороидального магнитного поля в неконвективных слоях нейтронной звезды обсуждалась в работе [12,13]. Идея заключается в том, что наличие вращения с учетом поправок ОТО приводит к тому, что скорость электронов относительно протонов становится

переменной, зависящей от координаты Z, соответствующая ось которой направлена по оси вращения звезды. Возникающие конвективные токи и создают тороидальное магнитное поле. Как показывают расчеты, эффект генерации магнитного поля отсутствует, если считать нейтроны в ядре звезды нормальными. Но, как показал дальнейший анализ, если нейтроны сверхтекучие и вращаются с угловой скоростью $\Omega_{\rm r}$, а нормальные электроны вращаются с угловой скоростью $\Omega_{\rm r}$, то в азимугальном направлении возникает тороидальное магнитное поле. Как следует из вычислений, для молодых пульсаров ($\tau_0 \le 10^5$ лет) на протяжении всей жизни тороидальное магнитное поле со временем линейно растет, а величина стационарного значения магнитного поля зависит от центральной плотности нейтронной звезды. В работе [14] не учитывалось увлечение протонов нейтронами, т.е. считалось, что нейтронная жидкость вращается с угловой скоростью $\Omega_{\rm r}$, а протоны, электроны и оболочка звезды – с угловой скоростью $\Omega_{\rm r}$ 3 аметим, что в ньютоновском приближении эффект генерации тороидального магнитного поля отсутствует.

Цель этой статьи - исследовать влияние эффекта увлечения на явление генерации тороидального магнитного поля в нейтронной звезде. Вычисления проводятся в пост-ньютоновском приближении теории Эйнштейна. Будем считать вещество нейтронной звезды полностью вырожденным.

2. Основные уравнения. Как известно, описание электромагнитных свойств вращающейся материи осуществляется посредством системы уравнений Эйнштейна и Максвелла в ковариантном виде [19]. В частности, воспользуемся уравнением гидродинамического равновесия, записанным в следующей форме:

$$T_{i,k}^{k(f)} + T_{i,k}^{k(s)} = 0$$
, (1)

где $T_{l,k}^{(f)}$ и $T_{l,k}^{(g)}$ - тензоры энергии-импульса электромагнитного поля и вещества, соответственно. Как показано в [15,20], уравнение (1) в случае аксиальной симметрии и врашения можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial P}{\partial x^{\alpha}} - \left(P + \rho c^2\right) \frac{\partial \ln u^0}{\partial x^{\alpha}} - \frac{1}{c} F_{\alpha 0} j^0 - \frac{1}{c} F_{\alpha \beta} j^{\beta} = 0, \qquad (2)$$

где P и $_{
m P}c^2$ - давление и плотность энергии, $F_{
m c}$ - тензор электромагнитного поля

$$F_{lk} = \frac{\partial A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k},$$

 j^{l} - 4-вектор тока, определенный как [21]

$$j' = encu', (3)$$

где n - плотность заряженных частиц, а выражение для u^0 имеет вид

$$u^{0} = \left(g_{00} + \frac{2\Omega}{c}g_{03} + \frac{\Omega^{2}}{c^{2}}g_{33}\right)^{-1/2}.$$
 (4)

Выражение (4) следует из соотношений $u^3 = \Omega u^0$ и $u^i u_i = 1$.

Как было отмечено выше, мы принимаем, что из-за нуклон-нуклонного взаимодействия часть протонов увлекается движущимися нейтронами. Тогда нейтронную жидкость и увлеченные протоны можно характеризовать одним 4-вектором скорости u_s^I . Если учесть также, что раствор сверхтекучих нейтронов и увлеченных протонов не взаимодействует с электронами, то уравнение (2) для компонент нейтронной звезды можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial P_1}{\partial x^{\alpha}} - \left(P_1 + \rho_1 c^2\right) \frac{\partial \ln u_s^0}{\partial x^{\alpha}} = 0 , \qquad (5)$$

$$\frac{\partial P_{21}}{\partial x^{\alpha}} - \left(P_{21} + \rho_{21} c^2\right) \frac{\partial \ln u_s^0}{\partial x^{\alpha}} - \frac{1}{c} F_{\alpha 0} j_{21}^0 = 0, \qquad (6)$$

$$\frac{\partial P_{22}}{\partial x^{\alpha}} - \left(P_{22} + \rho_{22} c^2\right) \frac{\partial \ln u_{\rho}^0}{\partial x^{\alpha}} - \frac{1}{c} F_{\alpha 0} J_{22}^0 = -\Pi_{\alpha}^{\text{int}} , \qquad (7)$$

$$\frac{\partial P_3}{\partial x^{\alpha}} - \left(P_3 + \rho_3 c^2\right) \frac{\partial \ln u_e^0}{\partial x^{\alpha}} + \frac{1}{c} F_{\alpha 0} j_3^0 + \frac{1}{c} F_{\alpha \beta} j_3^{\beta} = \Pi_{\alpha}^{\text{int}} , \qquad (8)$$

где уравнение (5) описывает движение нейтронов, (6) и (7) - движение увлеченных и неувлеченных протонов, соответственно, а (8) - движение электронов. Вектор П^{int} в уравнениях (7) и (8) описывает передачу импульса при столкновениях протонов с электронами. В уравнениях (6) и (7), по сравнению с (8), отсутствуют члены, описывающие силу, действующую со стороны магнитного поля на ток протонов. Очевидно, что возникающее вследствие гравитации и вращения электрическое поле в нейтронной звезде будет создавать и ток протонов, и ток электронов. Так как масса протона намного больше массы электрона, то скорость электронов будет намного превышать скорость протонов. Следовательно, вкладом протонов в общий ток заряженных частиц можно пренебречь по сравнению с вкладом электронов. 4-скорость неувлеченных сверхпроводящих протонов, которую мы обозначили u_p' , зависит от отклика системы на появление электромагнитного поля (см. далее). В случае нормальных протонов, когда эффект увлечения отсутствует, мы имели бы условие $u_a^0 = u_a^0$, и вместо (6) и (7) мы получили бы одно уравнение, описывающее движение всех протонов, которое приведено в [14].

В дальнейшем удобно систему уравнений (5)-(8) преобразовать следующим образом. Суммируя (5)-(8) и учитывая, что $j_{21}^0+j_{22}^0-j_3^0\approx 0$, $P_1>>P_{12}$, P_{22} , P_3 , $\rho_1>>\rho_2>>\rho_3$ и $j^0=encu^0$, получим следующее уравнение:

$$\frac{\partial P_1}{\partial x^{\alpha}} - \left(P_1 + \rho_1 c^2\right) \frac{\partial \ln u_s^0}{\partial x^{\alpha}} + \frac{1}{c} \tilde{F}_{\alpha\beta} j_3^{\beta} = 0.$$
 (9)

Из суммы уравнений (6) и (7), отнимая уравнение (8), получим:

$$\frac{\partial P_{3}}{\partial x^{\alpha}} - \beta \frac{\partial P_{2}}{\partial x^{\alpha}} + \beta \left[\rho_{21} c^{2} + P_{21} \right] \frac{\partial \ln u_{s}^{0}}{\partial x^{\alpha}} + \frac{1}{c} F_{\alpha 0} j_{3}^{0} \left[1 + \beta \frac{j_{2}^{0}}{j_{3}^{0}} \right] + \frac{1}{c} F_{\alpha \beta} j^{\beta} = \Pi_{\alpha}^{int} (1 + \beta),$$

$$(10)$$

где $\beta = (\rho_3 c^2 + P_3)/(\rho_{22} c^2 + P_{22})$. Если учесть определение j' (5) и условие $\beta << 1$, из (10) получим уравнение

$$\frac{\partial P_3}{\partial x^{\alpha}} + F_{\alpha 0} e n u_e^0 + \frac{1}{c} F_{\alpha \beta} j^{\beta} = \Pi_{\alpha}^{\text{int}} . \tag{11}$$

Запишем уравнение (11) в векторном виде:

$$\frac{\vec{j}}{\sigma} = \frac{1}{enu_e^0} \vec{\nabla} P_3 + \vec{E} - \frac{\left[\vec{j}, \vec{B}\right]}{encu_e^0}, \tag{12}$$

где мы учли, что $F_{\alpha 0} = E_{\alpha}$, $F_{\alpha \beta} j^{\beta} = -[\bar{j}, \bar{B}]_{\alpha}$ и приняли, что вектор $\bar{\Pi}^{\rm int}$ пропорционален току \bar{j} : $\bar{\Pi}^{\rm int}/enu_{\pi}^0 = \bar{j}/\sigma$. Запишем уравнение (9) в векторном виде

$$\frac{1}{n_1} \vec{\nabla} P_1 - mc^2 \vec{\nabla} \ln u_s^0 - \frac{\vec{j}, \vec{B}}{n_1 c} = 0, \qquad (13)$$

где учтено условие $\rho_1 >> P_1/c^2$.

Таким образом, мы получили уравнения (12) и (13), с помощью которых будем исследовать возможность генерации тороидального магнитного поля внутри нейтронной звезды. Для изучения этого явления, кроме уравнений (12) и (13), воспользуемся также условием равенства химических потенциалов нейтронов и протонов, которое выражается формулой [14]

$$\frac{1}{n_1}\vec{\nabla}\,P_1 = \frac{1}{n}\vec{\nabla}\,P_3\;. \tag{14}$$

Из уравнений (12) и (13), с учетом условия (14), можно получить одно уравнение, выражающее обобщенный закона Ома для "пре"-фазы нейтронной звезлы:

$$\frac{\bar{J}}{\sigma} = \frac{mc^2}{eu_e^0} \vec{\nabla} \ln u_s^0 + \vec{E} - \frac{\left[\vec{J}, \vec{B}\right]}{encu_e^0} \,. \tag{15}$$

При получении (15) учтено, что плотность нейтронов n_1 намного больше плотности электронов n: $n << n_1$. Если электрический ток в начальный момент времени отсутствует, т.е. $j\big|_{t=0}=0$, то равно нулю и магнитное поле в момент t=0. Подставляя в (15) $\bar{j}=\bar{B}=0$, получим выражение для электрического поля в момент t=0:

$$\vec{E} = -\frac{mc^2}{eu_s^0} \vec{\nabla} \ln u_s^0 \ . \tag{16}$$

С другой стороны, согласно уравнению Максвелла

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\operatorname{crot} \vec{E} , \qquad (17)$$

временная производная магнитного поля, которая определяется ротором электрического поля, будет отлична от нуля, если ротор от выражения (16) отличен от нуля. Вычисляя ротор из обоих частей (16), получим следующее выражение для временной производной магнитного поля в начальный момент времени:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\Big|_{t=0} = -\frac{mc^3}{eu_e^0} \left[\vec{\nabla} \ln u_e^0, \vec{\nabla} \ln u_s^0 \right]. \tag{18}$$

Как видно из (18), если бы сверхтекучая (нейтроны и протоны) и нормальная (электроны и ядра коры звезды) компоненты вращались с одинаковой угловой скоростью: $\Omega_s = \Omega_c$, т.е. $u_s^0 = u_e^0$, мы получили бы $\partial \bar{B}/\partial t = 0$. В случае же наличия дифференциально вращающихся сверхтекучей и нормальной компонент, т.е. при $u_s^0 \neq u_s^0$, имеем $\partial \bar{B}/\partial t \neq 0$.

Попробуем вычислить временную производную магнитного поля в нейтронных звездах. Из выражения (18) видно, что $\partial \bar{B}/\partial t$ зависит от u_e^0 и u_e^0 и их производных по координатам. В свою очередь, выражение для u_e^0 и u_e^0 (4) содержит компоненты метрического тензора g_{ik} . Так как для нейтронных звезд параметр релятивизма $\phi/c^2 \sim 0.1$, то влияние гравитации и вращения можно учесть, ограничиваясь поправками к метрике плоского пространства-времени в пост-ньютоновском приближении. В этом приближении компоненты метрического тензора g_{ik} равны [19]:

$$g_{00} = 1 + \frac{2\varphi}{c^2}, \quad g^{\alpha}_{\beta} = \left(1 - \frac{2\varphi}{c^2}\right)\delta^{\alpha}_{\beta}, \quad g_{0\alpha} = 0.$$
 (19)

Подставляя (19) в (4), в принятом нами приближении получим

$$\bar{\nabla} \ln u^0 = -\frac{1}{c^2} \left(\bar{\nabla} \varphi - \Omega^2 \, \vec{r} \right), \tag{20}$$

где r - расстояние от оси вращения звезды. Записывая выражение (20) для сверхтекучей и нормальной компонентов нейтронной звезды и подставляя их в (18), после несложных преобразований получим:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}\Big|_{t=0} = \frac{m}{ecu_e^0} \left(\Omega_s^2 - \Omega_e^2\right) R \frac{\partial \varphi}{\partial R} \sin\theta \cos\theta \bar{\tau} , \qquad (21)$$

где $\bar{\tau}$ - единичный вектор по направлению вращения звезды.

Выражение (21) для $\partial \bar{B}/\partial t\Big|_{t=0}$ совпадает с выражением этой величины, полученным в работе [14], где эффект увлечения протонов сверхтекучими нейтронами не рассматривался, т.е. протоны считались нормальными. Следовательно, сверхпроводимость протонов и их увлечение сверхтекучими нейтронами существенным образом не влияет на эффект генерации

тороилального магнитного поля в нейтронной звезде. Однако необходимо отметить, что структура тороидального магнитного поля будет различной в областях с нормальными и сверхпроводящими протонами. Тороилальное магнитное поле булет проникать в область с нормальными протонами, при этом генерация магнитного поля будет сопровождаться возникновением тока протонов, который будет препятствовать увеличению магнитного поля. Это означает, что нормальные протоны будут следовать за движением электронов чтобы уменьшить токи, генерирующие магнитное поле. Следовательно, в этом случае 4-скорость u^i протонов, фигурирующая в уравнении (7). пропоршиональна возникающему протонному току. Поведение магнитного поля в области с сверхпроводящими протонами зависит от величины поля. Пока величина магнитного поля не превышает значение первого коитического поля протонного сверхпроводника II рода, магнитное поле не проникает в сверхпроводник. При этом по поверхности области с сверхпроводящими протонами текут токи протонов. Экранирующие генерированное тороилальное магнитное поле. Как будет показано в дальнейшем (см. раздел 3), тороилальное магнитное поле в нейтронной звезде, увеличиваясь со временем, может достигать значений порядка 10¹³-10¹⁴ Гс, что выше значения первого критического поля протонного сверхпроводника. В этом случае магнитное поле проникает в протонный сверхпроводник в виде протонных вихрей, образующихся вокруг магнитных линий. Магнитное поле концентрируется в нормальных остовах вихрей. вокруг которых текут незатухающие протонные токи, экранирующие магнитное поле на расстоянии λ , где λ - глубина проникновения магнитного поля. Для сверхпроводящих протонов 4-скорость u_n^{\prime} (см. ур. (7)) будет пропорциональна локальным токам, которые экранируют магнитное поле или образуют вихревую нить.

