ISSN - 0571 - 1712

ԱՍՏՂԱՖԻՉԻԿԱ АСТРОФИЗИКА **TOM 61**

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

ИСПРАВЛЕННЫЕ ЗА ПЫЛЬ ТЕМПЫ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ГАЛАКТИКАХ С ВНЕШНЕЙ КОЛЬЦЕВОЙ СТРУКТУРОЙ	
И.П.Костюк, О.К.Сильченко	5
ОБ ОСОБЕННОСТЯХ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ Ас/Вс ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА НД 37806	
М.А.Погодин, С.Е.Павловский, О.В.Козлова,	
Н.Г.Бескровная, И.Ю.Алексеев, Г.Г.Валявин	15
О КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЯХ ЯРКОСТИ Р Cygni	
Н.Кочиашвили, С.Берадзе, Р.Нацвлишвили,	
И.Кочиашвили, М.Вардосанидзе, А.Паннике	31
ФОТОСФЕРНЫЕ ПЯТНА И ВСПЫШКА НА АКТИВНОЙ КАРЛИКОВОЙ ЗВЕЗДЕ FR Cnc	•
А.В.Кожевникова, В.П.Кожевников, И.Ю.Алексеев	41
О СОДЕРЖАНИИ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПЕРЕМЕН- НЫХ ТИПА RR ЛИРЫ ПОЛЯ И ИХ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРАХ	
М.Л.Гожа, В.А.Марсаков, В.В.Коваль	55
НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ КАТАЛОГА КР2001, НАЙДЕН- НЫЕ ИЗ БАЗЫ ДАННЫХ ОБЗОРА ПЕРЕМЕННОСТИ СЕВЕР- НОГО НЕБА	
Г.В.Петросян	65

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

EPEBAH

Խմրագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմքագիր՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան) Գլխավոր խմքագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան) Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)

Ժ.Ալնսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գննդին (Ռուսաստան), Ե.Թնրզյան (ԱՄՆ), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան), Ի.Գ.Կարաչննցև (Ռուսաստան), Տ.Յու.Մաղաքյան (Հայաստան), Ա.Մ.Միքայնլյան (Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ռուսաստան), Յու.Ա.Շչնկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չնրնպաշչուկ (Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլննկո (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռնշնտնիկով (Ռուսաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձն (Վրաստան), Դ.Մ.Սնդրակյան (Հայաստան), Մ.Տուրատտո (Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)

Заместители главного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия) Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), Е.П.Павленко (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Д.М.Седракян (Армения), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), Э.Е.Хачикян (Армения), А.М.Черепашук (Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Щекинов (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, ասաղաթաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով։ Հանդեսը նախստեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար։

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2018

АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

ИСПРАВЛЕННЫЕ ЗА ПЫЛЬ ТЕМПЫ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ГАЛАКТИКАХ С ВНЕШНЕЙ КОЛЬЦЕВОЙ СТРУКТУРОЙ

И.П.КОСТЮК¹, О.К.СИЛЬЧЕНКО² Поступила 22 августа 2017 Принята к печати 14 декабря 2017

Для 34-х дисковых галактик ранних морфологических типов, у которых присутствует внешняя кольцевая структура и имеется ультрафиолетовое излучение в кольце, были определены и исправлены за внутреннее поглощение в галактиках темпы звездообразования SFR, их поверхностные плотности $\Sigma_{\rm exp}$ и абсолютные AB звездные величины M_A как во внешних кольцевых деталях, так и для всей галактики. Использовались данные космических миссий GALEX (в ультрафиолетовых полосах NUV и FUV) и WISE (в инфракрасной полосе W4 22 µm). Среднее относительное отклонение исправленных SFR и $\Sigma_{\rm exp}$, полученных в полосах NUV и FUV, составляет всего 19.0%, и поэтому для статистических сопоставлений использовались их средние значения. Приводятся зависимости исправленных темпов звездообразования в кольце и во всей галактике, а также их ультрафиолетовых цветов от их абсолютных звездных величин.

Ключевые слова: эволюция галактик: структура галактик: спиральные галактики: линзовидные галактики: звездообразование: пыль в галактиках

1. Введение. В работе [1] мы приводили результаты вычислений наблюдаемых темпов звездообразования (SFR), их поверхностных плотностей (Σ_{SFR}) и АВ звездных величин (т,) для кольцевых деталей в выборке галактик с внешними кольцами. Для вычисления темпов звездообразования использовались данные космической миссии GALEX (http://galex.stsci.edu/GR6/) в ультрафиолетовых (УФ) полосах NUV (1750-2800 A) и FUV (1350-1750 A). Однако ультрафиолетовое излучение, благодаря коротким длинам волн, сильно поглощается пылью. В работе [1] мы исправляли ультрафиолетовые данные только за пыль переднего фона, сосредоточенную в нашей Галактике на луче зрения, направленном от нас на исследуемые галактики с кольцами. В настоящей работе мы сделали попытку исправить наблюдаемые УФ излучения молодых звезд в галактиках и соответствующие им темпы звездообразования за возможное присутствие внутренней пыли в галактиках. Пыль, погруженная в области звездообразования, нагревается молодыми массивными звездами и излучает в инфракрасном диапазоне спектра. Таким образом, величину поглощения в ультрафиолете можно оценить, измеряя интенсивность излучения галактики на длинах волн в десятки микрон. Мы применили этот подход также к исправлению ультрафиолетовых звездных величин как во внешних кольцевых деталях, так и для всей галактики в целом.

2. Исправление ультрафиолетового излучения за поглощение пылью в галактиках. Вычисления наблюдаемых и исправленных за внутреннее поглощение пылью потоков УФ излучения молодых звезл в галактиках, а также соответствующих им значений SFR (Mo год⁻¹), Σ₅₅₀ (M_@ год⁻¹кпк⁻²), т_{ав} проводились для 34-х галактик из списка дисковых галактик ранних типов с внешними кольцеобразными структурами [2]. составленного на основе каталога ARRAKIS (Atlas of resonance rings as known in the S'G. [3]). На картах GALEX кольцевые детали этих галактик имеют заметное УФ излучение, что доказывает присутствие звездообразования в кольнах в течение последних нескольких сотен миллионов лет. В пронессе оценки УФ излучения колец мы удаляли из суммарного потока вклад звезд переднего фона и галактик заднего фона: в диафрагмах разного размера. центрированных на фоновые объекты, вычислялся их поток, который потом вычитался из изображения галактики и заменялся средним значением потока галактики вокруг диафрагмы. Морфологический тип исследуемых галактик от S0 до Sb, согласно каталогу ARRAKIS, в котором использовались результаты первой фазы классификации галактик [4] по изображениям в полосе 3.6 мкм из каталога S⁴G (The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies, [5]). В данной работе для исследования свойств кольцевых галактик использовался оптический морфологический тип галактик, приведенный в S⁴G ([5], http:// /irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/S4G/). Поскольку при классификации галактик по инфракрасным изображениям в [4] отмечается эффект более ранней классификации по сравнению с оптическими данными, то при использовании оптического морфологического типа из S⁴G две галактики. как оказалось, имеют тип Sbc. Размеры и отношения осей кольцевой детали брались из каталога ARRAKIS. Параметры для всей галактики брались из каталога S⁴G на длине волны 3.6 µm. Учитывались поправки за поглощение пылью нашей Галактики, как описано в [1]. Расстояния до галактик брались из базы данных NED.