Как следует из выражения (21), временная производная тороидального магнитного поля в момент t=0 пропорциональна разности $\Omega_s^2 - \Omega_s^2$, и чем больше разность между угловыми скоростями сверхтекучей и нормальной компонент звезды, тем больше скорость увеличения магнитного поля. Рассмотрим в каких областях нейтронной звезды временная производная магнитного поля может принимать большие значения. Во вращающейся сверхтекучей нейтронной жидкости возникает решетка вихрей, плотность которых пропорциональна угловой скорости Ω_s . Нормальная компонента звезды замедляется под воздействием внешнего момента сил, т.е. ее угловая скорость Ω_s со временем уменьшается. Разница $\Omega_s - \Omega_s$ определяется механизмом взаимодействия сверхтекучей и нормальной компонентов звезды. В области с сверхпроводящими протонами из-за эффекта увлечения возникает полоидальное магнитное поле, которое проникает в протонный сверхпроводник через кластер протонных вихрей, образующийся вокруг нейтронного вихря. Связь нейтрон-протонного конденсата с нормальной

компонентой осуществляется рассеянием электронов на магнитном поле кластера [18]. Из-за этого взаимодействия уменьшение угловой скорости Ω нормальной компоненты должно сопровождаться уменьшением угловой скорости О. сверхтекучей компоненты. Как показывают расчеты на основе стандартных моделей нейтронных звезд, динамическое время релаксации т характеризующее связь между нормальной и сверхтекучей компонентями нейтронной звезды, монотонно увеличивается от нуля на границе раздела "nne"- фазы и коры, до значения порядка 10^3 лет при r=6.65 км. при котором сверхпроводящая протонная щель замыкается [18,22]. Заметим что стационарное значение разности $\Omega_s - \Omega_s$ (т.е. без учета времени больших скачков и послескачковой релаксации угловой скорости пульсаров) пропорциональна т/то [23], где то - время жизни пульсара. Используя стандартную модель нейтронной звезды [24,25] и расчеты времени релаксации т, можно найти, что в области 6.65 км ≤ r ≤ 8 км выполняется условие т ≥ то (то ~ 10⁴ лет). Следовательно, в этой области выполняется условие $\Omega >> \Omega$, и в нем временная производная $\partial \bar{B}/\partial t$ магнитного поля может иметь большое значение.

В области $r \geq 8$ км, где $\tau \leq \tau_0$, за время жизни пульсара установится условие $\Omega_s \approx \Omega_e$, и можно принять, что в этой области генерация тороидального магнитного поля отсутствует. Таким образом, эффект увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами имеет большое значение в определении области, где генерация тороидального магнитного поля наиболее эффективна. Наличие полоидального магнитного поля, возникающего из-за эффекта увлечения, приводит к зависимости угловой скорости сверхтекучей компоненты $\Omega_s(r)$ от радиуса звезды. В области "пре"- фазы шириной около 1.5 км, где выполняется условие $\Omega_s >> \Omega_e$, можно ожидать генерации сильного тороидального магнитного поля.

В области с нормальными протонами также может существовать некоторая разность $\Omega_s - \Omega_e$ угловых скоростей сверхтекучей нейтронной жидкости и нормальной компоненты. Если принять, что нейтронный вихрь продолжается в "Аеп"-фазу нейтронной звезды, то связь между сверхтекучей и нормальной компонентами осуществляется взаимодействием нейтронного вихря с фононами решетки из атомных ядер [26]. Как показывают расчеты [27], в "Аеп"-фазе время релаксации меньше времени жизни пульсара, следовательно в нем выполняется условие $\Omega_s \approx \Omega_e$. Поэтому в области "пре"- фазы с нормальными протонами $\partial \vec{B}/\partial t \Big|_{t=0} = 0$ и тороидальное магнитное поле отсутствует. Заметим, что наличие области с нормальными протонами в "пре"- фазе зависит от центральной плотности нейтронной звезды и уравнения состояния. В некоторых случаях сверхпроводящая шель протонов может не равняться нулю во всей "пре"- фазе, следовательно, тороидальное магнитное поле будет генерироваться и в

более глубоких областях нейтронной звезды, вплоть до границы центральной части ядра, где могут образоваться экзотические формы материи.

Для оценки $\partial \bar{B}/\partial t$ в момент t=0 представим выражение (21) в более удобном виде, учитывая, что $\partial \varphi/\partial R \approx Gu/R^2$, где u(R) - накопленная масса внутри сферы радиуса R. Окончательно, получим

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\bigg|_{t=0} = \frac{mc}{eu_e^0} \left(\Omega_s^2 - \Omega_e^2\right) \frac{Gu(R)}{c^2 R} \sin\theta \cos\theta \vec{\tau} . \tag{22}$$

Как отметили выше, сильное тороидальное магнитное поле может генерироваться в области, где $\Omega >\!\!\! >\!\!\! \sim \Omega$. Если предположить, что при переходе нейтронов в сверхтекучее состояние звезда вращалась с угловой скоростью, равной максимальной угловой скорости: $\Omega_* \approx 5 \cdot 10^3 \, \mathrm{c}^{-1}$, то $\partial B/\partial t|_{t=0}$ для стандартной модели нейтронной звезды ($M \approx M_\Theta \approx 2 \cdot 10^{33} \, \mathrm{r}$, $R \approx 10^6 \, \mathrm{cm}$) будет порядка

$$\frac{\partial B}{\partial t}\Big|_{t=0} \sim 10^2 \, \Gamma \text{c/c}$$
.

Таким образом, при переходе нейтронной звезды в сверхпроводящее состояние в внутренних слоях начинает генерироваться тороидальное магнитное поле со скоростью 10° Гс/с. Теперь выясним, сколько времени будет длиться рост магнитного поля и каким будет его стационарное значение.

3. Распределение стационарного магнитного поля в звезде. Для рассмотрения динамики роста магнитного поля и нахождения его стационарного распределения необходимо написать уравнение для $\partial \bar{B}/\partial t$ в произвольный момент времени. Это уравнение имеет вид

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{mc}{eu_e^0} \left(\Omega_s^2 - \Omega_e^2\right) \frac{Gu(R)}{c^2 R} \sin\theta \cos\theta \bar{\tau} - \cot\left(\frac{\vec{j}}{\sigma}\right) - \cot\left(\frac{\vec{j}}{enu_e^0}\right). \tag{23}$$

Первый член в правой части (23) описывает генерацию магнитного поля. Второй и третий члены имеют обратный знак по сравнению с членом генерации и пропорциональны току, генерирующее магнитное поле. Следовательно, с увеличением магнитного поля правая часть уравнения (23) будет стремиться к нулю, что приводит к стационарному распределению генерируемого магнитного поля. Оценим время, за которое эти члены компенсируют эффект генерации магнитного поля. Если предположить $\Omega_e/\Omega_s << 1$, то в этом случае оценки этих времен приведены в работе [12]. Время, за которое второй член в правой части (23) сравнится с первым, порядка 10^{12} лет. Поэтому второй член за время жизни нейтронной звезды не может остановить рост магнитного поля. Та же оценка для третьего члена дает время порядка 10^6 лет. Следовательно, во временах порядка времени жизни пульсаров можно достичь стационарного значения тороидального

магнитного поля. Легко видеть, что за время порядка 10^4 - 10^5 лет тороидальное магнитное поле будет со временем увеличиваться линейно и, как следует из (22), может достичь значений порядка 10^{13} - 10^{14} Гс.

Для нахождения распределения стационарного поля необходимо в уравнении (23) подставить $\partial \bar{B}/\partial t = 0$ и опустить второй член в правой части. Окончательно получим следующее уравнение, определяющее распределение магнитного поля в зависимость от координат R и θ :

$$mc(\Omega_s^2 - \Omega_e^2)\frac{Gu(R)}{c^2R}\sin\theta\cos\theta\bar{\tau} = rot\left(\frac{\bar{J}\bar{B}}{n}\right).$$
 (24)

Если обозначить f(R) = 1/n, то уравнение (24) можно преобразовать к виду

$$\frac{\partial B^2}{\partial \theta} = \frac{4\pi \, m}{c^2 u_e^0} \left(\Omega_s^2 - \Omega_s^2 \right) \frac{Gu(R)}{\partial f/\partial R} \sin\theta \cos\theta \,. \tag{25}$$

Решение уравнения (25) имеет вид:

$$B(R, \theta) = \psi(R)\sin\theta, \qquad (26)$$

где обозначено

$$\psi(R) = \left(\frac{2\pi m}{c^2 u_e^0} \left(\Omega_s^2 - \Omega_e^2\right) \frac{Gu(R)}{\partial f/\partial R}\right)^{1/2}, \quad \frac{\partial f}{\partial R} = \frac{n^2}{\partial n/\partial R}.$$

Как видно из (26) тороидальное магнитное поле имеет наибольшее значение в экваториальной плоскости звезды, т.е. при $\theta = \pi/2$. Явный вид зависимости B от координаты R можно получить, если знать зависимость u(R) накопленной массы и плотность электронов n от R. Эти величины могут быть определены из решений уравнений Эйнштейна в постньютоновском приближении.

Ереванский государственный университет, Армения e-mail: dsedrak@ysu.am mhayr@rambler.ru arada.melik.89@gmail.com

TOROIDAL MAGNETIC FIELD OF A SUPERFLUID NEUTRON STAR IN POST-NEWTONIAN APPROXIMATION

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN, A.MALEKIAN

Influence of proton superconductivity on generation of toroidal magnetic field inside of a neutron star is investigated. It is shown, that the account of entrainment effect of superconducting protons by superfluid neutrons does not

ТОРОИДАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ 129

change the results received in previous work. Superconductivity of protons build up the structure of the generated magnetic field since during the time of the order of 10⁴-10⁵ years the magnetic field linearly increases and can exceed the first critical field of a proton superconductor. Distribution of a stationary toroidal magnetic field inside of a neutron star is found also.

Key words: stars:neutron:magnetic field

ЛИТЕРАТУРА

- 1. G. Mathys, ASP Conf. Proc., 248, 267, 2001.
- 2. D.T. Wickgramasinghe, L. Ferrero, Proc. Astron. Soc. Pacific, 112, 873, 2000.
- 3. M.S. Strickman, J.D. Kurfess, W.N. Jonhson, Astrophys. J., 253, L23, 1982.
- 4. S. Mereghetti, L. Stella, Astrophys. J., 447, L13, 1995.
- 5. В.Л.Гинзбург, УФН, 103, 393, 1971.
- 6. H.C.Spruit, astro-ph/0711.3650.
- 7. R.J. Tayler, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 161, 365, 1973.
- 8. P. Markey, R. J. Tayler, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 168, 505, 1974.
- 9. J. Braithwaite, H.C. Spruit, Astron. Astrophys., 450, 1097, 2006.
- 10. S. Komissarov, M. Barkov, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 382, 1029, 2007.
- 11. C. Cutler, Phys. Rev. D, 66, 084025, 2002.
- 12. Д.М. Седракян, Астрофизика, 6, 615, 1970.
- 13. D.M. Sedrakian, Nature, 228, 1074, 1970.
- 14. Д.М. Седракян, Астрофизика, 49, 97, 2006.
- 15. Д.М.Седракян, Р.Крикорян, Астрофизика, 49, 613, 2006.
- 16. Д.М. Седракян, Астрофизика, 18, 417, 1982.
- 17. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян, Астрофизика, 19, 303, 1983.
- 18. A.D. Sedrakian, D.M. Sedrakian, Astrophys. J., 447, 305, 1995.
- 19. Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, Теория поля, М., Наука, 1972.
- 20. J.B. Hartle, D.H. Sharp, Astrophys. J., 147, 317, 1967.
- 21. G.S.Bisnovaty-Kogan, A.A.Ruzmaikin, Astron. Astrophys., 17, 243, 1972.
- 22. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Ю.Брук, Астрофизика, 40, 497, 1997.
- 23. A.D. Sedrakian, D.M. Sedrakian, Y. Terzian, Astrophys. J., 447, 324, 1995.
- 24. R.B. Wiringa, V. Fiks, A. Fabrochini, Phys. Rev., C, 38, 1010, 1988.
- 25. F. Weber, Hadron Physics and Neutron Star Properties, Habilitation Thesis, University of Munich, 1992.
- 26. P.B.Jones, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 243, 257, 1990.
- 27. Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 40, 67, 1997.

TOM 54

ФЕВРАЛЬ, 2011

выпуск 1

ОБ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

К.М.ШАХАБАСЯН, М.К.ШАХАБАСЯН

Поступила 1 октября 2010 Принята к печати 16 декабря 2010

Рассмотрены наблюдательные данные об осщилляциях угловой скорости вращения пульсаров с большими периодами. Получены характерные радиусы сверхтекучих областей пульсаров в предположении, что эти колебания являются коллектывными упругими колебаниями решетки сверхтекучих вихрей (колебаниями Ткаченко). Найденные значения радиусов сопоставлены со значениями, полученными в различных теоретических моделях нейтронных звезд в предположении существования сверхтекучего кваркового "СГГ"-ядра или сверхтекучего гиперонного ядра. Этот метод может быть использован для оценки радиусов пульсаров.

Ключевые слова: пульсары:радпусы сверхтекучих областей:колебания Ткаченко

1. Введение. В последнее время появляется все больше наблюдательных данных о долгопериодических колебаниях вращения пульсаров. Так, у пульсара PSR B1828-11 наблюдались осцилляции угловой скорости с периодами 256 дней, 511 дней и с меньшей достоверностью 1009 дней [1]. Исследование вариаций периода вращения 366 пульсаров в течение 36 лет выявили долгопериодические синусоидальные колебания у пульсаров PSR B1540-06, PSR B1826-17, PSR B1828-11 и PSR B2148+63 и квазипериодические колебания у пульсаров PSR B1642-03 и PSR B1818-04 [2]. После самого большого до сих пор наблюденного скачка угловой скорости пульсара PSR B2334+61 с $\Delta\Omega/\Omega=20.5\cdot10^{-6}$ наблюдались осциллящии с периодом 364 дня [3]. Осциллящии с периодами 800 и 1600 дней наблюдались у пульсара PSR B1557-50 [4]. Периодические колебания с периодом 200 дней наблюдались у пульсара PSR B0531+21 в Крабовидной туманности [5].

В работе [6] измерялся позиционный угол Ψ линейной поляризации 81 пульсара. Оказалось, что у 19 пульсаров изменения этого угла со временем хорошо аппроксимируются синусоидой. Периоды этих синусоид изменяются в интервале 185-1250 дней. Импульсы излучения, позиционный угол Ψ линейной поляризации и время прихода импульсов у пульсара PSR B0833-45 осциллируют с периодом 330 дней [7]. Такой же характер имеет изменение рентгеновского излучения туманности, содержащей этот пульсар [8].

Одним из механизмов, объясняющим эти колебания, является свободная прецессия нейтронной звезды [9]. Однако свободная прецессия нейтронной

звезды несовместима со сверхтекучестью ее "пре"-фазы [10,11]. Другой механизм объяснения этих колебаний обусловлен сверхтекучестью нейтронной жидкости. При вращении нейтронной звезды в "Аеп" и "пре"- фазах возникает пвумерная треугольная решетка квантованных нейтронных вихревых нитей. В этой решетке возможно возникновение коллективных упругих колебаний (колебаний Ткаченко), в которых вихри смещаются параллельно друг другу [12]. Незатухающее распространение этих волн приводит к изменению момента импульса жидкости и к периодическим изменениям угловой скорости и скорости замедления вращения. В [13,14] было показано, что периоды колебаний Ткаченко порядка 100 дней и эти колебания могут объяснить наблюдавшиеся периодические колебания угловой скорости пульсаров PSR В0531+21 и PSR В1828-11.

Однако в центральной части нейтронной звезды возможно образование кваркового сверхтекучего "CFL"-ядра, в котором спариваются безмассовые "и", "d" и "s" - кварки всех трех цветов [15,16]. Отметим, что "CFL"конденсат обладает как сверхтекучими, так и сверхпроводящими свойствами. Это обусловлено нарушением как локальных симметрий - цветовой *SU*(3) и электромагнитной $U(1)_{FIR}$ так и глобальных симметрий - ароматической $SU(3)_F$ и барионной $U(1)_R$. Поэтому естественно появление сингулярных решений: кварковых абелевых сверхтекучих $U(1)_{g}$ - вихревых нитей [17,18], кварковых абелевых магнитных вихревых нитей [19], и кварковых неабелевых полусверхтекучих вихревых нитей [20]. Полусверхтекучие вихревые нити, в отличие от сверхтекучих и магнитных вихревых нитей. топологически устойчивы [20]. Они также динамически устойчивы, поскольку их квант циркуляции $\kappa = \pi \hbar/m_R$ в три раза меньше кванта циркуляции сверхтекучего $U(1)_{R}$ - вихря, а линейное натяжение (кинетическая энергия, приходящаяся на единицу длины) в 9 раз меньше линейного натяжения сверхтекучего U(1), - вихря [21].

В [22] было показано, что между двумя удаленными параллельными полусверхтекучими вихрями действует дальнодействующая сила отталкивания. Были сделаны выводы о возможности распада сверхтекучего $U(1)_g$ вихря на три полусверхтекучих вихря и о возможности существования устойчивой решетки этих вихрей.

Отметим также, что абелевые магнитные вихревые нити также динамически неустойчивы, так как их квант циркуляции и поток магнитного поля в три раза больше соответствующих величин полусверхтекучих вихрей [21].

В [21] было показано, что при вращении в кварковом "CFL"-ядре сперва возникает решетка сверхтекучих $U(1)_B$ - вихревых нитей, которая затем, вследствие распада каждого сверхтекучего вихря на три полусверхтекучих вихря, превращается в устойчивую решетку полусверхтекучих вихрей. Затем,

ввиду равенства квантов циркуляций нейтронных вихревых нитей и кварковых полусверхтекучих вихрей, эта решетка на границе кварковой и "пре"-фаз соединяется с решеткой нейтронных сверхтекучих вихрей, образуя единую вихревую структуру. При этом обеспечивается непрерывность химического потенциала барионов на границе фаз. В [23] наблюдаемые вариации вращения пульсаров PSR B0531+21 и PSR B1828-11 объясняются колебаниями Ткаченко этой единой вихревой решетки.

Отметим, что такие колебания возможны также в странных кварковых звездах, состоящих преимущественно из странного кваркового вещества и очень тонкой оболочки. Отметим также, что в ядре нейтронной звезды при плотности порядка $2\rho_0$ ($\rho_0=2.8\cdot 10^{14}$ г/см³ - нормальная ядерная плотность) возможно возникновение Λ -гиперонов [24,25]. Притяжение между Λ -гиперонами приводит к образованию сверхтекучего конденсата куперовских 1S_0 -пар [26]. Величина энергетической щели Λ -гиперонов порядка 0.1-0.2 Мэв и зависит от потенциальной энергии взаимодействия [27]. Таким образом, в ядре нейтронной звезды возможно образование сверхтекучей гиперонной жидкости. При вращении звезды в этой жидкости возникает решетка гиперонных вихревых нитей.

2. Определение радиуса сверхтекучей фазы. Радиус сверхтекучей области пульсара, в которой возникают колебания Ткаченко, определяется следующим образом [13]:

$$R = \frac{0.01812\,T}{\sqrt{P}}\,,\tag{1}$$

где T - период колебаний Ткаченко, P - период вращения пульсара. В табл. 1 приведены наблюдавшиеся периоды T синусоидальных осцилляций десяти пульсаров из [2-5] и [7,8], периоды P вращения пульсаров и вычисленные по формуле (1) радиусы R сверхтекучей области. Отметим, что осцилляции пульсаров PSR B1642-03 и PSR B1818-04 являются квазипериодическими [2]. Для остальных пульсаров наблюдавшиеся периоды T синусоидальных осцилляций изменяются в пределах от 200 до 1600

Таблица 1

Пульсары	Т дней	Р сек	R KM
PSR B1540-06	1599	0.7090	29.6
PSR B1642-03	1242	0.3876	31.2
PSR B1818-04	2557	0.5980	51.6
PSR B1826-17	1055	0.3071	29.8
PSR B1828-11	256	0.4050	6.3
PSR B2148+63	766	0.3801	19.4
PSR B0531+21	200	0.0334	17.1
PSR B0833-45	330	0.0893	16.6
PSR B1557-50	800	0.1925	28.5
PSR B2334+61	364	0.4953	8.1

дней, а вычисленные радиусы R сверхтекучей области изменяются в пределах от 6.3 до 29.8 км.

В табл.2 приведены наблюдавшиеся периоды T синусоидальных осцилляций позиционного угла Ψ линейной поляризации 21 пульсара [6], периоды P вращения этих пульсаров и вычисленные радиусы R сверхтекучей области. Отметим, что по степени совпадения наблюдательных данных с синусоидальной аппроксимацией, эти пульсары разделяются на три класса [6]. В первый класс входят 4 пульсара, у которых это совпадение наилучшее. Во втором находятся 15 пульсаров, у которых совпадение ухудшается, а в третьем - 2 пульсара, у которых это совпадение вовсе отсутствует. Большинство периодов синусоидальных вариаций 19 пульсаров группируется в интервале 185-450 дней с максимумом 200 дней. Вне этого интервала находятся три периода: 787, 1047 и 1250 дней. В [6] эти вариации объяснялись свободной прецессией нейтронной звезды. Мы же объясняем эти вариации колебаниями Ткаченко решетки сверхтекучих вихревых нитей.

Вычисленные радиусы R сверхтекучей области изменяются в пределах

Таблица 2

П	T	D	1 0	
Пульсары	Т дней	Р сек	R KM	
Первый класс				
PSR B0523+11	1250	0.3544	32.85	
PSR B0611+22	314	0.3349	8.47	
PSR B0656+14	1047	0.3848	26.4	
PSR B2053+21	444	0.8151	7.7	
Второй класс				
PSR B0626+14	356	0.4766	8.06	
PSR B1133+16	364	1.1879	5.22	
PSR B1737+13	185	0.8030	3.23	
PSR B1802+03	209	0.2187	6.99	
PSR B1821+05	206	0.7529	3.71	
PSR B1842+14	221	0.3754	5.65	
PSR B1854+00	270	0.3569	7.06	
PSR B1913+10	443	0.4045	10.9	
PSR B1914+09	454	0.2702	13.65	
PSR B1930+22	787	0.1444	32.4	
PSR B1952+29	213	0.4266	5.1	
PSR B2020+28	176	0.3434	4.7	
PSR B2034+19	208	2.0743	2.26	
PSR B2122+13	289	0.6940	5.43	
PSR B2210+29	310	1.0045	4.83	
Третий класс				
PSR B1604-00	380	0.4218	9.2	
PSR B1918+26	869	0.7855	15.3	

от 2.26 до 32.85 км. Большинство из них группируется в интервале 4.7-10.9 км. Отметим, что мы вычислили также радиусы R сверхтекучей области для пульсаров третьего класса.

Отметим, что 2 пульсара первого класса PSR B0523+11 и PSR B0656+14 и пульсар второго класса PSR B1930+22 имеют большие радиусы сверхтекучей области соответственно 32.85, 26.4 и 32.4 км. Большие радиусы сверхтекучей области имеют также пульсары PSR B1540-06, PSR B1557-50, PSR B1826-17, PSR B2148+63, PSR B0531+21 и PSR B0833-45 из табл.1: 29.6 км, 28.5 км, 29.8 км, 19 км, 17.1 км и 16.6 км.

Отметим, что для излучающей в рентгеновском диапазоне нейтронной звезды RXJ1856.5-3754 анализ этого излучения в предположении черного излучения приводит к значению ее радиуса R = 14.1 км для значения массы $M = 1.4 M_{\odot}$ [28].

Во время гигантских всплесков рентгеновского излучения вспыхивающих источников мягкого рентгеновского излучения SGR 1900+14 27 августа 1998г. и SGR 1806-20 27 декабря 2004г. были зарегистрированы периодические колебания с частотами, соответственно: 28, 54, 84, 155 Гц [29] и 18, 30, 92.5, 155, 625, 1840 Гц [30]. Эти частоты являются модами колебаний волн сдвига, вызванными деформацией твердой коры нейтронных звезд, обусловленной катастрофическим перераспределением магнитных полей порядка 10^{14} - 10^{15} Гс. Таким образом, в нейтронной звезде распространяются глобальные сейсмические волны. Наблюдения этих волн позволяют оценить толщину коры пульсара: SGR 1806-20-1.6 км [31].

Отметим, что серии моделей нейтронных звезд со странным кварковым ядром были построены в [32]. Для звезд с большой массой ($M \ge 1.44\,M_\odot$) радиус кваркового ядра порядка 10 км, радиус звезды порядка 11 км. В [33] на основе уравнения состояния, использующего модель кваркового мешка, рассчитаны модели кварковых звезд, целиком состоящих из кварков трех ароматов (u, d, s). Звезды с массами $M = 1.3\,M_\odot$, $M = 1.42\,M_\odot$, $M = 1.75\,M_\odot$ имеют радиусы, соответственно $9.2\,\mathrm{km}$, $10.6\,\mathrm{km}$, $14\,\mathrm{km}$.

В работе [34] в кварковой области использовалось уравнение состояния, основанное на квантовополевом рассмотрении типа Намбу-Иона-Лазинио, учитывающее наличие скалярного конденсата дикварков, изоскалярного векторного среднего поля и детерминантного взаимодействия Кобаяши-Маскава-ТХоофта. В адронной фазе использовалось уравнение состояния Дирака-Брукнера-Хартри-Фока. Нейтронная звезда массой $M=2\,M_\odot$ обладает радиусом 12 км. Кварковое ядро звезды находится в "2SC"-фазе, которая является сверхпроводящей, и в которой отсутствуют полусверхтекучие вихревые нити, и не возможны колебания Ткаченко.

Уравнение состояния, учитывающее наличие гиперонов в ядре нейтронной звезды, приводит к звездным конфигурациям с массой $M=1.4\,M_{\odot}$ и радиусом $R=13\,\mathrm{km}$ [35]. Однако рассмотренное в [36]

жесткое уравнение состояния, учитывающее наличие Λ , Σ^- -гиперонов в ядре нейтронной звезды, приводит к звездным конфигурациям с массой $M=1.2\,M_\odot$ и радиусом $R=12\,\mathrm{KM}$, а мягкое уравнение состояния уменьшает массу до $0.9\,M_\odot$ и радиус - до $11\,\mathrm{KM}$.

Таким образом, рассмотренные выше теоретические модели нейтронных звезд не объясняют полученные посредством анализа периодов колебаний Ткаченко большие значения радиусов сверхтекучих областей. Поскольку наблюдательные данные свидетельствуют о наличии у нейтронных звезд твердой коры, постольку значения радиусов нейтронных звезд будут даже еще большими. Следовательно, пульсары с большими радиусами сверхтекучих областей не могут иметь кварковых ядер или гиперонных ядер. Пульсары же с меньшими значениями радиусов сверхтекучих областей могут иметь полусверхтекучие кварковые "CFL"-ядра или сверхтекучие Λ-гиперонные ядра.

Отметим, что метод анализа периодов колебаний Ткаченко дает возможность также оценить значения радиусов пульсаров. Этот метод свидетельствует о необходимости систематических наблюдений пульсаров в течение длительных промежутков времени.

Авторы благодарят Д.М. Седракяна за полезные обсуждения.

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

ON THE OSCILLATIONS OF ANGULAR VELOCITY OF PULSARS

K.M.SHAHABASYAN, M.K.SHAHABASYAN

Observed data about pulsars angular velocity oscillations with big periods is considered. Characteristic radii of superfluid regions of pulsars are derived under the assumption that these oscillations are collective elastic oscillations of the superfluid vortex lattice (Tkachenko oscillations). The found values of radii are compared with values, obtained in the different theoretical models of neutron stars under the assumption of existence of superfluid quark "CFL"- core or superfluid hyperon core. This method can be used for the evaluation of radii of pulsars.