Наблюдаемые и исправленные значения SFR (M_{\odot} год⁻¹) вычислялись через наблюдаемые и исправленные значения светимости L (эрг с⁻¹) по формулам из [6,7] в полосах NUV и FUV космической миссии GALEX. Мы использовали начальную функцию масс звезд Солпитера [8] с пределами масс 0.1-100 M_{\odot} и допущение постоянных по времени в течение последних 100-400 млн. лет темпов звездообразования. Формулы для исправленных светимостей: L(FUV)con=L(FUV)obs+3.89L(25 µm), L(NUV)con=L(NUV)obs + 2.26L(25 µm) [6,7]. В данной работе для расчета исправленных УФсветимостей как колец, так и галактик в целом, использовались инфракрасные изображения галактик на длине волны 22 µm, полученные на космическом телескопе WISE [9] (http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/wise/). Переход от светимостей L(22 µm), получаемых по картам космической миссии WISE, к L(25 µm), используемых для определения Lcorr, осуществлялся по формуле из [10]: L(25 µm)/L(22 µm)==1.05 ± 0.22. Среди исследуемых 34-х галактик имеется галактика с мощным активным ядром, NGC1068, центральная часть которой при оценке интегральных потоков вырезалась из ультрафиолетовых и инфракрасного изображений. Для работы с изображениями космических миссий GALEX и WISE использовались программы DS9 [11]. Наблюдаемые m_{AB} вычислялись по формулам, приведенным на сайте GALEX. А исправленные за внутреннее поглощение в галактиках абсолютные звездные величины M_{AB} определялись из исправленных значений светимости Lcorr.

Наблюдаемые и исправленные темпы звездообразования SFR определялись отдельно в полосах NUV и FUV. Их сравнение между собой приведено на рис.1. Среднее отклонение исправленных logSFR(FUV) и logSFR(NUV) от диагонали (рис.1 справа, верхняя часть) составляет 0.08, среднее квадратичное



Рис.1. Сравнение наблюдаемых (слева) и исправленных за поглощение внутренней пылью УФ излучения (справа) значений logSFR(M_{\odot} год⁻¹) для 34-х галактик (заполненные кружки) и их кольцевых деталей (пустые кружки) в полосах NUV и FUV космической миссии GALEX. В верхних частях рисунков приводится отклонение $\Delta = \text{logSFR}(\text{NUV}) - -\log\text{SFR}(\text{FUV})$. Пунктирная линия соответствует нулевому значению Δ .

7

И.П.КОСТЮК, О.К.СИЛЬЧЕНКО

отклонение 0.08, максимальное отклонение 0.29 dex. Соответствующие величины для наблюдаемых logSFR (рис.1 слева) до исправления за внутреннюю пыль: 0.33, 0.23, 0.97. Мы видим, что применяемый метод исправления светимостей в полосах NUV и FUV за поглощение пылью в дисках галактик УФ излучения сильно улучшает сходимость оценок темпов звездообразования по разным ультрафиолетовым полосам. Далее используются средние значения между logSFR(FUV)corr и logSFR(NUV)corr, которые обозначаются как logSFRcorr. Средняя ошибка значений logSFRcorr составляет 0.12 (квадратура ошибок на верхнем рис.1 справа и ошибок вычислений logSFR из [1]). Соответственно, для средних значений log $\Sigma_{SFRcorr}$ средняя ошибка составляет 0.09. Средние ошибки исправленных AB звездных величин составляют 0^m.07 для NUV и 0^m.09 для FUV полосы.

3. Исправленные темпы звездообразования в галактиках с внешними кольцами и в их кольцевых деталях. В работе [12] приводится зависимость наблюдаемых показателей цвета (FUV-NUV) и наблюдаемых абсолютных АВ звездных величин М_{АВ} в ультрафиолетовой полосе FUV для разных морфологических типов. В работе [1] была представлена такая же зависимость для кольцевых деталей 34-х галактик, которая соответствует приведенной в [12], но со сдвигом в более слабые светимости. На рис.2 для разных морфологических типов кольцевых галактик приводится



Рис.2. Зависимость наблюдаемых (слева) и исправленных за поглощение пылью УФ излучения (справа) показателей цвета (FUV-NUV) и абсолютных звездных величин М(FUV) для 34-х кольцеобразных галактик (пустые квадраты - кольца, морфологический тип S0+S0/а; пустые кружки - галактики, морфологический тип S0+S0/а; заполненные квадраты - кольца, морфологический тип S; заполненные кружки - галактики, морфологический тип S). Прямая горизонтальная линия соответствует (FUV-NUV)obs = 0.9, которая, согласно [12], отделяет спиральные и неправильные галактики от большинства галактик ранних типов, в которых, по мнению [12], в ультрафиолетовом излучении доминируют старые звезды.

зависимость их показателей цвета (FUV-NUV) от абсолютной АВ звездной величины в полосе FUV, как наблюдаемых значений (по аналогии с данными из [12]), так и значений, исправленных за внутреннее поглощение в галактиках. Галактики в целом (рис.2 слева), как и их кольцеобразные детали [1], показывают такой же тренд, как и в [12]. После исправления за поглощение пылью (рис.2 справа) видно, что разброс по значениям (FUV-NUV) становится в два раза меньше, и корреляция между цветом и абсолютной звездной величиной в ультрафиолете значительно улучшается. Морфологические типы S0 и S0/а объединены, так как между этими типами различия в ультрафиолетовых показателях цвета статистически не значимы (как для наблюдаемых, так и исправленных значений).

В табл.1 приводятся средние значения (FUV-NUV) и их среднеквадратичные отклонения (σ) для галактик в целом и для их кольцевых деталей в зависимости от морфологического типа галактики (T). Значения исправленных цветов (FUV-NUV) различаются статистически значимо как между галактикой и кольцом внутри одного морфологического типа, так и между различными морфологическими типами внутри совокупностей галактик и колец. Исправленные цвета (FUV-NUV) в кольцах по сравнению со всей галактикой краснее для всех морфологических типов.

Таблица 1

СРЕДНИЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ (FUV-NUV)obs И ИСПРАВЛЕННЫЕ (FUV-NUV)con ЗНАЧЕНИЯ, ИХ СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ (о) И КОЛИЧЕСТВО ГАЛАКТИК (N) В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МОРФОЛОГИЧЕСКОГО ТИПА (T) ИЗ КАТАЛОГА S⁴G ОТДЕЛЬНО ДЛЯ ГАЛАКТИКИ В ЦЕЛОМ (galaxy) И ЕЕ КОЛЬЦЕВОЙ ДЕТАЛИ (ring)

Т	(FUV-NUV)obs		(FUV-NUV)corr		(FUV-NUV)obs		(FUV-NUV)corr		N
	galaxy	σ	galaxy	σ	ring	σ	ring	σ	-
S0+S0/a S	1.25 0.59	0.58 0.20	0.34 0.14	0.25 0.13	1.22 0.48	0.75 0.24	0.73 0.42	0.28 0.11	14 20

На рис.3 сопоставляются средние поверхностные плотности темпов звездообразования в кольцевой детали $\log \Sigma_{SFR} \operatorname{corr}(\operatorname{ring})$ с темпом звездообразования во всей кольцеобразной галактике logSFRcorr(galaxy) и с ее линейным размером R. Корреляция очевидным образом отсутствует. Средние значения поверхностной плотности темпов звездообразования в кольцах $\log \Sigma_{SFR} \operatorname{corr}(\operatorname{ring})$ для разных морфологических типов не отличаются: -3.14 для S0 галактик, -3.13 для S0/a, -3.06 для S и -3.09 для всех галактик при практически одинаковом

9

И.П.КОСТЮК, О.К.СИЛЬЧЕНКО

стандартном отклонении, которое составляет 0.50. Можно отметить, что не обнаружена зависимость величины logΣsfRcon (ring) от темпа звездообразования всей галактики, от линейного размера галактики и морфологического типа галактики, хотя разброс точек довольно большой.



Рис.3. Зависимость поверхностной плотности темпа звездообразования logΣъгкет(ring) (*M* год⁻¹кпк⁻²) кольцевой детали от темпа звездообразования logSFRcorr(galaxy) (*M* год⁻¹) всей галактики (слева) и линейного радиуса галактики по S⁴G (справа).

На рис.4 справа показана зависимость логарифма доли кольца в темпе звездообразования всей галактики. Эта доля не зависит от морфологического



Рис.4. Слева: зависимость логарифмов темпов звездообразования в кольцевой детали logSFRcorr(ring) от темпов звездообразования во всей галактике logSFRcorr(galaxy). Справа: зависимость логарифма доли кольцевой детали в SFR всей галактики от морфологического типа из S⁴G. Прямая линия соответствует среднему значению этой доли.

типа: среднее значение logSFR(galaxy)-logSFR(ring) составляет 0.8 со стандартным отклонением 0.28, что соответствует доле кольца в темпе звездообразования всей галактики равной 0.16. Зависимость темпов звездообразования кольца и галактики в целом хорошо аппроксимируется линейным законом y = x - 0.8 (рис.4 слева).

На рис.5 представлена гистограмма распределения величины logSFRcorr для спиральных галактик (20 из 34 галактик), для кольцевой детали и для всей галактики в целом. Распределение для кольцевой детали значимо уже, чем для галактики в целом. Такой универсальный характер звездообразования во внешнем кольце может быть связан с единой природой формирования внешних колец. Поскольку в выборке в равной мере присутствуют как галактики с барами, так и галактики заведомо без баров, мы скорее объясним эту универсальность происхождением газа в кольце, чем динамическими механизмами выделения радиальной зоны его накопления.



Рис.5. Гистограмма распределения значений logSFRcon для кольцевых спиральных галактик (серые столбики) и их кольцевых деталей (белые столбики).

4. Выводы. Исправленные за внутреннее поглощение на основании данных миссии WISE в полосе 22 µm темпы звездообразования в УФ полосах NUV и FUV миссии GALEX показали хорошее согласие между собой.

Исправленный за внутреннее поглощение в галактиках показатель цвета (FUV-NUV) как у галактик в целом, так и у их колец, имеет узкий интервал в 1 звездную величину (в 2 раза уже наблюдаемого без исправления за пыль интервала) и, по критериям, обоснованным в [12], соответствует недавнему (в пределах нескольких сотен миллионов лет) звездообразованию - как в спиральных, так и в линзовидных галактиках с ультрафиолетовыми кольцами.

И.П.КОСТЮК, О.К.СИЛЬЧЕНКО

Природа звездообразования в кольцах спиральных и линзовидных галактик, возможно, не одна и та же; или же различаются геометрия пространственного распределения молодых звезд и пыли. Это выражается в том, что исправленный ультрафиолетовый цвет (FUV-NUV) колец в линзовидных галактиках систематически краснее, чем в спиральных. Но интересно, что доля кольца в темпе звездообразования всей галактики постоянна и не зависит от морфологического типа галактики Т.

Работа основана на данных ультрафиолетового космического телескопа GALEX, собранных в общедоступном архиве The MultiMission Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST) в STScI, CIIIA. Также мы использовали данные космического телескопа WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer), который является совместным проектом Университета Калифорнии в Лос-Анжелесе и Лаборатории реактивного движения в Калифорнийском технологическом институте, финансируемой NASA; инфракрасные данные собраны в архиве NASA/IPAC Infrared Science Archive. Характеристики исследуемых галактик брались из базы данных NED (NASA/IPAC Extragalactic Database), которая, как и архив инфракрасных данных, поддерживается Лабораторией реактивного движения Калифорнийского технологического института по контракту с NASA.

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия, e-mail: kostiuk@sao.ru

² Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия, e-mail: olga@sai.msu.su

DUST-CORRECTED STAR FORMATION RATES IN GALAXIES WITH OUTER RINGS

I.KOSTIUK¹, O.SILCHENKO²

We have determined star formation rates, SFR, corrected for the intrinsic dust effect as well as the corrected SFR surface densities and absolute AB magnitudes in the ultraviolet, M_{AB} , for 34 early-type disk galaxies where outer rings are detected and where we have revealed UV-signal in the rings; the characteristics have been determined for the outer rings separately and for the galaxies as a whole. We have used the public data of the space telescopes GALEX (in the UV-bands NUV and FUV) and WISE (in the NIR-band W4, 22 μ m). The mean relative difference between the corrected SFR and Σ_{SFR} , measured in the bands NUV and FUV, is equal now only to 19.0%, so for statistical consideration we take the SFR values averaged over FUV and NUV estimates. We demonstrate the relations between the dust-corrected SFR characteristics, UV colours, the galaxy morphological type, absolute magnitude for the galaxies and its ring structure.

Key words: galaxy evolution: structure of galaxies: spiral galaxies: lenticular galaxies: star formation: dust

ЛИТЕРАТУРА

- 1. I.P.Kostiuk, O.K.Silchenko, Baltic Astronomy, 25, 331, 2016.
- 2. I.P.Kostiuk, O.K.Silchenko, Astrophys. Bull., 70, 280, 2015.
- 3. S. Comerón, H.Salo, E. Laurikainen et al., Astron. Astrophys., 562, 121, 2014.
- 4. R.J.Buta, E.Athanassoula, A.Bosma et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 217, 32, 2015.
- 5. K.Sheth, M.Regan, J.L.Hinz et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 122, 1397, 2010.
- 6. C.-N.Hao, R.C.Kennicutt Jr., B.D.Johnson et al., Astrophys. J., 741, 124, 2011.
- 7. R.C.Kennicutt Jr., N.J.Evans II, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 50, 531, 2012.
- 8. E.E.Salpeter, Astrophys. J., 121, 161, 1955.
- 9. E.L. Wright, P.R.M.Eisenhardt, A.Mainzer et al., Astron. J., 140, 1868, 2010.
- C. Catalán-Torrecilla, A. Gil de Paz, A. Castillo-Morales et al., Astron. Astrophys., 584, 87, 2015.
- 11. W.A.Joye, E.Mandel, ASP Conference Series, 295, 489, 2003.
- 12. A. Gil de Paz, S. Boissier, B.F. Madore et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 173, 185, 2007.



АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ Ас/Вс ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА НД 37806

М.А.ПОГОДИН¹, С.Е.ПАВЛОВСКИЙ¹, О.В.КОЗЛОВА², Н.Г.БЕСКРОВНАЯ¹, И.Ю.АЛЕКСЕЕВ², Г.Г.ВАЛЯВИН³ Поступила 28 августа 2017 Принята к печати 14 декабря 2017

Представлены результаты спектроскопического исследования Ас/Ве звезды Хербига НD 37806, проведенного с 2009 по 2017гг. с использованием спектрографов высокого разрешения в Крымской астрофизической обсерватории и обсерватории OAN SPM в Мексике. Проанализировано 72 спектра объекта, полученных в области линий На, НВ, Неј 5876 и D Nal. Были получены следующие результаты: 1. На масштабе времени порядка месяца линия На может изменять тип своего профиля с Р Суд III на двойной эмиссионный и обратно: 2. У профилей линий На и D NaI наблюдаются узкие абсорбционные компоненты, меняющие свои лучевые скорости с характерным временем порядка одни сутки; 3. В отдельные даты у профилей линий НВ, НеІ 5876 и D Nal появлялись признаки аккрещии вещества на звезду с характерным временем жизни в несколько суток. Была рассмотрена возможная интерпретация наблюдаемых явлений. Трансформация профиля Но может быть связана с изменением внешней широтной границы зоны ветра. Узкие переменные абсорбционных линий могут быть результатом вращения локальных азимутальных неоднородностей в зоне встра, возникающих в результате взаимодействия диска с магнитосферой звезды в режиме пропеллера. Были рассмотрены результаты нескольких современных теоретических работ, предсказывающих формирование подобной неоднородной структуры ветра. Было высказано предположение, что эпизоды появления признаков аккреции у профилей спектральных линий не могут быть следствием модуляции этих профилей вращением звезлы. а возникают скорее всего в результате резких непродолжительных изменений темпа аккреции. Отмечается, что желательно продолжение программы спектральных наблюдений HD 37806 с целью поиска циклической переменности спектральных параметров для выявления прямых признаков магнитосферной аккреции и обнаружения возможной двойственности объекта.