Key words: pulsars:radii of superfluid regions:Tkachenko oscillations

ЛИТЕРАТУРА

- 1. I.H.Stairs, A.G.Lyne, S.L.Shemar, Nature, 406, 484, 2000.
- 2. G.Hobbs, A.G.Lyne, M.Kramer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 402, 1027, 2010.
- 3. J.P. Yuan, R.N. Manchester, N. Wang et al., astro-ph/1007.1143, 2010.
- 4. A.E. Chukwude, A.A. Ubachukwu, P.N. Okeke, Astron. Astrophys., 399, 231, 2003.
- 5. A.G.Lyne, R.S.Pritchard, F.G.Smith, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 265, 1003, 1993.
- 6. J.M. Weisberg, J.E. Everett, J.M. Cordes, J.J. Morgan, D. G. Brisben, astro-ph/1008.0454, 2010.
- 7. A.A. Deshpande, P.M. McCulloch, ASP Conference Series, 105, 101, 1996.
- 8. A.A. Deshpande, V. Radhakrishnan, Astrophys. J., 656, 1038, 2007.
- 9. B.Link, R.I. Epstein, Astrophys. J., 556, L392, 2001.
- 10. J.Shaham, Astrophys. J., 214, 251, 1977.
- 11. A.Sedrakian, I. Wasserman, J.M. Cordes, Astrophys. J., 524, 341, 1999.
- 12. В.К.Ткаченко, Журнал эксперим. и теор. физ., 50, 1573, 1966.
- 13. M. Ruderman, Nature, 225, 619, 1970.
- 14. J. Norohna, A. Sedrakian, Phys. Rev., D77, 023008, 2008.
- 15. M.Alford, K.Rajagopal, F. Wilczek, Nucl. Phys., B537, 443, 1999.
- 16. T.Schäfer, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett., 82, 3956, 1999.
- 17. K. Iida, G. Baym, Phys. Rev., D66, 014015, 2002.
- 18. M.M. Forbes, A.R. Zhitnitsky, Phys. Rev., D65, 085009, 2002.
- 19. K.lida, Phys. Rev., D71, 054011, 2005.
- 20. A.P. Balachandran, S. Digal, T. Matsuura, Phys. Rev., D73, 074009, 2006.
- 21. Д.М. Седракян, К.М.Шахабасян, Д.Блашке, М.К.Шахабасян, Астрофизика, 51, 633, 2008.
- 22. E.Nakano, M.Nitta, T.Matsuura, Phys. Rev., D78, 045002, 2008.
- 23. М.К.Шахабасян, Астрофизика, 52, 165, 2009.
- 24. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
- 25. N.K. Glendenning, Astrophys. J., 293, 470, 1985.
- 26. S. Balberg, N. Barnea, Phys. Rev., C57, 409, 1998.
- 27. Y.N. Wang, H.Shen, Phys. Rev., C81, 025801, 2010.
- 28. J.Trümper, V.Burwitz, F.Haberl, V.Zavlin, Nucl. Phys. Proc. Suppl., 132, 560, 2004.
- 29. K. Hurley et al., Nature, 397, 41, 1999.
- 30. G.Israel et al., Astophys. J., 628, L53, 2005.
- 31. A.L. Watts, T.E. Strohmayer, Astron. Astrophys., 440, L63, 2005.
- 32. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, Астрофизика, 47, 65, 2004.
- 33. H.Li, X-L.Luo, H-S.Zong, astro-ph/1008.5019, 2010.
- 34. D.Blaschke, J.Berderman, R.Lastowiecki, nucl-th/1009.1181, 2010.
- 35. S.Balberg, I.Lichtenstadt, G.B.Cook, Astrophys. J. Suppl. Ser., 121, 515, 1999.
- 36. H.Dapo, B.-J.Schaefer, J. Wambach, Phys. Rev., C81, 035803, 2010.

выпуск 1

ВРАЩЕНИЕ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ В РАМКАХ ОТО

Д.М.СЕДРАКЯН¹, Р.КРИКОРЯН²

Поступила 6 декабря 2010

Получены уравнения динамики вращающейся двухкомпонентной модели нейтронной звезды в рамках Общей теории относительности. Плотность нейтронных вихревых нитей выражена через плотность момента количества движения сверхтекучей жидкости нейтронов в "пре" фазе нейтронной звезды. Показано, что в теории релаксации угловой скорости пульсаров необходимо учесть поправки, связанные с отклонением g_0 от единицы, что является следствием искривления пространства.

Ключевые слова: звезды:нейтронная:сверхтекучая жидкость

1. Введение. Динамические уравнения для вращающейся сверхтекучей жидкости в рамках теории Ньютона были получены в работе [1]. Эти уравнения были использованы для исследования скачков и дальнейшей релаксации угловой скорости пульсаров [2,3]. Предложенная в этих работах теория достаточна для качественного описания этих явлений, однако для количественного рассмотрения этих задач необходим учет эффектов Общей теории относительности (ОТО). Следовательно, необходимо получение динамических уравнений движения сверхтекучей жидкости в рамках ОТО. Исследования в этом направлении были начаты в работах [4,5], где было предположено, что угловая скорость звезды Ω меньше критической угловой скорости Ω_c , которая необходима для образования нейтронных вихрей. При таких угловых скоростях в звезде отсутствуют нейтронные вихри. В действительности, угловые скорости пульсаров настолько велики, что в звездах существуют довольно плотные сети нейтронных вихревых нитей. Релятивистские уравнения динамики для сверхтекучей нейтронной жидкости, в которых учтено наличие нейтронных вихрей, были получены в работах [6,7]. В первой работе, эти уравнения были получены из уравнений Клейна-Гордона, в которые как скаляр входила величина, зависящая от плотности и сверхтекучих вихрей нейтронов [6]. В работе [7] уравнения динамики сверхтекучей жидкости получены из обобщения гидродинамического уравнения вращающейся жидкости с учетом факта, что наличие сверхтекучих вихрей приводит к определенному распределению плотности момента количества движения жидкости w. В частности, в этих уравнениях как скаляр входит w - момент вращения столбца, имеющий единицу высоты и единицу площади поперечного сечения. Скаляр w выражается через четырехмерный тензор вращения $w_{\mu\nu}$ следующим образом: $w^2 = \frac{1}{2} w_{\mu\nu} w^{\mu\nu}$.

Целью данной статьи является: из уравнений движения для вращающейся нейтронной жидкости получить связь между плотностью нейтронных вихрей n и угловой скоростью звезды Ω_c в рамках ОТО. Связь между величинами n и w в плоском пространстве простая - $w=2m\Omega_c=\kappa\cdot mn$, где $\kappa=2\pi\hbar/m$ и m - масса куперовской пары нейтронов. Формула, связывающая n и Ω_c в искривленном пространстве должна содержать представителей гравитационного поля - компоненты метрического тензора g_{ik} .

При получении динамических уравнений движения нейтронной звезды. мы ограничимся ее простой моделью, предполагая, что ядро звезды состоит. в основном, из сверхтекучих нейтронов с малой примесью (1~3%) протонов и электронов. Взаимодействие между нормальными электронами и сверхтекучей жидкостью нейтронов реализуется при помощи магнитного поля в стволах нейтронных вихрей, на которых и рассеиваются электроны [2]. Электронная компонента ядра звезды твердо связана с корой и совершает вместе с ней твердотельное вращение с угловой скоростью Ω_c . Предполагается, что при своем движении нейтронные вихри остаются параллельно оси вращения звезды, а исследование проводится в цилиндрической системе координат. Раздел 2 посвящен получению динамических уравнений движения сверхтекучей жидкости из уравнения Клейна-Гордона. В следующем разделе 3 получена формула, которая связывает плотность нейтронных вихревых нитей с плотностью момента движения w нейтронной жидкости. Затем, используя выражение ds^2 для стационарного гравитационного поля, получена окончательная формула для плотности вихрей п. Последний раздел 4 посвящен анализу полученных в статье основных физических результатов.

2. Динамические уравнения движения сверхтекучей жидкости. Уравнения движения сверхтекучей жидкости в рамках ОТО, полученные в работе [1], имеют следующий вид:

$$\eta^{nmkl}\nabla_{[k}\mu_{l]} = -wE^{nm} \tag{1}$$

И

$$E^{nm} = -u^n(L)v^m(L) + u^m(L)v^n(L),$$

где $u^n(L)$ и $v^n(L)$ - четырехмерная скорость и вектор, определяющий направление вихря, μ_l - четырехмерный импульс "сверхтекучей частицы", w - плотность момента движения жидкости, η^{nmkl} - четырехмерный антисимметричный единичный тензор. При отсутствии сверхтекучих вихрей это уравнение имеет следующий вид [8]:

$$\eta^{nmkl}\nabla_{[k}\mu_{l]}=2\cdot\partial_{[n}\mu_{m]}=w_{nm}=0, \qquad (2)$$

где $\frac{1}{2}w_{nm}w^{nm}=w^2$. В работе [7] уравнение (1) получено из обобщения уравнения (2) для случая наличия сети сверхтекучих вихревых нитей. Правая часть уравнения (1) представляет вклад вихревых нитей, а антисимметричный тензор E^{nm} , описывающий систему вихрей, строится из двух четырехмерных векторов - четырехмерной скорости вихря $u^n(L)$ и четырехмерного единичного вектора $v^n(L)$, описывающего направление вихря.

Используя уравнение Клейна-Гордона, в работе [6] получен трехмерный вид уравнения (1). В полученном уравнении вместо скаляра w входит плотность вихрей n, которая, конечно, не скаляр. Используя метод, предложенный в работе [6], получим динамическое уравнение движения сверхтекучей жидкости в четырехмерном представлении. Для этого напишем уравнение Клейна-Гордона [6]:

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x''} \left(\sqrt{-g} g^{nk} \frac{\partial \psi}{\partial x^k} \right) + m (\phi^2) \psi = 0, \qquad (3)$$

где $m(\phi^2)$ - эффективная масса "сверхтекучей частицы". Это уравнение написано для "волновой функции" сверхтекучей жидкости, которое имеет общий вид: $\psi = \phi \, e^{\ell \, \delta}$, где ϕ - амплитуда и δ - фаза, соответственно. Напишем уравнение (3) для функции ψ^{\bullet} и умножим его на функцию ψ , далее уравнение (3) умножим на ψ^{\bullet} и полученные два уравнения отнимем друг от друга. После несложных преобразований получим:

$$\frac{\partial}{\partial x^n} \left[\sqrt{-g} \, g^{nk} \, \phi^2 \, \frac{\partial \delta}{\partial x^k} \right] = 0 \, . \tag{4}$$

Если ввести вектор четырехмерного тока:

$$j_k = \phi^2 \frac{\partial \delta}{\partial x^k} \,, \tag{5}$$

то легко видеть, что (4) преобразуется в уравнение, выражающее закон сохранения "сверхтекучих частиц", т.е. уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial}{\partial x^n} \left(\sqrt{-g} \, g^{nk} j_k \right) = \frac{\partial}{\partial x^n} \left(\sqrt{-g} \, j^n \right) = 0 \,. \tag{6}$$

Учитывая, что j_k - ковариантная компонента четырехмерного тока сверхтекучей жидкости, можно писать:

$$j_k = nu_k(s) = \phi^2 \frac{\partial \delta}{\partial x^k}.$$
 (7)

Здесь $u_k(s)$ - четырехмерная скорость, а n - плотность сверхтекучей жидкости. Четырехмерный импульс "сверхтекучей частицы" будет определен как

$$\mu_k = m(\phi^2)u_k(s) = \frac{\partial \delta}{\partial x^k}.$$
 (8)

Отсюда, в частности, получим:

$$m(\phi^2) = \frac{n}{\phi^2} = \frac{H}{n} = -\frac{\rho(s) + P(s)}{n}, \qquad (9)$$

где *H* - энталпия единичного объема жидкости. Таким образом, четырехмерный ковариантный импульс сверхтекучей жидкости, согласно (8), будет удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial}{\partial x^{l}} m(\phi^{2}) u_{k} = \frac{\partial}{\partial x^{k}} m(\phi^{2}) u_{l}, \qquad (10)$$

которое можно записать в следующем виде:

$$\nabla_{[l}\mu_{k]}=0. \tag{11}$$

Последнее уравнение можно написать при помощи дуального тензора в следующем виде:

$$\eta^{nmkl} \nabla_{[l} \mu_{k]} = 0 , \qquad (12)$$

правая часть которого есть антисимметричный тензор по отношению индексов n, m. Мы фактически получили уравнение динамики сверхтекучей жидкости при отсутствии вихрей.

При наличии квантовых вихрей правая часть уравнения (12) должна быть отлична от нуля и быть антисимметричным тензором по индексам n, m. Этот тензор должен быть построен из пары четырехмерных векторов, характеризующих квантовый вихрь. В работе [1] парой таких векторов были выбраны $u^k(L)$ и $v^k(L)$. В этой работе, парой четырехмерных векторов выберем четырехмерный вектор тока $j^k(L)$ вихрей и $v^k(L)$ вектор, определяющий направление квантового вихря. В этом случае в паре векторов мы сохранили "вектор направления" $v^k(L)$, а вместо четырехмерной скорости вихря $u^k(L)$ выбрали четырехмерный вектор тока вихрей $j^k(L)$. Последнее, согласно работе [9], можно определить как

$$j^{k}(L) = \sum_{i} \frac{1}{\sqrt{-g}} \delta(\bar{r} - \bar{r}_{i}) \frac{dx^{k}}{dt}$$
(13)

или, учитывая определение плотности вихрей:

$$n(L) = \sum_{i} \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \, \delta(\vec{r} - \vec{r}_i), \qquad (14)$$

уравнение (13) можно переписать в следующем виде:

$$j^{k}(L) = \frac{n(L)}{\sqrt{g_{00}}} \frac{dx^{k}}{dt}.$$
 (15)

Здесь мы также использовали формулу $\sqrt{-g} = \sqrt{g_{00}} \sqrt{\gamma}$, где γ - метрический детерминант трехмерного пространства. Таким образом, при наличии вихрей уравнение (12) может быть обобщено в виде:

$$\eta^{nmkl}\nabla_{[k}\mu_{l]} = -\chi D^{nm} \tag{16}$$

И

$$D^{nm} = -j^{n}(L)\upsilon^{m}(L) + j^{m}(L)\upsilon^{n}(L),$$

где $\chi = 2\pi\hbar = h$ есть постоянная Планка. Заметим, что скаляр χ в уравнении (16) выбран так, что в ньютоновском пределе уравнение (16) перешло в уравнение

$$\operatorname{rot} \vec{v}_s = \frac{h}{m} n(L), \tag{17}$$

где \vec{v}_s - трехмерная скорость сверхтекучей жидкости в ньютоновском приближении.

3. Плотность вихрей n(L) в искривленном пространстве. Сравнивая два вида динамических уравнений движения сверхтекучей жидкости (1) и (16), можем заключить:

$$wu^{k}(L) = hj^{k}(L). \tag{18}$$

Подставляя в это уравнение выражение для вектора $j^k(L)$, определяемое формулой (15), получим следующее выражение для скаляра w:

$$w = \frac{hn(L)}{\sqrt{g_{00}}} \frac{ds}{dt}, \tag{19}$$

где ds - четырехмерный интервал. Согласно работе [9], четырехмерный интервал ds можно представить в виде:

$$ds = \sqrt{g_{00}} \left(dx^0 - g_{\alpha} dx^{\alpha} \right) \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right), \tag{20}$$

где введены обозначения:

$$g_{\alpha} = -\frac{g_{0\alpha}}{g_{00}}, \quad v^{\alpha} = \frac{cdx^{\alpha}}{\sqrt{g_{00}}(dx^{0} - g_{\alpha}dx^{\alpha})},$$

$$dl^{2} = \left(-g_{\alpha\beta} + \frac{g_{0\alpha}g_{0\beta}}{g_{00}}\right)dx^{\alpha}dx^{\beta} = \gamma_{\alpha\beta}dx^{\alpha}dx^{\beta}$$
(21)

и

$$\frac{v^2}{c^2} = \frac{v_\alpha v^\alpha}{c^2} = \frac{dl^2}{g_{00} \left(dx^0 - g_\alpha dx^\alpha\right)^2}.$$

Здесь индексы α и β принимают пространственные значения от единицы до трех. Подставляя (20) в уравнение (21) и определяя плотность квантовых вихрей, окончательно получим:

$$n(L) = \frac{w}{h} \frac{\Gamma}{1 - g_{\alpha} dx^{\alpha}/dx^{0}}, \qquad (22)$$

$$\Gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} \tag{23}$$

Полученная формула (22) определяет плотность квантовых вихрей через w - плотности момента количества движения сверхтекучей жидкости.