Ключевые слова: Ae/Be звезды Хербига: околозвездные оболочки: дисковая аккреция: ветер: HD 37806

1. Введение. Изолированная Ae/Be звезда Хербига HD 37806 (МWC 120, B8-A2), расположенная вблизи ассоциации Orion OB Ib, была отмечена, как звезда с эмиссионными линиями в спектре, еще в ранних работах Мэррилла и Бевел [1] и Свингса и Струве [2]. После обнаружения у нее избытка излучения в дальней инфракрасной области спектра по данным IRAS (Оудмайер и др. [3]) она была включена в расширенный список молодых Ae/Be звезд Хербига Тэ и др. [4]. К ее особенностям можно отнести слабое покраснение (Av < 0^m.1, [5,6]), большую величину $V\sin i = 120 \pm 30$ км/с [7,8] и значительную скорость удаления от Солнца $+47 \pm 21$ км/с [8]. Объект был

м.а.погодин и др.

даже включен в каталог "убегающих" звезд (Тэтцлафф и др. [9]). По данным спектроастрометрии (Вилрайт и др. [10]) у HD 37806 было заподозрено наличие второго компаньона с $\Delta \rho \ge 0^{\circ}.1$ и $\Delta m \le 5^{m}$, с указанием, что этот факт требует подтверждения. Попытки измерить магнитное поле HD 37806 не привели к значимому результату (Вэйд и др. [11], Алесян и др. [8], Багнуло и др. [12]). Тем не менее, высокоточная фотометрия со спутника MOST (Русинский и др. [13]) позволила обнаружить малоамплитудную циклическую переменность блеска объекта с периодом около 1.5 суток. Авторы интерпретировали этот результат как эффект вращательной модуляции, вызванный горячим контрастным пятном на поверхности звезды. Такое пятно может быть признаком магнитосферного характера аккреции из диска на звезду.

Особенности спектра HD 37806 к настоящему времени изучены мало. Если подобные исследования и проводились, то они не представлены в печати. В основном приводился профиль эмиссионной линии На в различные сезоны наблюдений с интервалом между ними в несколько месяцев и лет. Описание этого профиля с 1995 по 2007гг. дается Харрингтоном и Куном [14] со ссылкой на более ранние работы [15-17]. Во все сезоны профиль демонстрировал два основных эмиссионных компонента, разделенных центральной абсорбцией. Голубой компонент всегда имел меньшую интенсивность, чем красный, а его форма изменялась в достаточно широких пределах. Иногда его интенсивность была сравнима с интенсивностью красного компонента, иногда она уменьшалась настолько, что сам профиль приобретал вид Р Суg III по классификации Билса [18]. В последнем случае в области голубой эмиссии могла появиться многокомпонентная структура в виде вторичных абсорбционных деталей.

Цель настоящей работы является: a) на основе собственных наблюдений исследовать спектральные особенности HD 37806 на временном масштабе от месяцев и лет до суток, причем не ограничиваться одной лишь линией H α , но использовать и другие линии, такие, как H β , HeI 5876 и дублет D Nal; б) проверить корреляции между изменением параметров различных линий и в) попытаться интерпретировать обнаруженные наблюдаемые явления на основе существующих представлений об объектах этого типа.

2. Наблюдения. Основные наблюдения проводились в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) на 2.6-м телескопе ЗТШ. До осени 2013г. использовался кудэ спектрограф, оснащенный ПЗС-камерой, обеспечивающей спектральное разрешение с R ~ 20000. В течение 6-ти наблюдательных сезонов с 2009 по 2013гг. было получено 18 усредненных за ночь спектров в области На, один спектр в области Нβ и 11 усредненных

за ночь спектров в области линии HeI 5876 и дублета D Nal. После ввола в эксплуатацию эшелле спектрографа высокого разрешения, наши наблюдения стали проводиться только на нем. Ввиду того, что используемый ПЗС поиемник не перекрывал полностью эшелльное двумерное изображение. спектры в области На и в областях НВ, НеІ 5876 и D Nal могли быть получены только в виде двух отдельных экспозиций с переводом угла дифракционной решетки. Спектральное разрешение аппаратуры было также порядка R = 20000. Всего с 2013 по 2017гг. было получено 7 усредненных за ночь спектров в области На и 8 спектров, содержащих линии НВ, НеІ 5876 и D NaI в течение 8 дат за 3 наблюдательных сезона: декабрь 2013г., ноябрь 2016г. и март 2017г. Дополнительно были использованы эшелле спектры, полученные в течение 3-х дат в феврале 2010г. на 2.1-м телескопе со спектрографом ESPRESSO в обсерватории OAN SPM в Мексике при разрешении R~18000 (по 9 спектров за каждую ночь). Таким образом всего мы располагали 72-мя спектрами высокого разрешения для 29-ти наблюдательных дат, охватывающих период с 2009 по 2017гг.

В настоящей статье мы не приводим полный перечень имеющихся спектров с указанием конкретных дат наблюдений и измеренных параметров отдельных спектральных линий, так как полученные нами временные ряды недостаточно продолжительны и не всегда равномерно распределены по времени. Поэтому на данном этапе мы проводим ограниченный и преимущественно качественный анализ наших результатов, предполагая продолжить его более детально по мере получения новых данных наблюдений, которые планируется провести одновременно на нескольких обсерваториях.

Вся первичная обработка спектрального материала проводилась с применением стандартных программ, используемых в обсерваториях КрАО и OAN SPM. При нормировке профилей Н β , имеющих штарковские крылья, превышающие по ширине центральные области профиля, искаженные околозвездной компонентой, применялся синтетический атмосферный профиль, рассчитанный с помощью программы SYNTH [19] и базы данных VALD, для модельных параметров, взятых для HD 37806 из литературы: T_{eff} = 10000 K, logg = 4.0, *V*sin*i* = 120 км/с и собственную скорость звезды относительно Солнца +50 км/с. Все полученные спектры были приведены в систему длин волн и лучевых скоростей, связанную со звездой.

3. Результаты наблюдений.

3.1. Эмиссионные профили На. Больше всего спектров за весь период наблюдений было получено в области линии На. Рис.1 иллюстрирует основные типы профилей этой линии, наблюдавшиеся в различные сезоны. Наиболее часто встречается двойной эмиссионный профиль с изменяющимся

отношением V/R, которое при этом всегда остается меньше единицы. Все части профиля переменны, особенно сильные изменения происходят в области голубого эмиссионного компонента, но центральная абсорбция меняется слабо. Интенсивность ее минимума всегда остается примерно на уровне единицы от непрерывного спектра (1 Fc), а положение по шкале лучевых скоростей Vr колеблется в пределах от -30 до -50 км/с в различные даты. Подобный тип профиля На наблюдался с ноября 2009г. (показан на рис.1) по ноябрь 2011г., в декабре 2013г. и в марте 2017г. (показан на рис.4).

Когда отношение *V/R* сильно уменьшалось, то эмиссионный профиль начинал выглядеть как P Cyg III, такой тип профиля наблюдался осенью 2012г., весной 2013г. (показан на рис.1), а также в ноябре 2016г. (см. рис.4).



Рис.1. Типичные нормированные профили линии На, наблюдавшиеся в спектре HD37806 в различные даты (указаны на рисунке). Шкала лучевых скоростей привязана к звезде. Здесь переменность голубого эмиссионного максимума, наблюдающаяся во все даты, становилась наиболее заметной на фоне мало интенсивного эмиссионного компонента и проявлялась в форме бегущих волн интенсивности (3 сезона на рис.1). При этом глубина и положение центральной абсорбционной детали оставались такими же, как и в случае двойного эмиссионного профиля.

В целом можно сказать, что наши наблюдения подтвердили основные особенности типа профиля линии На в спектре HD 37806, описанные в 2009г. в работе [14], но, дополнительно, была получена новая информация. Теперь стало возможным сделать вывод о существовании двух компонент его переменности. Первая из них - это изменение самого типа профиля от двойного эмиссионного к Р Суд III и наоборот. Обычно не было замечено таких трансформаций в течение одного сезона, тип профиля сохранялся во все даты. Но одно исключение было в начале 2013г. На рис.1 (правая часть) видно, что с января по март голубой эмиссионный максимум заметно вырос в интенсивности, весь профиль стал промежуточным между Р Суд III и двойным эмиссионным. Трансформация профиля началась еще в феврале (не показано), и, по-видимому, ее направление было в сторону превращения профиля в двойной эмиссионный. Во всяком случае, именно таким профиль и стал в декабре 2013г. Таким образом, мы можем сделать вывод, что характерное время подобных трансформаций профиля должно быть порядка месяца.