Чтобы использовать формулу (22) для подсчета плотности нейтронных вихрей в нейтронных звездах, необходимо рассмотреть гравитационное поле, создаваемое вращающейся нейтронной звездой [10]. Введем для координат следующие обозначения: $x^0 = t$, $x^3 = \varphi$, а x^1 и x^2 выберем как R, ϑ , если работаем в системе сферических координат, и r, z, если система координат цилиндрическая. Выберем также гравитационную постоянную G и скорость света c равную единице. При наличии вращения естественно, что гравитационное поле и распределение материи будут аксиально-симметричны, и следовательно

$$g_{lk} = g_{lk}(x^1, x^2, \Omega_c).$$
 (24)

Здесь Ω_c - угловая скорость нормальной компоненты нейтронной звезды. В общем случае она зависит от x^1 , x^2 и t и определяется как

$$\Omega_c = \frac{d\,\varphi}{dt}.\tag{25}$$

Как показано в работе [10], интервал вращающейся звезды имеет вид:

$$ds^{2} = (e^{\nu} - \omega^{2} e^{\mu} f(x^{2})) dt^{2} - e^{\mu} ((dx^{2})^{2} + f(x^{2}) d \varphi^{2}) - -2\omega e^{\mu} f(x^{2}) d \varphi dt - e^{\lambda} (dx^{1})^{2},$$
(26)

где $f(x^2)$ - произвольная функция, которая в случае сферических координат есть $\sin^2 \vartheta$, а для цилиндрических координат - r^2 . Величины λ , μ , ω и ν есть функции от x^1 , x^2 и $\Omega_c(x^1,x^2,t)$.

Если ограничить наше рассмотрение твердотельным вращением нормальной компоненты звезды, то Ω_c будет зависеть только от времени. Исследования нестационарных явлений пульсаров показывают, что наблюдаемые изменения Ω_c во времени настолько малы, что можно считать распределение масс и гравитационное поле звезды независящими от времени. Это, конечно, не относится к четырехмерным скоростям нейтронной жидкости. Если ввести $u^m(c)$ и $u^m(s)$ - четырехмерные скорости для нормальной и сверхтекучей компонент нейтронной звезды, то, как показано в работе [11], отличны от нуля только компоненты $u^3(c)$, $u^0(c)$ и $u^3(s)$, $u^0(s)$ и они связаны друг с другом следующими уравнениями

$$u^{3}(c) = \Omega_{c} u^{0}(c),$$

$$u^{3}(s) = -\frac{g_{03}}{g_{33}} u^{0}(s) + \Omega_{s} u^{0}(s),$$
(27)

где Ω_s - угловая скорость сверхтекучей нейтронной жидкости и она, в общем случае, зависит от времени и пространственных координат. Наконец, если учесть нормировку: $u^m(s)u_m(s) = u^m(c)u_m(c) = 1$, то $u^0(c)$ и $u^0(s)$ можно выразить через Ω_s , Ω_c и компоненты метрического тензора g_n [10]:

$$u^{0}(c) = \left[g_{00} + 2\Omega_{c} g_{03} + \Omega_{c}^{2} g_{33}\right]^{-1/2},$$

$$u^{0}(s) = \left[g_{00} + 2(\Omega_{s} - \omega)g_{03} + (\Omega_{s} - \omega)^{2} g_{33}\right]^{-1/2}.$$
(28)

В конце отметим, что ковариантные компоненты четырехмерной скорости связаны с $u^0(c)$ и $u^0(s)$ простыми формулами:

$$u_3(c) = (\Omega_c + \omega) g_{33} u^0(c),$$

$$u_3(s) = \Omega_s g_{33} u^0(s).$$
(29)

Как показано в работе [6] при стационарном вращении звезды ($\Omega_c={
m const}$), когда радиальная скорость вихрей равняется нулю, имеет место следующее условие:

$$u_3(c)u^0(c) = u_3(s)u^0(s),$$
 (30)

откуда можно получить угловую скорость сверхтекучей компоненты жидкости, которая будет равняться $\Omega_{\rm r} = \Omega_{\rm c} + \omega$.

Учитывая приведенные выше свойства сверхтекучей жидкости и гравитационного поля во вращающейся нейтронной звезде, и, используя формулу (22), определим плотность нейтронных вихревых нитей в ядре нейтронной звезды. Используя уравнение (1), сначала подсчитаем величину w. Легко видеть, что

$$w = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{1}{u^0(c)} \frac{\partial}{\partial r} \mu_3 , \qquad (31)$$

где

$$\mu_3 = m\Omega_s g_{33}u^0(c).$$

Отметим, что дифференцирование в формуле (31) производится по цилиндрической координате *г*. Подставляя (31) в уравнение (22), определяющее плотность нейтронных вихрей, получим:

$$n(L) = \frac{\Gamma}{\kappa} \frac{\Omega_c}{\sqrt{-g} u^0(c)} \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(1 + \frac{\omega}{\Omega_c} \right) g_{33} u^0(c) \right]. \tag{32}$$

При выводе этой формулы мы учли, что величина $g_{03}\,dx^3/dx^0 << 1$, так как она состоит из произведения двух множителей: r_g/r (r_g гравитационный радиус звезды) и $\Omega_c^2\,r^2/c^2$, каждая из которых гораздо меньше единицы. Наконец, если учесть, что гидродинамические скорости нейтронной жидкости также малы по сравнению со скоростью света, получим $u^0(c)\sqrt{g_{00}}\approx 1$ и $\Gamma\approx 1$. В этом пределе имеем следующую формулу:

$$n(L) = \frac{A}{\kappa} \Omega_s , \qquad (33)$$

где

$$A = \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(1 + \frac{\omega}{\Omega_c} \right) g_{33} u^0(c) \right], \quad \kappa = \frac{2\pi\hbar}{m}.$$

В ньютоновском пределе A = 2 и формула (33) переходит в ньютоновское выражение для плотности нейтронных вихревых нитей [2].

4. Заключение. Используя метод, предложенный в работе [6], получены уравнения движения сверхтекучей жидкости в рамках ОТО. Полученные уравнения были сравнены с уравнениями работы [7], в которых как скалярная величина входила w- плотность момента вращения жидкости. Это сравнение позволило найти связь между плотностями вихревых нитей и момента вращения жидкости в рамках ОТО. Полученная формула была применена для нахождения плотности вихревых нитей в ядре вращающейся нейтронной звезды. В формулу плотности вошли как релятивистские поправки движения жидкости, так и поправки, связанные с искривлением пространства. Оказалось, что из-за малости скоростей движения нейтронной жидкости поправки, связанные с ним, малы, однако поправки, связанные с искривлением пространства, порядка 30% и их необходимо учесть. Таким образом, при построении теории релаксации угловой скорости пульсаров после внезапного его скачка, необходимо учесть поправки, связанные с отклонением g_{00} от единицы, что является следствием искривления пространства [12].

SUPERFLUID ROTATION IN FRAME OF GRT

D.M.SEDRAKIAN, R.KRIKORIAN

Dynamical equations of rotation of two-component model of a neutron star is derived in frame of General Relativity Theory. The density of the neutron vortex lines is expressed by the vorticity of the rotating superfluid in "npe" phase of neutron star. It is important to take account the relativistic corrections of relaxation time in the theory of pulsars post-glitch relaxation.

Key words: stars:neutron:superfluid

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

² College de France and Institute d'Astrophysique de Paris, France

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.Д.Седракян, Д.М.Седракян, ЖЭТФ, 108, 631, 1995.
- 2. A.D. Sedrakian, D.M. Sedrakian, Astrophys. J., 447, 305, 1995.
- 3. A.D. Sedrakian, D.M. Sedrakian, J. Cordes, Y. Terzian, Astrophys. J., 447, 324, 1995.
- 4. А.Ю.Андреев, Д.А.Киржниц, С.Н.Юдин, Письма в ЖЭТФ, 61, 825, 1995.
- 5. *Д.А. Кирэсниц*, *С.Н.Юдин*, Успехи Физ. Наук, **165**, 1335, 1995.
- 6. *Д.М. Седракян*, Астрофизика, **40**, 403, 1997.
- 7. D.Langlois, D.M.Sedrakian, B.Carter, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 297, 1189, 1998.
- 8. B. Carter, D. Langlois, Prepr. Observ. Meudon, N95024, 1995.
- 9. Л.Д.Ландау, Б.М.Лифшиц, Теория поля, М., Наука, 1988.
- 10. Д.М.Седракян, Э.В. Чубарян, Астрофизика, 4, 317, 1967.
- 11. H.B. Hartle, D.H. Sharp, Astrophys. J., 147, 317, 1967.
- 12. Д.М. Седракян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 45, 575, 2002.

ТЕОРЕТИКО-ГРУППОВОЕ ОПИСАНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОМЕРНОЙ СРЕДЕ

А.Г.НИКОГОСЯН Поступила 3 ноября 2010

В работе теория групп привлекается для описания в одномерном приближении процедуры сложения неоднородных поглошающих и рассеивающих атмосфер. Неоднородность обусловлена изменением с глубиной коэффициента рассеяния. Приводится вывод представления группы композиции сред для трех различных случаев: неоднородные атмосферы, в которых коэффициент рассеяния меняется с глубиной непрерывным образом, составные или многокомпонентные атмосферы, а также частный случай однородных атмосфер. Дается дальнейшее развитие выдвинутой ранее нами идеи о решении задач теории переноса изтучения, заключающейся в том, что вначале находятся глобальные характеристики среды (коэффициенты отражения и пропускания), после чего внутреннее поле изтучения определяется для целого семейства сред без решения каких-либо новых уравнений. Отдельно рассматривается полубесконечная атмосфера. Для некоторых частных зависимостей коэффициента рассеяния от глубины удается получить простые аналитические решения, выражающиеся через элементарные функции. Описывается алгоритм численного решения задач переноса в неоднородных атмосферах.

Ключевые слова: *перенос излучения:одномерная среда: представление группы*

1. Введение. Важность рассмотрения задач переноса излучения в одномерной атмосфере обусловлена, по крайней мере, двумя причинами. Во-первых, такие задачи обычно легче поддаются решению и весьма удобны в применении. Вместе с тем, несмотря на приближение, они иногда могут обеспечить удовлетворительную точность в оценке тех или иных характеристик поля излучения в трехмерной среде с плоскопараллельной симметрией. Во-вторых, решение задач в этом приближении служит незаменимым подспорьем в понимании эффектов, связанных с самим процессом переноса, в случаях, когда именно они выдвигаются на первый план, а не вопросы, связанные с геометрией среды и пространственным распределением излучения.

Предыдущие наши работы [1-4] были посвящены переносу излучения в одномерной неоднородной атмосфере, когда коэффициент рассеяния (или вероятность переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния) λ является функцией оптической глубины. Рассматривались различные, наиболее часто встречаемые в приложениях, задачи и характерные сложности, возникающие при учете неоднородностей. Основная идея, развиваемая в указанных работах, заключается в следующем. Хорошо известно, что расчет

поля излучения в поглощающей и рассеивающей атмосфере сводится к решению уравнений переноса при соответствующих граничных условиях. Решение такой краевой задачи сталкивается с трудностями, связанными с тем, что в результате многократного рассеяния устанавливается связь между полем излучения в различных точках атмосферы. В трехмерных задачах вопрос сводится к решению интегральных или интегро-дифференциальных уравнений. Трудности возникают и при решении задач переноса излучения в одномерном приближении, если среда является неоднородной. Вместе с тем, как было нами показано, возможен другой, отличающийся от классического, подход, заключающийся в том, что предварительно находятся коэффициенты отражения и пропускания некоторого семейства атмосфер с различными оптическими толщинами, что является сравнительно легко разрешимой задачей с начальными условиями (задача Коши). Решение последней позволяет без особого труда определить поле излучения внутри исходной атмосферы вместе с различными его статистическими характеристиками, как, например, среднее число рассеяний или среднее время блуждания кванта в среде.

Данный подход мы будем развивать и в настоящей работе. Он основан на обобщенных, на случай неоднородной атмосферы, законах сложения для коэффициентов отражения и пропускания, полученных нами в [1,2]. Как известно, такие законы для однородной атмосферы впервые были получены Амбарцумяном в [5] (см. также [6]).

В настоящей работе впервые будет дано теоретико-групповое описание процедуры сложения или вычитания слоев различной оптической толщины и различных физических свойств. Определяется представление группы как для однородной, так и для неоднородных сред. Полученные результаты позволяют легко найти поле излучения внутри одномерной неоднородной атмосферы. Некоторые примеры таких решений приводятся в конце работы.

2. Группы композиции слоев. Введем понятие композиции или преобразования рассеивающих и поглошающих атмосфер, заключающееся в добавлении к исходной атмосфере другой, в общем случае, неоднородной атмосферы (или изъятии из исходной атмосферы какой-либо ее части). Предполагается, что последние не содержат первичных источников энергии. Введенные таким образом преобразования составляют группу, если под групповым произведением в ней понимать результирующее двух последовательных преобразований. Нетрудно видеть, что остальные условия для образования группы удовлетворяются. В частности, роль единичного элемента будет играть тождественное преобразование, оставляющее исходную атмосферу без изменения, а обратным элементам соответствуют преобразования, обратные по отношению к тому или иному уже проведенному преобразованию. Ассоциативность группового произведения

очевидна. Условимся такую группу преобразований называть группой GN2. Нетрудно понять, что она не является коммутативной. Важную роль среди такого рода групп играют группы, связанные с образованием многокомпонентной атмосферы. В этом случае под преобразованием будем понимать добавление (или изъятие) однородной среды, характеризующейся некоторой оптической толщиной и некоторым значением коэффициента рассеяния λ . Такая группа (назовем ее GNH2), будучи некоммутативной, является двупараметрической. В том частном случае, когда значение величины λ одинаково для всех прибавляемых или вычитаемых сред (группа GH2), мы приходим к случаю однородных атмосфер. Очевидно, что в этом случае группа коммутативна, т.е. является абелевой [7]. Кроме того она является однопараметрической, бесконечной и непрерывной.

Как известно, каждую однородную среду оптической толшины τ_0 можно характеризовать двумя величинами-коэффициентами отражения $r(\tau_0)$ и пропускания $q(\tau_0)$, имеющими вероятностный смысл. В то же время в работах автора [1,2] было показано, что неоднородная атмосфера обладает свойством полярности, т.е. ее оптические свойства описываются уже тремя параметрами – двумя коэффициентами отражения и одним коэффициентом прохождения.

На рис.1 схематически показаны два случая, когда на композитную среду, образованную в результате сложения двух неоднородных рассеивающих и поглощающих сред с оптическими толщинами т₁ и т₂, снаружи

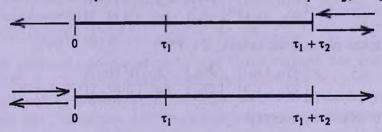


Рис.1. Отражение и пропускание композитной атмосферы.