Вторая компонента переменности профиля - это уже упомянутые бегущие волны интенсивности, наблюдающиеся главным образом в области голубого эмиссионного максимума во все даты, но наиболее заметные, когда этот максимум становится мало интенсивным (тип профиля Р Cyg III). Эти изменения происходили от ночи к ночи, и их временной масштаб сравним с ожидаемым периодом вращения звезды.

3.2. Профили Нβ и HeI 5876. Регулярные наблюдения в линии Нβ по нашей программе начались только с осени 2016г., до этого наблюдения в этой области проводились только эпизодически. Были получены: один спектр с кудэ спектрографом в ноябре 2009г. (см рис.4), 3 эшелле спектра в феврале 2010г. в обсерватории OAN SPM и еще один эшелле спектр в декабре 2013г. Общее число полученных спектров достаточно невелико (всего 12), но именно они дали возможность обнаружить одно необычное явление, о котором пойдет речь в последней части этого раздела.

То же самое можно сказать и о линии HeI 5876. О ней также пойдет речь в конце раздела. Спектров в области этой линии было получено гораздо больше, чем для Hβ (всего 22), но их изменения настолько многообразны, что данных все же не хватает для их полной систематизации. Основные типы профилей этой линии, наблюдавшиеся в разные даты, показаны на рис.2.

м.а.погодин и др.

Все они имеют околозвездное происхождение, атмосферный компонент линии у звезд подобного спектрального класса крайне слаб. Наиболее часто наблюдается двухкомпонентный профиль с абсорбцией в красной части и эмиссией в голубой части профиля. О таком типе профилей HeI 5876, характерных для Ae/Be звезд Хербига (и, в частности, для HD 37806), говорилось еще в работе Бема и Каталы [7]. Считается, что это профиль типа обратного Р Суg, образующийся при аккреции газа на звезду. На рис.2 видно, что эмиссия в синей части профиля меняет свою интенсивность от дате к дате. Но иногда она исчезает совсем (в 2016-2017гг.), а 3 января 2012г. и голубая и красная части профиля наблюдались в эмиссии, образуя двойной эмиссионный профиль.



Рис.2. Различные типы профилей линии HeI 5876, наблюдавшиеся в спектре HD37806. Штриховой линией показан уровень непрерывного спектра. Шкала лучевых скоростей и остальные обозначения те же, что на рис.1.

3.3. Узкие абсорбционные компоненты линий дублета D NaI. В спектре HD 37806 линии дублета натрия наблюдались в виде эмиссии небольшой интенсивности с максимумом приблизительно на нулевой скорости и наложенной на нее группой узких абсорбционных линий, состав и лучевые скорости которых менялись от даты к дате. В ноябре 2009г. и феврале 2010г. была отчетливо видна только одна линия, имеющая вид межзвездной (IS), но на лучевой скорости около -30 км/с. При этом ее асимметрия указывала на наличие еще одной более голубой компоненты (верхний график в левой части рис.3).

Во все последующие сезоны наблюдалось уже несколько подобных линий. Среди них всегда присутствовала пара линий с постоянными скоростями



Рис.3. Профили линий дублета D Nai в разные даты наблюдений. Пунктирными линиями показаны уровень непрерывного спектра и лабораторные длины волн обеих компонент дублета D₁ и D₂. Шкала длин волн привязана к звезде.

около -30 и -50 км/с. В ноябре 2012г. появилась третья голубая компонента, в январе 2013г. она наблюдалась снова и за одни сутки сместилась по лучевой скорости с -145 до -115 км/с. В конце февраля она была также видна на скорости -105 км/с, но в эту же дату 27.02 появилась и четвертая, уже красная компонента на скорости +45 км/с (рис.3, левая часть).

После большого перерыва в наблюдениях, уже в марте 2017г. голубые узкие компоненты, помимо двух постоянных на -30 и -50 км/с, не наблюдались, но появились красные. 8 марта их еще не было видно, но уже 9 марта стала видна линия на почти нулевой скорости (+5 км/с), а 10 марта к ней добавилась еще одна на скорости около +20 км/с (рис.3, правая часть).

Следует отметить, что все перечисленные узкие абсорбционные линиидублета натрия были четко видны на профилях обеих линий дублета D_1 и D_2 , и их измеренные скорости на профилях каждого из них совпадали в пределах не хуже ± 1 км/с. Судя по отношению интенсивностей абсорбционных линий на профилях D_1 и D_2 , все они не являются насыщенными.

На нашем сравнительно небольшом наблюдательном материале трудно обнаружить какие-либо закономерности в появлении и исчезновении локальных абсорбционных компонент профилей как линий Hα, так и D NaI. Но нам удалось наблюдать два эпизода, когда изменения всех исследуемых спектральных линий носили глобальный характер.

3.4. Эпизоды появления признаков аккреции на профилях спектральных линий. С ноября 2016г. начались систематические наблюдения спектров HD 37806 по нашей программе, когда получались эшелле спектры практически одновременно в линиях На, НВ, Hel 5876 и D Nal (не считая время на перевод решетки). Они продолжились в марте 2017г., и выявилась существенная разница в особенностях профилей всех спектральных линий в эти два сезона. На рис.4 видно, что в ноябре 2016г. линия На имела профиль типа Р Суд III, а в марте 2017г. наблюдался ее двойной эмиссионный профиль. При этом профиль линии НВ в 2016г. был также типа Р Суд III. но в 2017г. его вид был прямо противоположный - двойной эмиссионный профиль с признаками обратного Р Суд, который наблюдался двое суток (6 и 7 марта), а потом его признаки исчезли (9 марта). Похожую картину можно увидеть на спектрах, относящихся к единственной дате 30 ноября 2009г., когда линия Нα имела двойной эмиссионный профиль, а линия Нβ эмиссионный профиль с признаками обратного Р Суд (также приведены в верхней части рис.4). На рис.5 показаны профили линий HeI 5876 и D NaI, относящиеся к сезонам наблюдений в 2016 и 2017гг. (30 ноября 2009г. спектры в этой области не наблюдались). В 2016г. линия гелия имела симметричный абсорбционный профиль с границей красного конца на уровне

1 Fc около +200 км/с, а в марте 2017 г. красное крыло стало гораздо шире, граница красного конца имела скорости +360 км/с (6 марта) и +380 км/с (7 марта). 9 марта профиль снова стал практически симметричным с красной границей на +250 км/с. На профилях линий дублета натрия в эти 2 даты



Радиальная скорость (км/с)

Рис.4. Нормированные профили линий Нα и Нβ, иллюстрирующие эпизоды, когда на профилях линий Hβ, HeI 5876 и D Nal появлялись признаки аккреции. Пунктирной линией показан синтетический атмосферный профиль Hβ, рассчитанный для модели, параметры которой указаны в разделе 2 (Наблюдения). Остальные обозначения те же, что на рис.1.

м.а.погодин и др.



Рис.5. Профили линий HeI 5876 и D NaI, иллюстрирующие появление и развитие признаков аккреции на профилях в марте 2017г. Пунктирными линиями показаны уровень непрерывного спектра и лабораторные длины волн линии гелия и обеих компонент дублета натрия. Узкие лубокие абсорбщионные компоненты линий D NaI искусственно обрезаны, чтобы добиться крупного масштаба рисунка. Остальные обозначения те же, что на рис.3.

также появились красные абсорбционные компоненты, более широкие, чем обычные IS-подобные абсорбции, простирающиеся в красную сторону до +110 км/с (6 марта) и +140 км/с (7 марта). 9 марта они исчезли.