падает квант света. Условимся чертой сверху обозначать коэффициент отражения каждой из сред при их освещении слева.

Формулы сложения для случая, изображенного на верхней части рисунка, имеют вид

$$q(\tau_1 + \tau_2) = \frac{q(\tau_1)q(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)}, \quad r(\tau_1 + \tau_2) = r(\tau_2) + \frac{r(\tau_1)q^2(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)}. \tag{1}$$

Для коэффициента отражения композитной атмосферой слева (нижняя часть рисунка) можно написать

$$\bar{r}(\tau_1 + \tau_2) = \bar{r}(\tau_1) + \frac{r(\tau_1)q^2(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)}$$
 (2)

Если ввести новые величины $P=q^{-1}$, $S=rq^{-1}$ и $\overline{S}=\overline{r}q^{-1}$, то первое из уравнений (1) можно будет переписать в виде

$$P(\tau_1 + \tau_2) = P(\tau_1)P(\tau_2) - S(\tau_1)\overline{S}(\tau_2). \tag{3}$$

Разделив второе из соотношений (1) на первое, после ряда несложных преобразований находим

$$S(\tau_1 + \tau_2) = P(\tau_1)S(\tau_2) + S(\tau_1)M(\tau_2), \tag{4}$$

гле $M(\tau) = \left[1 - S(\tau)\overline{S}(\tau)\right]/P(\tau)$. Аналогичные преобразования с использованием формулы сложения (2) дают

$$\overline{S}(\tau_1 + \tau_2) = P(\tau_2)\overline{S}(\tau_1) + \overline{S}(\tau_2)M(\tau_1). \tag{5}$$

Непосредственной проверкой можно удостовериться, что существует закон сложения и для величины $M(\tau)$

$$M(\tau_1 + \tau_2) = M(\tau_1)M(\tau_2) - S(\tau_1)\overline{S}(\tau_2). \tag{6}$$

Если ввести теперь в рассмотрение матрицы

$$\mathbf{A}(\tau) = \begin{pmatrix} P(\tau) & -\overline{S}(\tau) \\ S(\tau) & M(\tau) \end{pmatrix},\tag{7}$$

то нетрудно убедиться, что они также составляют группу и образуют представление группы GN2. Действительно, каждому элементу группы GN2 соответствует преобразование T(g)

$$\begin{pmatrix}
P(\tau_1 + \tau_2) \\
S(\tau_1 + \tau_2)
\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}
P(\tau_2) & -\overline{S}(\tau_2) \\
S(\tau_2) & M(\tau_2)
\end{pmatrix} \begin{pmatrix}
P(\tau_1) \\
S(\tau_1)
\end{pmatrix},$$
(8)

если среда освещается справа, и - Т'(g)

$$\begin{pmatrix}
P(\tau_1 + \tau_2) \\
\overline{S}(\tau_1 + \tau_2)
\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}
P(\tau_1) & -S(\tau_1) \\
\overline{S}(\tau_1) & M(\tau_1)
\end{pmatrix} \begin{pmatrix}
P(\tau_2) \\
\overline{S}(\tau_2)
\end{pmatrix},$$
(9)

в противоположном случае.

Далее, групповому произведению $g_1\otimes g_2$ соответствует матричное произведение $A(\tau_1+\tau_2)=A(\tau_2)A(\tau_1)$, т.е. $T(g_1\otimes g_2)=T(g_2)T(g_1)$ для правого освещения и $\widetilde{A}(\tau_1+\tau_2)=\widetilde{A}(\tau_1)\widetilde{A}(\tau_2)$, т.е. $T'(g_1\otimes g_2)=T'(g_1)T'(g_2)$ - для освещения слева (здесь тильдой мы обозначили транспонированную матрицу). Тождественному преобразованию, очевидно, соответствует единичная матрица: T(e)=E и T'(e)=E. Матрица $A(\tau)$ несингулярна (детерминант равен единице), поэтому существуют обратные матрицы

$$\mathbf{A}^{-1}(\tau) = \begin{pmatrix} \mathbf{M}(\tau) & S(\tau) \\ -\overline{S}(\tau) & P(\tau) \end{pmatrix}, \quad \widetilde{\mathbf{A}}^{-1}(\tau) = \begin{pmatrix} \mathbf{M}(\tau) & \overline{S}(\tau) \\ -S(\tau) & P(\tau) \end{pmatrix}. \tag{10}$$

Оба приведенных представления группы изоморфны, поскольку соответствие между группами GN2 и T(g), а также GN2 и T'(g), взаимооднозначное.

Для инфинитезимального оператора группы T(g) имеем

$$\Xi = \lim_{\tau \to 0} \frac{\mathbf{A}(\tau)}{\tau} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda}{2} & -\frac{\lambda}{2} \\ \frac{\lambda}{2} & -\left(1 - \frac{\lambda}{2}\right) \end{pmatrix}. \tag{11}$$

Отсюда соотношение (6) можно записать в дифференциальной форме

$$P'(\tau_0) = \left(1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\right)P(\tau_0) - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}S(\tau_0), \quad S'(\tau_0) = \frac{\lambda(\tau_0)}{2}P(\tau_0) - \left(1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\right)S(\tau_0), \quad (12)$$

P(0)=1, S(0)=0. Данная система уравнений впервые была получена нами в [1] (см. также [2]). С ее помощью для функций $P(\tau_0)$ и $S(\tau_0)$ можно получить отдельные уравнения

$$\frac{d^{2}P}{d\tau_{0}^{2}} - \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{dP}{d\tau_{0}} - \left(1 - \lambda - \frac{\lambda'}{\lambda}\right) P(\tau_{0}) = 0, \quad \frac{d^{2}S}{d\tau_{0}^{2}} - \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{dS}{d\tau_{0}} - \left(1 - \lambda + \frac{\lambda'}{\lambda}\right) S(\tau_{0}) = 0, \quad (13)$$

для решения которых, помимо приведенных выше начальных значений искомых функций, следует учесть, что $P'(0) = 1 - \lambda(0)/2$ и $S'(0) = \lambda(0)/2$.

В случае однородных атмосфер указанные уравнения, как и соответствующая плотность Лагранжиана, не содержат явным образом τ_0 (т.е. τ_0 является циклической координатой), поэтому трансляция оптической толщины является для системы (12) преобразованием симметрии. Вариационный подход, предложенный нами в работах [8,9] для уравнений типа (12), позволяет заключить, что данная система уравнений допускает закон сохранения вида

$$[P(\tau_0) - S(\tau_0)]^2 - (1 - \lambda)[P(\tau_0) + S(\tau_0)]^2 = \text{const}.$$
 (14)

Значение константы определяется из начальных условий для функций $P(\tau_0)$ и $S(\tau_0)$ и равно λ . Соотношение (14) несложно получить также непосредственно из уравнений (12). Оно хорошо известно в теории переноса излучения (см., например, [10]) и записывается через коэффициенты отражения и пропускания в виде

$$\lambda [1 + r(\tau_0)]^2 - 4r(\tau_0) = \lambda q^2(\tau_0).$$
 (15)

2.1. Поле излучения внутри среды. Как уже указывалось выше, знание коэффициентов отражения и пропускания для сред различной оптической толщины позволяет весьма просто определить поле излучения внутри некоторой атмосферы фиксированной оптической толщины. Рассмотрим перенос излучения в среде оптической толщины τ_0 , как это показано на верхней части рис. 2. Предположим, что коэффициент рассеяния меняется в среде непрерывным образом. Для описания поля излучения внутри среды введем в рассмотрение величины $U(\tau, \tau_0)$ и $V(\tau, \tau_0)$, представляющими собой вероятность того, что квант, падающий на границу среды τ_0 , в общем случае после многократных рассеяний окажется на

глубине τ , движущийся соответственно к границе 0 и τ_0 . Очевидно, что если задать величину падающего потока, то знание упомянутых вероятностей позволит перейти непосредственно к соответствующим интенсивностям.

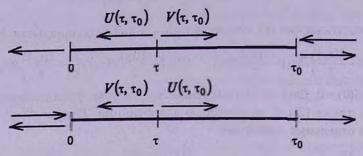


Рис.2. К определению поля излучения внутри среды.

По аналогии с группами, введенными выше, введем понятие группы трансляций оптической глубины, заключающееся в переходе от одной оптической толщины к другой. Условия необходимые для образования группы, как нетрудно проверить, удовлетворяются. Все, что говорилось относительно свойств группы GN2 для оптической толщины, в равной мере относится к композициям (трансляциям) оптической глубины. Единственное ограничение заключается в том, что значение оптической глубины, получаемой в результате трансляции, не должно превышать значение оптической толщины рассматриваемой среды. С учетом вероятностного смысла введенных нами величин можно написать

$$q(\tau_0) = U(\tau, \tau_0)q(\tau), \quad V(\tau, \tau_0) = r(\tau)U(\tau, \tau_0), \tag{16}$$

откуда

$$U(\tau, \tau_0) = q(\tau_0)P(\tau), \quad V(\tau, \tau_0) = q(\tau_0)S(\tau). \tag{17}$$

Таким образом, знание коэффициентов отражения и пропускания семейства атмосфер с оптическими толшинами, не превосходящими τ_0 , по сути дела, является достаточным для определения, без решения каких-либо новых уравнений, поля излучения внутри среды, освещаемой извне. Более того, если рассматривается, например, другая, часто встречаемая задача о свечении среды, содержащей внутри источники энергии, то знание функций $U(\tau, \tau_0)$ и $V(\tau, \tau_0)$ позволяет с учетом принципа обратимости оптических явлений определить интенсивности излучения выходящего из среды

$$I(0,\tau_0) = \int_0^{\tau_0} B(\tau)V(\tau,\tau_0)d\tau, \quad I(\tau_0,\tau_0) = \int_0^{\tau_0} B(\tau)U(\tau,\tau_0)d\tau, \quad (18)$$

где $B(\tau)$ - мощность внутренних источников энергии.

Принимая во внимание соотношения (17), нетрудно понять, что группа T(g) является одновременно и представлением группы трансляций

оптической глубины. В самом деле, на основании (8) можно написать

$$\begin{pmatrix} U(\tau + \tau', \tau_0) \\ V(\tau + \tau', \tau_0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P(\tau') & -\overline{S}(\tau') \\ S(\tau') & M(\tau') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U(\tau, \tau_0) \\ V(\tau, \tau_0) \end{pmatrix}.$$
(19)

Соотношения, вытекаемые из (19), показывают каким образом связаны между собой интенсивности излучения на разных глубинах атмосферы. Инфинитезимальный оператор представления группы трансляции оптических глубин совпадает, очевидно, с (11) и приводит к обычным уравнениям переноса

$$U'(\tau, \tau_0) = \left(1 - \frac{\lambda(\tau)}{2}\right) U(\tau, \tau_0) - \frac{\lambda(\tau)}{2} V(\tau, \tau_0),$$

$$V'(\tau, \tau_0) = \frac{\lambda(\tau)}{2} U(\tau, \tau_0) - \left(1 - \frac{\lambda(\tau)}{2}\right) V(\tau, \tau_0),$$
(20)

при условиях $U(\tau_0, \tau_0) = 1$, $V(0, \tau_0) = 0$.

Если атмосфера однородная, то, как и выше в случае оптических толщин, имеет место закон сохранения, который теперь возможно написать непосредственно на основании соотношений (14) и (17).

$$[U(\tau, \tau_0) - V(\tau, \tau_0)]^2 - (1 - \lambda)[U(\tau, \tau_0) + V(\tau, \tau_0)]^2 = \lambda q^2(\tau_0). \tag{21}$$

Несмотря на свою очевидность, данное соотношение долгое время оставалось неизвестным (см. также [8]).

Рассмотрим теперь случай, когда среда освещается со стороны границы 0, схематически показанный на нижней части рис.2. Соображения, аналогичные тем, приведенным при написании соотношений (17), позволяют заключить, что

$$U(\tau, \tau_0) = q(\tau_0) P(\tau_0 - \tau), \quad V(\tau, \tau_0) = q(\tau_0) \overline{S}(\tau_0 - \tau), \tag{22}$$

причем подразумевается, что в величинах, относящихся к толщине $\tau_0 - \tau$, коэффициент рассеяния меняется в интервале $[\tau, \tau_0]$. На основании (9) имеем

$$\begin{pmatrix}
P(\tau_0 - \tau) \\
\overline{S}(\tau_0 - \tau)
\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}
P(\tau') & -S(\tau') \\
\overline{S}(\tau') & M(\tau')
\end{pmatrix} \begin{pmatrix}
P(\tau_0 - \tau - \tau') \\
\overline{S}(\tau_0 - \tau - \tau')
\end{pmatrix},$$
(23)

откуда

$$\begin{pmatrix} U(\tau, \tau_0) \\ V(\tau, \tau_0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P(\tau') & -S(\tau') \\ \overline{S}(\tau') & M(\tau') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U(\tau + \tau', \tau_0) \\ V(\tau + \tau', \tau_0) \end{pmatrix},$$
 (24)

или

$$\begin{pmatrix} U(\tau + \tau', \tau_0) \\ \overline{V}(\tau + \tau', \tau_0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M(\tau') & \overline{S}(\tau') \\ -S(\tau') & P(\tau') \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U(\tau, \tau_0) \\ V(\tau, \tau_0) \end{pmatrix}.$$
(25)

В дифференциальной форме данное соотношение переходит в обычные уравнения переноса при условиях $U(0, \tau_0) = 1$, $V(\tau_0, \tau_0) = 0$. Полученные формулы являются необходимыми для рассмотрения часто встречаемой на практике задачи переноса излучения в полубесконечной атмосфере.

2.2. Полубесконечная атмосфера. В соотношениях (24) перейдем к пределу при $\tau_0 \to \infty$. За предельными значениями величин U и V (которые, очевидно, существуют), зависящими теперь лишь от оптической глубины, мы сохраним прежние обозначения. С учетом сказанного имеем $U(\tau) = P(\tau')U(\tau + \tau') - S(\tau')V(\tau + \tau'), \quad V(\tau) = \overline{S}(\tau')U(\tau + \tau') + M(\tau')V(\tau + \tau').$ (26) Отсюда можно получить целый ряд различных соотношений, некоторые из которых известны в теории переноса излучения в однородной среде.

Так, например, первое из формул (26) можно записать в виде
$$U(\tau + \tau') = g(\tau')U(\tau) + r(\tau')V(\tau + \tau'). \tag{27}$$

Принимая во внимание вторую из формул (22), запишем ее для данного случая как $V(\tau) = r_{\infty}U(\tau)$, где r_{∞} - коэффициент отражения полубесконечной атмосферы. Тогда находим

$$U(\tau + \tau') = g(\tau')U(\tau)/[1 - r_{\infty}r(\tau')],$$
 или $U(\tau + \tau') = U(\tau)U(\tau')$. (28)

Последнее соотношение отражает полугрупповое свойство функции $U(\tau)$. С учетом принципа обратимости оптических явлений можно заключить, что таким же свойством обладает и вероятность выхода из полубесконечной атмосферы кванта, движущегося на некоторой глубине по направлению к ее границе.