Наблюдаемая картина свидетельствует об эпизодическом появлении признаков аккреции на звезду, которые наблюдаются одновременно в линиях

Нβ, Hel 5876 и D Nal. Во время обоих эпизодов профиль линии Hα имел двойной эмиссионный тип. Насколько это обстоятельство может быть связано с природой самого эпизода в настоящее время сказать пока трудно. Характерное время развития и затухания аккреционного эпизода можно оценить по эволюции профилей линий в марте 2017г. 6 марта признаки аккреции были уже в полном развитии, 7 марта они наблюдались также, но к 9 марта исчезли полностью. Начало эпизода мы не застали, но уже можно сказать, что он продолжался несколько дней. То есть, его длительность существенно превышала ожидаемый период вращения звезды (1.0-1.5 суток).

4. Обсуждение результатов. Результаты, полученные в данной работе, в целом, находятся в согласии с существующими представлениями о структуре околозвездных оболочек Ае/Ве звезд Хербига.

4.1. Трансформация эмиссионного профиля линии На. Наблюдаемый тип профиля линии На и все формы его переменности можно феноменологически объяснить в рамках геометрической модели, где звезда окружена аккреционным диском, а зона ветра занимает область более высоких широт. В случае промежуточной ориентации диска, луч зрения, пересекая зону ветра вблизи ее внешней границы по широте, может проходить через эту зону лишь частично и по-разному в разное время в зависимости от изменения геометрической формы внешней широтной границы зоны. Можно предположить, что: а) внешняя широтная граница зоны ветра увеличивается при удалении от звезды ("flared geometry"), и б) скорость истечения вещества в ветре, начиная с какого-то расстояния, происходит с замедлением (что естественно ожидать, если механизмом разгона ветра является магнитная центрифуга). В этом случае, если луч зрения проходит через зону ветра полностью, то будет наблюдаться классический Р Суд профиль линии (тип Р Суд II), если при этом не будет пересекаться внутренняя зона ветра, где его скорость максимальна, то образуется профиль типа Р Суд III со вторичным голубым эмиссионным максимумом. А если луч зрения пересекает только самую удаленную область ветра, где скорость ветра уже мала - будет виден просто асимметричный двойной эмиссионный профиль с центральной абсорбцией, слегка смещенной в голубую сторону.

Таким образом, превращение профиля линии Нα из Р Суд III в двойной эмиссионный и наоборот на масштабе времени в месяцы можно просто объяснить изменением широтного распределения зоны ветра. Такая интерпретация уже не раз применялась при анализе переменности формы профилей линий у Ае/Ве звезд Хербига (см., например, работу Курчакова и др. [20]).

4.2. Появление локальных абсорбционных деталей на профилях

линий Hα, Hβ, и дублета натрия. Лучевые скорости локальных абсорбционных деталей этих линий переменны с характерным временем в одни сутки, что сравнимо с ожидаемым периодом вращения звезды. Природа подобных образований обсуждалась уже в ряде работ, она связывалась с существованием в ветре локальных азимутальных неоднородностей, вращающихся вместе со звездой. В гидродинамических моделях Гринина и др. [21], Романовой и др. [22,23] и Шульмана [24] возникновение струйной структуры ветра объяснялось, как результат взаимодействия внутреннего аккреционного диска с магнитосферой звезды при условии, что она глубоко проникает в диск и имеет угловой момент вращения больше, чем вещество в кеплеровском диске (режим пропеллера). Эпизодическое появление подобных абсорбционных линий в области не только отрицательных, но и положительных скоростей может быть связано с азимутальной неоднородностью аккреционных потоков внутри магнитосферы.

Появление неоднородной азимутальной структуры ветра в вышеперечисленных работах связывалось с магнитосферным характером аккрешионного процесса, однако, прямых доказательств наличия магнитосферы у HD 37806 пока не представлено. Единственным косвенным свидетельством ее существования может быть циклическая фотомерическая переменность с периодом порядка 1.5 суток, о которой упоминалось в [13].

Помимо переменных локальных абсорбнионных деталей, наблюдающихся на профилях На и D NaI, имеются и такие, лучевая скорость которых оставалась постоянной или слабо меняющейся за весь период наших наблюдений. Это центральная абсорбция на профиле На с малыми изменениями скорости в пределах от -30 до -50 км/с и две узкие компоненты на профиле линий дублета натрия, всегда показывающие скорости около -30 и -50 км/с. Возможно, что такое совпадение не случайно, и что все эти детали формируются в удаленном высокоскоростном ветре, уже достигшем своей терминальной скорости. Компоненты линий натрия могут также образоваться в межзвездных облаках на луче зрения, двигающихся от Солнца с меньшими скоростями, чем HD 37806.

4.3. Эпизоды появления признаков аккреции на профилях спектральных линий. За весь период наших наблюдений мы наблюдали два эпизода, когда четкие признаки аккреции появлялись одновременно на профилях линий Hβ, HeI 5876 и D NaI: в марте 2017г. и, частично, в ноябре 2009г., когда наблюдения проводились только в области двух бальмеровских линий. В 2017г. это явление было незаметно на профилях линии Hα, но в 2009г., как видно на рис.4, красное крыло профиля этой линии также наблюдалось в депрессии. По ходу развития этого события с 6 по 9 марта 2017г. был сделан вывод, что характерное время такого эпизода должно составлять несколько дней.

Это в любом случае больше, чем ожидаемый период вращения звезды. Если использовать оценки, взятые из литературы: $V\sin i = 120 \pm 30$ км/с, радиус звезды от 2.1 до 4.6 радиусов Солнца, а sini порядка 0.7-0.8, то период вращения с учетом всех неопределенностей этих оценок должен составлять от 1 до 1.5 суток. Таким образом, наблюдавшиеся эпизоды появления признаков аккреции: а) не могли быть следствием вращательной модуляции при вращении оболочки с имеющейся в ней азимутальной неоднородностью типа магнитного полюса, не лежащего на оси вращения и б) должны быть результатом процессов, захватывающих значительный объем оболочки, одновременно перекрывающий районы формирования таких линий как HeI 5876 и D NaI. Возможно, что подобные эпизоды могут быть связаны с локальными всплесками темпа аккреции у HD 37806.

И, наконец, мы не можем исключить возможную двойственность объекта, которая была заподозрена в работе [10]. В пользу реальности такого предположения говорит аномально низкая точность определения величины $V\sin i = 120 \pm 30$ км/с [7] и скорости удаления объекта от Солнца $+47 \pm 21$ км/с [8]. В нашей работе мы попытались независимо определить собственную скорость HD 37806, используя мелкие фотосферные линии в области 4400-4500 ангстрем, доступной для наблюдения со спектрографом ESPRESSO в обсерватории OAN SPM в Мексике. Оказалось, что наш результат практически совпадает с оценкой из [8]: $+44 \pm 17$ км/с. Возможно, что низкая точность определения этой величины связана с тем, что мы измеряем лучевые скорости линий, относящихся к спектрам разных компонентов двойной системы, имеющих на данный момент разные орбитальные скорости.

5. Заключение. Анализ данных спектроскопии HD 37806, полученных в рамках нашей программы, позволил выявить ряд особенностей переменности спектральных линий этого объекта:

1. Эмиссионная линия Нα может менять тип своего профиля от Р Суд III до двойного эмиссионного профиля и наоборот на масштабе времени порядка месяцев. Мы предположили, что это явление может быть связано с изменениями внешней широтной границы зоны ветра.

2. У профилей линий Нα и D NaI имеются узкие абсорбционные компоненты, число и лучевые скорости которых меняются с характерным временем одни сутки. Они появляются главным образом в области отрицательных скоростей, но иногда присутствуют и в красной части профилей линий. Современные теоретические работы предсказывают возникновение структурной неоднородности ветра, содержащего спиралевидные струи, в результате взаимодействия аккреционного диска с магнитосферой звезды в так называемом режиме пропеллера. Подобные локальные неоднородности, вращаясь вместе со звездой и ее магнитосферой, могут пересекать луч зрения и проявляться в виде узких абсорбционных линий. Модели также предполагают возможность азимугальной спратификации аккреционного потока внутри магнитосферы. Это обстоятельство могло бы быть причиной появления узких абсорбционных линий в области положительных лучевых скоростей.