Приведем еще несколько результатов. Так, при $\tau = 0$ формула (22) дает

$$U(\tau) = q(\tau) + r(\tau)V(\tau). \tag{29}$$

где штрихи для простоты записи опущены. Другая подобного рода формула получается из второго соотношения (26) при подстановке $\tau=0$

$$r_{\infty} = \overline{r}(\tau) + g(\tau)V(\tau). \tag{30}$$

- В [11] данные формулы, записанные для однородной атмосферы, называются принципами инвариантности (подробнее об этом вопросе см. [12]). Соотношения (29) и (30) показывают, что интенсивности излучения на той или иной глубине полубесконечной атмосферы полностью определяются отражательной способностью этой атмосферы и оптическими свойствами конечной среды толщиной, равной рассматриваемой глубине.
- 3. Многокомпонентная атмосфера. В качестве примера неоднородной атмосферы рассмотрим многокомпонентную среду, состоящую из некоторого количества однородных сред, отличающихся друг от друга оптической толщиной и значением коэффициента рассеяния λ . Задача, заключающаяся в определении отражательной и пропускательной способности такой атмосферы, помимо того, что представляет самостоятельный интерес, является важной при разработке схемы численного расчета указанных величин для среды с непрерывным изменением λ .

Как уже упоминалось в начале работы, здесь мы имеем дело, в общем случае, с двупараметрической некоммутативной группой GNH2. Поскольку

теперь под преобразованием понимается добавление (или изъятие) однородной среды, то представление группы запишется в виде

$$\mathbf{A}(\tau,\lambda) = \begin{pmatrix} P(\tau,\lambda) & -S(\tau,\lambda) \\ S(\tau,\lambda) & M(\tau,\lambda) \end{pmatrix}. \tag{31}$$

$$q(\tau_0^{(N+1)}) = \begin{bmatrix} \tau_1 & \tau_2 & \tau_3 & -\tau_0^{(N)} \\ \tau_1 & \tau_2 & \tau_3 & \tau_0 & \tau_0 \end{bmatrix} \xrightarrow{\tau_0^{(N+1)}} \begin{bmatrix} \tau(\tau_0^{(N+1)}) & \tau_0^{(N+1)} \\ \tau_0^{(N+1)} & \tau_0^{(N+1)} \end{bmatrix}$$

Рис.3. Перенос излучения в многокомпонентной атмосфере.

Пусть задана многокомпонентная атмосфера, состоящая из N слоев, оптическая толщина которой равна $\tau_0^{(N)}$. Допустим, что среда освещается со стороны границы $\tau_0^{(N)}$, как это показано на рис.3. Тогда, на основании (8), для нахождения оптических характеристик такой среды будем иметь

$$\begin{pmatrix}
P(\tau_0^{(N+1)}) \\
S(\tau_0^{(N+1)})
\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}
P(\tau_N, \lambda_N) & -S(\tau_N, \lambda_N) \\
S(\tau_N, \lambda_N) & M(\tau_N, \lambda_N)
\end{pmatrix} \begin{pmatrix}
P(\tau_0^{(N)}) \\
S(\tau_0^{(N)})
\end{pmatrix},$$
(32)

в которой τ_N и λ_N относятся к прибавляемому однородному слою, поэтому для соответствующих величин P, S и M существуют явные выражения (см., например, [4,10])

$$P(\tau_N, \lambda_N) = \frac{1}{4 \, k_N} \left[(1 + k_N)^2 \, e^{k_N \, \lambda_N} - (1 - k_N)^2 \, e^{-k_N \, \lambda_N} \, \right], \tag{33}$$

$$S(\tau_N, \lambda_N) = \frac{1 - k_N^2}{2 k_{N'}} \operatorname{sh}(k_N \tau_{N'}), \tag{34}$$

$$M(\tau_N, \lambda_N) = \frac{1}{4 k_N} \left[(1 + k_N)^2 e^{-k_N \lambda_N} - (1 - k_N)^2 e^{k_N \lambda_N} \right], \tag{35}$$

где $k_{N'}=\sqrt{1-\lambda_N}$. Таким образом, путем нарашивания, при начальных условиях $P(\tau_0^{(0)})=1$, $S(\tau_0^{(0)})=0$, соотношение (32) позволяет определить искомые оптические характеристики многокомпонентной атмосферы. Для полноты приведем также полученную в [4] формулу для определения отражательной способности рассматриваемой атмосферы со стороны ее границы 0

$$\overline{S}\left(\tau_0^{(N)}\right) = \frac{1}{P\left(\tau_0^{(N-1)}\right)} \left[P\left(\tau_0^{(N)}\right)\overline{S}\left(\tau_0^{(N-1)}\right) + S(\tau_N, \lambda_N)\right]. \tag{36}$$

Чтобы в полной мере оценить важность полученных формул, необходимо отметить, что последние могут служить отправным пунктом для разработки простого алгоритма нахождения оптических характеристик атмосферы, в

которой коэффициент рассеяния меняется в среде непрерывным образом. В частности, если оптическую толщину прибавляемых однородных слоев взять одинаковой и достаточно малой, то в результате получим весьма эффективный способ численного решения обсуждаемой задачи. Как показывают расчеты, на практике всегда можно обеспечить точность, вполне достаточную для прикладных целей. Более подробно на этом вопросе остановимся ниже.

4. Заключительные замечания. Введенные представления групп выражают свойства симметрии задачи переноса излучения в отношении изменений оптической толщины, а также оптической глубины, когда речь илет о поле излучения внутри среды. В то же время они дают возможность легко построить решение задач переноса при произвольном законе изменения коэффициента рассеяния в атмосфере. При этом сначала находятся глобальные оптические характеристики среды (коэффициенты отражения и пропускания), что является задачей с начальными условиями, и только затем без решения каких-либо уравнений определяется поле излучения внутри нее. Данный подход позволяет получить сразу решение семейства задач, обеспечивая при этом высокую точность получаемых результатов для достаточно большого интервала изменения оптической толшины. Особую важность для практических целей представляет рассмотрение диффузии излучения в многокомпонентной атмосфере. Представление группы GNH2 в этом случае заключает в себе, по сути, простой алгоритм для сложения оптических параметров произвольного числа поглошающих и рассеивающих сред. С другой стороны, это же представление весьма успешно используется для построения решения задач, в которых коэффициент рассеяния меняется в атмосфере непрерывным образом. Некоторые из полученных результатов приведены на рис.4, 5, 6.

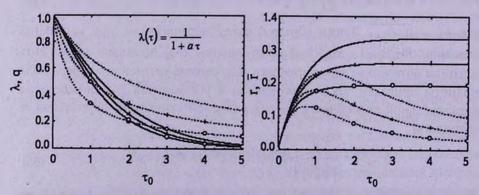


Рис.4. Левый снимок - коэффициенты рассеяния $\lambda(\tau) = 1/(1 + a \, \tau)$ (пунктир) и коэффициенты пропускания (сплошные линии); правый снимок - коэффициенты отражения соответствующие освещению справа и слева на рис.2. Кривые без значков относятся к случаю a=0.5, крестиками и кружками обозначаются кривые соответственно для a=1 и a=2.

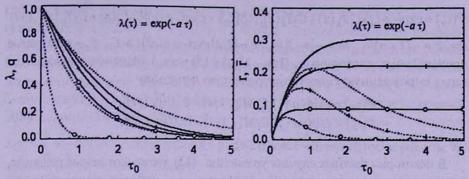


Рис.5. То же самое, что на рис.4 для коэффициента рассеяния $\lambda(\tau) = \exp(-a\,\tau)$. Кривые без значков относятся к случаю a=0.5, крестиками и кружками обозначаются кривые соответственно для a=1 и a=4.

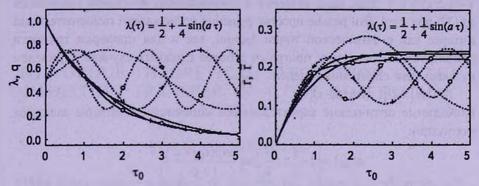


Рис.6. То же самое, что на рис.4 для коэффициента рассеяния $\lambda(\tau) = \frac{1}{2} + \frac{1}{4}\sin(a\tau)$. Кривые без значков относятся к случаю a=1, крестиками и кружками обозначаются кривые соответственно для a=2 и a=3.

Чтобы уяснить себе сугубо математический аспект результатов работы, следует отметить связь рассмотренных уравнений с уравнениями типа Риккати. Так, например, решение системы уравнений (12) эквивалентно решению дифференциального уравнения второго порядка

$$F''(\tau_0) - [1 - \lambda(\tau_0)]F(\tau_0) = 0$$
 (37)

для функции $F(\tau_0) = P(\tau_0) + S(\tau_0)$. Начальными условиями, очевидно, будут F(0) = F'(0) = 1. С другой стороны, хорошо известно (см., например, [13]), что замена по формуле u = F'/F приводит к следующему уравнению типа Риккати

$$u'(\tau_0) + u^2(\tau_0) = 1 - \lambda(\tau_0).$$
 (38)

К такому типу уравнений сводятся также уравнения (13). Решения указанных уравнений, в общем случае, выражаются через специальные функции. Так, например, для $\lambda(\tau_0) = \exp(-a\tau_0)$ общие решения уравнений (13) выражаются через функции Бесселя первого и второго рода и имеют вид

 $P(\tau_0) = \exp(-a\tau_0)[C_1J_k(x) + C_2Y_k(x)], S(\tau_0) = \exp(-a\tau_0)[C_1J_m(x) + C_2Y_m(x)],$ (39) где k = -(2+a)/a, m = -|a-2|/a, $x = (2/a)\exp(-a\tau_0/2)$, а C_1 , C_2 - некоторые произвольные постоянные. При $\lambda(\tau_0) = 1/(1+a\tau_0)$ решения выражаются через вырожденную гипергеометрическую функцию

$$P(\tau_0) = \exp(-a\tau_0)[C_1M(\beta, 1, t) + C_2U(\beta, 1, t)],$$

$$S(\tau_0) = \exp(-a\tau_0)[C_1M(\gamma, 1, t) + C_2U(\gamma, 1, t)],$$
(40)

где $t = 2[\tau_0 + (1/a)], \gamma = \beta - 1 = -(1/2a).$

В некоторых частных случаях уравнения (13) допускают явные решения, выраженные через элементарные функциии, т.е. простые явные решения соответствующих уравнений Риккати. Два из них связаны с понижением порядка указанных уравнений для $\lambda(\tau_0)$, удовлетворяющих условиям $1-\lambda\pm\lambda'/\lambda=0$. Еще одно решение в элементарных функциях получается из (39) при a=4. Эти редкие простые решения представляют самостоятельный интерес как с физической точки зрения, так и для проверки точности используемых расчетных программ в более сложных случаях. Приведем их здесь для справочных целей.

1. $\lambda(\tau) = 1/[1 + a \exp(-\tau)]$.

Глобальные оптические характеристики конечной атмосферы задаются формулами

$$q(\tau_0) = \left[1 + \left(a + \frac{1}{2}\right) \ln\left(\frac{\exp(\tau_0) + a}{1 + a}\right)\right]^{-1},$$

$$r(\tau_0) = 1 + 2a \exp(-\tau_0) - (1 + 2a)q(\tau_0),$$

$$\bar{r}(\tau_0) = [1 - q(\tau_0)]/(1 + 2a).$$
(41)

Коэффициент отражения от полубесконечной атмосферы равен, очевидно, $\bar{r}_{\infty}=1/(1+2\,a)$. Напомним, что знание данных величин дает возможность определить поле излучения внутри среды произвольной оптической толщины.

2. $\lambda(\tau) = 1/[1 + a \exp(\tau)].$

Для одноименных характеристик в рассматриваемом случае имеем

$$q(\tau_0) = \left[1 + \left(a \exp(\tau_0) + \frac{1}{2} \right) \ln \left(\frac{1+a}{\exp(-\tau_0) + a} \right) \right]^{-1},$$

$$r(\tau_0) = \left[1 - q(\tau_0) \right] / \left[1 + 2a \exp(\tau_0) \right],$$

$$\bar{r}(\tau_0) = 1 + 2a - \left[1 + 2a \exp(\tau_0) \right] q(\tau_0), \quad \bar{r}_{\infty} = 1 + 2a - 2 / \ln(1+a^{-1}).$$
(42)

3.
$$\lambda(\tau) = \exp(-4\tau)$$
.

$$q(\tau_0) = [\exp(\tau_0)\cos x - (1/2)\exp(\tau_0)\sin x]^{-1},$$

$$r(\tau_0) = (1/2)q(\tau_0)\exp(-\tau_0)\sin x,$$

$$\bar{r}(\tau_0) = q(\tau_0) \left[\exp(\tau_0)(2\sin x - \cos x) + \exp(-\tau_0)\left(\frac{1}{2}\sin x + \cos x\right)\right],$$
(43)

где $x=(1/2)[1-\exp(-2\tau_0)]$. Коэффициент отражения от полубесконечной среды в этом случае $\bar{r}_{\infty}=2\mathrm{tg}(1/2)-1=0.0926$. Зависимость этого коэффициента от значения параметра a в рассмотренных выше примерах различна. Если $r(\tau_0)$ представляет собой убывающую функцию от a, как это имеет место в первых двух примерах, а также при $\lambda(\tau_0)=\exp(-a\tau_0)$, то, как и следует ожидать, с ростом a отражательная способность соответствующей полубесконечной атмосферы будет падать. Вместе с тем в примере $\lambda(\tau)=\frac{1}{2}+\frac{1}{4}\sin a\tau$, показанном на рис.6, с ростом a значение величины r_{∞} сначала растет, а затем падает.

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

THE GROUP THEORETICAL DESCRIPTION OF THE RADIATION TRANSFER IN A ONE-DIMENSIONAL MEDIUM

A.G.NIKOGHOSSIAN

The group theory is applied to describe the adding procedure for one-dimensional inhomogeneous absorbing and scattering atmospheres. The inhomogeneity is due to variability of the scattering coefficient with depth. We derive the representation of the media composition groups for three different cases: inhomogeneous atmospheres with continuously varying scattering coefficient, composite or multi-component atmospheres, as well as the special case of homogeneous atmospheres. We develop further the idea we previously suggested for solving the problems of the radiation transfer, according to what one first finds the global characteristics of a medium (the reflection and transmission coefficients), after which the internal field of radiation is determined for a family of media without solving any new equation. Separately, the semi-infinite atmosphere is considered. For some special functions of the scattering coefficient of depth, we managed to obtain the simple analytical solutions in terms of elementary functions. An algorithm for numerical solution of the transfer problems in inhomogeneous atmospheres is described.

Key words: radiation transfer:one-dimensional medium:group's representation

ЛИТЕРАТУРА

- 1. A.G.Nikoghossian, Astron. Astrophys., 422, 1059, 2004.
- 2. А.Г. Никогосян, Астрофизика, 47, 123, 2004.
- 3. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 47, 289, 2004.
- 4. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 47, 481, 2004.
- В.А.Амбарцумян, Изв. АН АрмССР, 1-2, 1944.
- 6. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
- 7. Е.Вигнер, Теория групп, М., изд. ИЛ, 1961.
- 8. R.A. Krikorian, A.G. Nikoghossian, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, 56, 465, 1996.
- 9. A.G. Nikoghossian, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, 61, 345, 1999.
- В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.
- 11. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, М., изд. ИЛ, 1953.
- 12. А.Г. Никогосян, Астрофизика, 52, 471, 2008.
- 13. В.И.Смирнов, Курс высшей математики, т.2, М., Наука, 1974.

выпуск 1

NOTES

TWO NEW N-TYPE CARBON STARS FOUND IN THE DFBS

- 1. Introduction. In this paper we report the finding of the two new N-type carbon (C) stars (DFBS J020008.7+413747 and DFBS J230835.0+403537). These objects were selected on the DFBS (Digitized First Byurakan Survey [1]) plates as a C star candidates at declination centered on $\delta = +39^{\circ}$ [2]. The DFBS plates are analysed with the help of standard image analysis softwares (FITSView and SAOImage ds9). Both objects are very faint close to the FBS plate limit and they were not selected in previous studies which was based on the detection of the absorption bands of C_2 molecule in low-resolution (lr) spectra [2].
- 2. Optical spectroscopy and spectral types. To confirm the C star nature higher resolution and deeper spectroscopic observations have been performed for both objects. The observations were carried out on 9/10.11.2009 on the 2.6 m telescope at the Byurakan Astrophysical Observatory, with the ByuFOSC2 spectrograph. The detector is a Lick 3 2063 × 2058 CCD with $15\mu m \times 15\mu m$ pixels. The resulting dispersion is 1.9 Å/pixel with wavelength coverage $\lambda 5000$ 7250Å . The wavelength and flux calibrations are performed with the ESO-MIDAS software.

Fig.1 presents ByuFOSC2 spectra for two new confirmed DFBS C stars. The spectral type of the objects is determined by comparing their spectrum to the spectra of the C stars AC Per (N5), SU And (N5) and TU Tau (N4) [3]. For DFBS J230835.0+403537, the spectrum shows strong C₂ bands. The bands of the red system near λ6672Å (2.5), λ6760Å (1.4), λ6885Å (0.3) are clearly visible. The isotopic bands in the λ6100Å are present (but not strong). All these features suggest spectral type N. The spectral subtype of DFBS J230835.0+403537 can be adopted as N4. The spectrum of DFBS J020008.7+413747 looks qualitatively similar to that DFBS J230835.0+403537, which suggests it is also N-type (N5) carbon star.

3. Photometry and variability. Due to their faintness both stars are not detected by IRAS [4]. However, J, H and K_s magnitudes are retrived from 2MASS Point Source Catalogue [5] while B and R magnitudes are retrived from

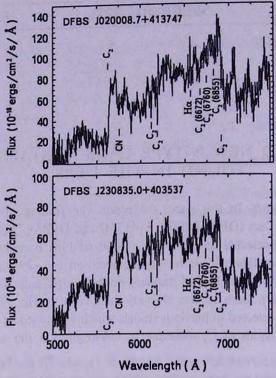


Fig.1. ByuFOSC2 spectrum of two new N-type carbon stars.

the USNO-B1.0 catalogue [6]. For both objects two R magnitudes are given in USNO-B1.0 and an average is adopted. In parallel, we used Northern Sky Variability Survey [7] database to study the variability of both objects. Both objects are classified as variables in catalogue [8]. Photometric data, as well as 2MASS identification for both objects are listed in Table 1.

Table 1
PHOTOMETRIC DATA FOR TWO N-TYPE DFBS C STARS

Name	DFBS J020008.7+413747	DFBS J230835.0+403537
2MASS Identification	J02000890+4137474	J23083509+4035344
J (mag)	10.867	10.445
H (mag)	9.549	8.924
K (mag)	8.656	7.799
B (mag)	16.76	16.36
R (mag)	14.27	13.42
NSVS type	SR	Mira
NSVS period (days)	383	361

NOTES 165

4. Distances. We made use of two different approaches to estimate the distance to the stars based on the K_s magnitude. First we estimate the photometric distance using infrared color-magnitude relations [9,10]. From both relations [9,10] and taking into account of the uncertainty on $M(K_s)$ we determine a mean value for $M(K_s)$ (-7.82 \pm 0.31 and -7.65 \pm 0.31) leading to a distance for DFBS J020008.7+413747 and DFBS J230835.0+403537 of respectively 19.5 kpc and 12.0 kpc.

The distance can also be determined from Period-Luminosity relation using NSVS periods. For SR variables and Mira-type variables we adopt relations presented in papers [11,12]. This leads for DFBS J020008.7+413747 to a distance of 20.8 ± 4.8 kpc and for DFBS J230835.0+403537 to a distance of 13.9 ± 1.7 kpc. We adopt the statistically averaged distances from both methods: 19.9 ± 2.4 and 12.1 ± 1.7 kpc respectively for DFBS J020008.7+413747 and DFBS J230835.0+403537. Mass-loss rate was estimated $\sim 9 \times 10^{-8} \, M_{\odot}/\rm yr$ and $\sim 3 \times 10^{-7} \, M_{\odot}/\rm yr$ respectively for DFBS J020008.7+413747 and DFBS J230835.0+403537 using empirical relation presented in paper [13].

Acknowledgements. K.S.Gigoyan acknowledges supports from "Projet International de Cooperation Scientifique (PICS) and "Europlanet FP6". This research has made use of the SIMBAD database and VizieR service, CDS, Strasbourg, France.

Две новые углеродные звезды класса N из DFBS. Для двух новых углеродных звезд DFBS J020008.7+413747 и DFBS J230835.0+403537, отобранных на оцифрованных пластинках Первого Бюраканского Обзора неба (DFBS), оценены расстояния, а также потеря массы.

Ключевые слова: обзоры:углеродные звезды

6 октября 2010

V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am

² OAMP, LAM, CNRS, Universite de Provence, France, e-mail: Delphine.Russeil@oamp.fr

³ Universite de Versalles Saint-Quentin, LATMO-IPSL, France, e-mail: alain.sarkissian@latmos.ipsl.fr

⁴ Armenian State Pedagogical University After Kh.Abovyan, Yerevan, Armenia, e-mail: mar_avt@mail.ru

K.S.Gigoyan Д.Руссей D.Russeil A.Саркиссиан A.Sarkissian M.Автандилян M.Avtandilyan

К.С.Гитоян

REFERENCES

- 1. A.M.Mickaelian, R.Nesci, C.Rossi et al., Astron. Astrophys., 464, 1177, 2007.
- 2. K.S. Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi et al., Astron. Astrophys., 371, 560, 2001.
- 3. C. Barnbaum, P.S. Stone, P.C. Keenan, Astrophys. J. Suppl. Ser., 105, 419, 1996.
- 4. IRAS Faint Source Catalogue, at http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=II/156A
- 2MASS Point Source Cataloue is available at http://irsa.ipac.caltech.edu/ 2mass
- 6. D.G.Monet, S.E.Levine, B.Canzian et al., Astron. J., 125, 984, 2003.
- 7. P.R. Wozniak, W.T. Vesterlund, C.W. Akerlof et al., Astron. J., 127, 2436, 2004.
- 8. Red Variables in the NSVS-http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR/-source=J/AJ/128/2965
- 9. G.C.Sloan, K.E.Kraemer, P.R.Wood et al., Astrophys. J., 686, 1056, 2008.
- 10. N. Mauron, Astron. Astrophys., 482, 151, 2008.
- 11. G.P.Knapp, D.Pourbaix, D.Platais, A.Jorissen, Astron. Astrophys., 403, 993, 2003.
- 12. M. Groenewegen, P. Whitelock, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 281, 1347, 1996.
- 13. T.LeBertre, Astron. Astrophys., 324, 1059, 1997.

АСТРОФИЗИКА

TOM 54

ФЕВРАЛЬ, 2011

выпуск 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА SBS 0150+339

В данной заметке приводятся архивные спектральные данные о переменной по низкодисперсионным спектральным пластинкам Бюраканских обзоров.

Переменность данной звезды (RA = $01^h53^m21^s.50$, Dec. = $+34^o08'56''.4$, 2000.0) нами была открыта по спвктральным обзорным пластинкам 1972г., где звезда хорошо видна, ее блеск $\sim 16^m$, а спектр имеет сильный ультрафиолет. Сравнением с синей и красной картой Первого Паломарского обозрения было установлено, что на синей карте изображение этой звезды находится на пределе видимости, а на красной - ниже предельной звездной величины снимка. На оцифрованных пластинках Первого Бюраканского обзора звезда также не видна. Предельная звездная величина снимков около $\sim 17^m.5$. В каталоге Второго обзора звезда не отмечена как переменная [1].

По низкодисперсионным спектрам 1972 и 1975гг., где звезда, повидимому, находится вблизи максимума блеска, видно, что спектр имеет вид голубого звездного объекта без следов сильных эмиссионных линий, что соответствует виду спектра звезд типа U Gem вблизи их максимума. Ниже (рис.1) приведен низкодисперсионный спектр этой звезды.

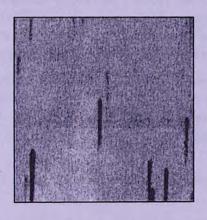


Рис.1. Низкодисперсионный бесшелевой слабый спектр выше центра, полученный 29.12.1975г. на пластинке Kodak IllaJ с 1°.5 призмой. Север - сверху, восток - слева.

Интересно отметить, что на пластинке, полученной 26.12.1975г. звезда не видна, а на пластинках, полученных 29.12.1975г. ее спектр хорошо виден, хотя предельные звездные величины всех трех пластинок примерно одинаковы, ~18^m.0. Это значит, что подъем блеска произошел между 26 и 29 декабря 1975г.

Эти данные не были своевременно опубликованы, а переменность звезды была подтверждена по новым базам данных и внесена в AAVSO International Variable Star Index [2], где приведена кривая блеска переменной по уже опубликованным данным.

В табл.1 приведены оценки блеска данного объекта по низкодисперсионным оцифрованным обзорным спектрам Первого и Второго обзора. Блеск звезды по спектральным наблюдениям был оценен нами глазомерно с помощью звезд ближайших окрестностей, данные о них взяты из GSC, версия 2.3.2.

Таблица 1

ОЦЕНКИ БЛЕСКА ПЕРЕМЕННОЙ

Обзор	Дата	Спектр
SBS	29.11.1972	16.5
SBS	23.09.1974	18
FBS	11.06.1975	17.5
SBS	25.12.1975	18
FBS	25.12.1975	17.5
SBS	26.12.1975	18
SBS	29.12.1975 1	16
SBS	29.12.1975 2	16.5

На пластинках Второго Бюраканского обзора в 1972 и 1975гг. зафиксированы два больших увеличения ее блеска. Впервые получены спектры переменной. На пластинке Гамбургского обзора H2133, предельная звездная величина которой ~18^m, она не видна. Наши данные подтверждают, что звезда является эруптивной переменной скорее всего типа U Gem.

Variable star SBS 0150+339. From the plates of the Byurakan Sky Surveys was supported the variability of SBS 0150+339. Using all our observations this star showed two increasing brightness events from 1972 up to 1975 years. The low-dispersion spectra near its maximum support, that it is the CV-type variable.

Key words: stars:variable - individual:SBS 0150+339

3 ноября 2010 Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: lke@bao.sci.am

Л.К.Ерастова L.K.Erastova

КРАТКИЕ СООБШЕНИЯ

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.A.Stepanian, Rev. Mex. Astron. Astrof., 41, 155-368, 2005.
- 2. C. Watson, A.A. Henden, A. Price, http://www.aavso.org/vsx/

Laur

CONTENTS

On the kinematics of the local cosmic void	
O.G.Nasonova, I.D.Karachentsev	5
The second Byurakan survey galaxies. I. The optical database	
M. Gyulzadyan, B. McLean, V.Zh. Adibekyan, R.J. Allen,	
D. Kunth, A. Petrosian, J.A. Stepanian	21
On the variability of emission spectrum of Sy2 galaxy Mark6	
E. Ye. Khachikian, N.S. Asatrian, A.N. Burenkov	35
Nova Cygni 1975 (V1500 Cyg) in 2000-2009 and nature of synodical. period	
A.A.Litvinchova, E.P.Pavlenko, S.Yu.Shugarov	47
B and Be-stars in the young open stellar clusters NGC 659 and NGC 7419	
S.L.Malchenko, A.E.Tarasov	63
Runaway spectral-double star from the ⊙¹ Ori C system	
E. Vitrichenko, V. Tsymbal, L. Bychkova, V. Bychkov	81
Atomic line broadening by thermal energy fluctuations in stellar atmospheres and plasma diagnostics	
O. Cardona	89
On dust irradiation in molecular clouds. II. CR doses	
A.G. Yeghikyan	103
Toroidal magnetic field of a superfluid neutron star in post-newtonian approximation	
D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, A.Malekian	119
On the oscillations of angular velocity of pulsars	
K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan	131
Superfluid Rotation in frame of GRT	
D.M.Sedrakian, R.Krikorian	139
The group theoretical description of the radiation transfer in a one-dimensional medium	
A.G. Nikoghossian	149
NOTES	
Two new N-type Carbon stars found in the DFBS	
K.S. Gigoyan, D. Russeil, A. Sarkissian, M. Avtandilyan	163
Variable star SBS 0150+339	
L.K.Erastova	167

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

РАСШИРЕНИЕ АТОМНЫХ ЛИНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ	
ФЛУКТУАЦИЯМИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЗВЕЗДНЫХ	
АТМОСФЕРАХ И ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ	
О.Кардона	89
ОБ ОБЛУЧЕНИИ ПЫЛИ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ. II. ДОЗЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ	
А.Г.Егикян	103
ТОРОИДАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СВЕРХТЕКУЧЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В ПОСТ-НЬЮТОНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ	
Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, А.Малекян	119
ОБ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ	
К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян	131
вращение сверхтекучей жидкости в рамках ото	
Д.М.Седракян, Р.Крикорян	139
ТЕОРЕТИКО-ГРУППОВОЕ ОПИСАНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕ- НИЯ В ОДНОМЕРНОЙ СРЕДЕ	
А.Г.Никогосян	149
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ДВЕ НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ КЛАССА N ИЗ DFBS	
К.С.Гигоян, Л.Руссей, А.Саркиссиан, М.Автандилян	163
ПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА SBS 0150+339	
Л.К.Ерастова	167