3. В сезоны наблюдений в ноябре 2009г. и в марте 2017г. наблюдались два эпизода появления признаков аккреции на звезду одновременно у профилей линий Hβ, HeI 5876 и D NaI, которые формируются в разных частях околозвездной оболочки. В 2009г. эти признаки присутствовали и у лини Hα. Время жизни этих эпизодов составляло несколько дней, т.е. существенно больше ожидаемого периода вращения звезды (1.0-1.5 суток). Поэтому подобные явления не могли быть вызваны вращательной модуляцией профилей, а являлись, по-видимому, следствием локального увеличения темпа аккреции HD 37806.

Мы полагаем, что для этого объекта должна быть выполнена проверка на двойственнось, которая была заподозрена в работе [10]. В пользу ее возможного существования говорит низкая точность определения таких величин, как Изіпі и собственной скорости звезды относительно Солнца. Это могло быть результатом измерения этих величин по спектральным линиям разных компонентов системы с разными орбитальными скоростями. Нам представляется крайне желательным продолжение этой программы спектроскопических наблюдений, чтобы, вопервых, подтвердить все обнаруженные явления на большем материале и, вовторых, провести поиск циклических изменений спектральных параметров, которые могли бы послужить прямым свидетельством существования магнитосферы и возможного наличия второго компаньона системы.

Авторы из ГАО РАН выражают свою благодарность программам фундаментальных исследований Президиума РАН П-7 и П-28, оказавшим поддержку при выполнении этой работы.

- Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 196140, Пулково, Санкт-Петербург, e-mail: pogodin@gao.spb.ru
- ² Крымская астрофизическая обсерватория РАН, 298409, п. Научный, Республика Крым, e-mail: oles_kozlova@mail.ru
- ³ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, 369152, п.Н.Архыз, Зеленчукский район, Карачаево-Черкесская Республика, e-mail: gvalyavin@sao.ru

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ HD 37806

ON PECULIARITIES OF SPECTRAL VARIABILITY OF THE HERBIG Ae/Be STAR HD 37806

M.A.POGODIN¹, S.E.PAVLOVSKIY¹, O.V.KOZLOVA², N.G.BESKROVNAYA¹, I.Yu.ALEKSEEV², G.G.VALYAVIN³

We present results of the spectroscopic study of the Herbig Ae/Br star HD 37806 carried out using spectrographs of high resolution at the Crimean astrophysical observatory and the OAN SPM in Mexica. 72 spectra of the object obtained near Ha, HB, HeI 5876 and D NaI lines were analyzed. The following results have been obtained: 1. The Ha line can transform its profile type from P Cyg III to a double emission and back again on the time scale of months; 2. Narrow absorption components of the Ha and D NaI lines are observed, which change their velocities with a characteristic time of one day; 3. In some dates signatures of accretion onto the star in profiles of H β , HeI 5876 and D NaI lines were appeared with the time of life of order of several days. A possible interpretation of the observed phenomena was proposed. The Ha profile type transformation can be connected with variations of the external latitudinal boundary of the wind zone. The narrow absorption lines can be a result of a rotation of local azimuthal inhomogeneities inside the wind zone, forming as a consequence of the interaction of the disk with the stellar magnetosphere in the propeller regime. Some results of modern theoretical studies predicting formation of such inhomogeneous structure of the wind were considered. The assumption was made that the episodes of the accretion signatures appearance cannot be connected with their modulation by the star rotation, but are a result of sudden short-term changes in the accretion rate. It was marked that this program of spectral observations is desirable to be continued to search for a cyclic variability of spectral parameters for identification of direct signatures of the magnetospheric accretion and a possible binarity of the object.

Key words: Herbig Ae/Be stars: circumstellar envelopes: disk accretion: wind: HD 37806

ЛИТЕРАТУРА

1. P.W.Merrill, C.G.Burwell, Contrib. from Maunt Wilson Obs., 471, 1, 1933. 2. V.P.Swings, O.Strave, Astrophys. J., 97, 194, 1943.

- 3. R.D. Oudmaijer, W.E.C.J. van der Veen, L.B.F.M. Waters et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 96, 625, 1992.
- 4. P.S. The, D. de Winter, M.R. Perez, Astron. J. Suppl. Ser., 104, 315, 1994.
- 5. M.E. van den Ancker, D. de Winter, H.R.E.Tjin A Dije, Astron. Astrophys., 330, 145, 1998.
- 6. D. de Winter, M.E. van den Ancker, A.Maira et al., Astron. Astrophys., 380, 609, 2001.
- 7. T.Böhm, C.Catala, Astron. Astrophys., 301, 155, 1995.
- 8. E.Alecian, G.A.Wade, C.Catala et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 429, 1001, 2013.
- 9. N. Tetzlaff, R. Neuhäuser, M.M. Hohle, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 410, 190, 2011.
- H.E. Wheelwright, R.D. Oudmaijer, S.P. Goodwin, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 401, 1199, 2010.
- 11. G.A. Wade, S. Bagnulo, D. Drouin et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 376, 1145, 2007.
- 12. S. Bagnulo, L. Fossati, J.D. Landstreet et al., Astron. Astrophys., 583, 115, 2015.
- 13. S.M. Rucinski, K.Zwintz, M. Hareter et al., Astron. Astrophys., 522, 113, 2010.
- 14. D.M. Harrington, J.R. Kuhn, Astrophys. J. Suppl. Ser., 180, 138, 2009.
- 15. R.D. Oudmaijer, J.E. Drew, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 305, 166, 1999.
- J.S.Vink, J.E.Drew, T.J.Harries, R.D.Oudmaijer, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 337, 356, 2002.
- 17. J.C. Mottram, J.S. Vink, R.D. Oudmaijer, M. Patel, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 377, 1363, 2007.
- 18. C.S. Beals, Pub. Dom. Astrophys. Obs., 9, 1, 1953.
- 19. N.E.Piskunov, in: Stellar Magnetism, eds. Yu.V.Glagolevskij & I.I.Romanyuk, NAUKA, S.Petersburg branch, 92, 1992.
- 20. А.Н. Курчаков, М.А. Погодин, Ф.К. Рспаев, Астрофизика, 50, 259, 2007, (Astrophysics, 50, 207, 2007).
- 21. В.П.Гринин, И.С.Потравнов, И.В.Ильин и др., Письма в Астрон. ж., 41, 444, 2015, (Astron. Lett., 41, 407, 2015).
- 22. M.M.Romanova, G.V.Ustyugova, A.V.Koldova et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 399, 1802, 2009.
- 23. M.M.Romanova, A.A.Blinova, G.V. Ustyugova et al., 2017arXiv170408336R [astro-ph], 2017.
- 24. С.Г.Шульман, Астрофизика, 60, 205, 2017, (Astrophysics, 60, 118, 2017).

АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

К 110-летию со дня рождения академика Е.К.Харадзе

ON QUASI-PERIODIC BRIGHTNESS VARIATIONS OF P Cygni

N.KOCHIASHVILI¹, S.BERADZE¹, R.NATSVLISHVILI¹, I.KOCHIASHVILI¹, M.VARDOSANIDZE^{1,2}, A.PANNICKE^{1,3} Received 15 October 2017 Accepted 14 December 2017

Until recent decades, it was considered that all Luminous Blue Variables are single massive and high luminosity stars. Now for several of them a companion has been found. The opinion exists that P Cygni also has a companion with an orbital period of about seven years. In accordance with this hypothesis a known powerful eruption occurred near the periastron point. P Cygni, as well as several other well-known Luminous Blue Variable (LBV) stars, is so-called "Supernova Impostor" because it survived after powerful outburst. However, there were cases during the last decade, when a LBV star survived after a powerful giant eruption, and then after a few years, explode as supernova. Because the real reason of great eruption and of characteristic light variability of LBV, including P Cygni, not established yet, therefore, any kind of the photometric and spectral observational data are very significant. We present the results of analysis of the long-term photometric observations of hypergiant P Cygni. On the basis of these data, different quasi-periodic brightness changes of the star were revealed.

Key words: UBV photometry: Luminous Blue Variables: P Cygni

1. Introduction. During last decades many significant findings were done in studying all types of massive stars, including theoretical investigations and model calculations for massive stars' properties in the low metallicity environment (see for example [1]). Massive stars play significant role in the evolution of galaxies throughout the whole history of the universe [2]. The objects, that are on the short-lived transitional phase of evolution and are related either to supernovae impostors or to "real" supernovae, are of special interest. These are massive supergiant and hypergiant stars and so-called Luminous Blue Variables (or LBVs).

Massive hot luminous variable stars, except of WRs, are objects such as η Car, P Cyg, the S Doradus stars and the Hubble-Sandage variables which are on the post main sequence evolutionary stages. In 1984 Conti [3] combined them as LBVs. LBVs are descendants of massive O stars, which are nearly to the end of the core hydrogen burning and during this short stage of evolution they lose their outer layers before becoming WR stars [4]. Observationally, LBVs are cooler than

the core-He burning WR stars. The most relatively luminous LBVs are brighter than the horizontal part of the Humphreys-Davidson (HD) limit, but hot enough to not violate the limit. They may be on their first crossing of the HR diagram in a shell H burning or core He burning phase [5]. They undergo episodic massloss and probably represent a transition between the most massive O stars and the red supergiants and/or WR stage [6]. They are characterized by large variability of amplitudes and violent mass ejections and, as a rule, have extended atmospheres and high mass loss rates ranging from 10^{-6} - $10^{-3} M_{\odot}$ /yr [7].

LBVs are extraordinary massive stars. They can show different type of photometric and spectroscopic variations. The following three types of brightness variability of LBVs are known: 1. Micro-variations with 0.1 mag amplitude and comparatively small time-scale variations from days to weeks or months; 2. S Dor type variations or outbursts with amplitudes of 0.5 mag; 3. Large sporadic outbursts with amplitude >2 mag on a time-scale of a century [5,7].

2. *P Cygni*. P Cygni (34 Cyg) is one of the most luminous stars of the Galaxy with an early B (B11a) spectral type. It has been classified as a LBV after two major outbursts in 1600 and 1660. The analysis of historical observations of P Cygni has shown that between 1700 and 1988 its brightness slowly increased by 0.15 ± 0.02 mag/century [7,8].

P Cygni is the nearest LBV, at a distance of 1.7 kpc. Its estimated mass is $30 M_{\odot}$, however, initially it might have had $50 M_{\odot}$ and consequently, about $20 M_{\odot}$ lost during evolution. The effective temperature is $T_{eff} = 18200$ K, the radius is $R = 75 R_{\odot}$, the mass loss rate: $3 \times 10^{-5} M_{\odot}/yr$, and luminosity $L = 5.6 \times 10^{5} L_{\odot}$ [9,10].

The first spectra of P Cygni, obtained as early as 1897, already showed the famous profile of P Cygni-type spectral lines - an undisplaced emission with a shortward displaced absorption core. Initially this was interpreted as a blend of two different lines. McCrea [11] and Beals [12] were the first who interpreted this feature in the spectra of stars as due to a radially expanding stellar envelope.

Stars with extended envelopes are divided into two broad classes according to the so-called "P Cygni emission line profiles". The first class of stars shows mass ejection or global expansion of the shell. The emission-line structures of such stars are similar to those of P Cygni. The second class of stars is characterized by accretion of material or global contraction of the shell. The structure of their emission lines is inversely compared to the structure of P Cygni emission line profiles. These are referred as "inverse P Cygni profile" objects (Fig.1).

Early serious and detailed analysis of P Cygni spectrum has been carried out by Beals [13], Hutchings [14] and de Groot [15]. In the 1990s, Stahl et al. [16] and Markova [17] have published spectral atlases for P Cygni with identifications



Fig.1. "P Cygni profile" and "inverse P Cygni profile".

of many weak lines in the visual spectral region [7].

P Cygni is located on the upper part of the Hertzsprung-Russell (HR) diagram populated by different types of emission-line stars, including Of supergiants, O3If/WN6, Ofpe/WN9, B[e], LBVs and WR stars. It is clear that all these classes represent different phases in the evolution of stars with zero-age main-sequence (ZAMS) masses of more than $40 M_{\odot}$ [7].

A study of the brightness variations of P Cygni between 1985 and 1992/2000 reveals different time-scales, as follows. A long period of the order of 1540 d or 4.2 years is identified as the so-called short S Doradus Phase [18]. A shorter quasiperiod of approximately 100 days can be identified quite frequently and is similar to the so called 100-day micro-variations also found in other, similar objects. There is the firm evidence for the presence of a stable period of 17.34 \pm 0.1 days with amplitude of not more than 0.1 mag. These variations are identified with the so-called α Cygni-type micro-variations [19]. Their colour behavior is variable: sometimes the star reddens when it brightens; sometimes the star becomes bluer on such occasions.

3. The data - UBV Observations in the Abastumani Observatory. The study of variable stars were performed in the Abastumani Observatory from 1932, the year of observatory's foundation. Photoelectric observations of P Cyg were made using the 33 cm reflector of the observatory. The observations were carried out by Nikonov from September 11 up to October 8, 1935 [20]. The amplitude of light variability attained 0.16 magnitudes. Observations of September 7-

N.KOCHIASHVILI ET AL.

November 11, 1936 revealed variation of brightness of 0.10 mag while observations during September 8-October 8, 1937 showed light fluctuations of 0.08 mag.

Nikonov's observations include 758 days. We have clear evidence that the stellar brightness rose by about 0.3 mag (0.298) during approximately one year and then it has almost the same level of 0.08 magnitudes fluctuations during two observational runs. Two sharp minima of stellar brightness are clearly seen $HJD_{min} = 2428074.83$ and $HJD_{min} = 2428449.34$. Also two maxima moments were fixed: $HJD_{max} = 2428444.31$ and $HJD_{max} = 2428480.26$. The corresponding time intervals are 374.51 and 35.95 days Fig.2 [21].



Fig.2. Observations of P Cygni made by Nikonov during 1935-1937, using the 33 cm reflector of the Abastumani Observatory.

The further observations of P Cygni were carried out during 1951-1983 by Kharadze and Magalashvili. We found their original observations of P Cygni in the archives of the Abastumani Observatory. Initially they used 29 Cygni as a comparison star and all observations of P Cygni were processed using this star. The only observations that have been published in the Bulletin of the Abastumani Astrophysical Observatory in 1951-1955. The archives contain whole sets of observational data, not only of P Cygni and 29 Cygni but, in the majority of cases, also those of 36 Cygni. So all data were recalculated (where it was possible) using 36 Cygni as a comparison star [21]. We are presenting plots of UBV light curves of the variable. B and V filters were used during 1951-1960 and then, after

BRIGHTNESS VARIATIONS OF P Cygni

1961, U, B and V filters instead. On the basis of these above-mentioned observations, Magalashvili and Kharadze made conclusion that the behavior of the star was similar to W UMa variability, with the period of 0.500565 d and the amplitude of 0.10-0.08 mag [22]. The article gained great attention from the investigators of variable stars, but the short-term variability was not confirmed [23-25].

Presumably, one of the reasons of Magalashvili-Kharadze erroneous conclusions is the complex variability of this interesting star. It is possible that the variability



Fig.3. UBV observations of P Cygni made by E.Kharadze and N.Magalashvili during 1951-1983. 29 Cygni = HD 192640 used as a comparison star.



Fig.4. UBV observations of P Cygni made by E.Kharadze and N.Magalashvili during 1951-1983. 36 Cygni = HD 193369 used as a comparison star.

35

of 12-14 hours is really exists. Brightness reduction of the variable P Cygni occured in two different ways:

1. using 29 Cyg which in its turn is a variable of the δ Sct type. Fig.3 demonstrates brightness variations of P Cygni using 29 Cygni as a comparison star [26].

2. we calculated difference of brightness of variable and 36 Cyg and are giving these UBV data on Fig.4.

At first glance we can see that during 1974-1983 years the star was dimmed in U band while brightened in the B and V bands (the last third part of the Fig.4). The middle part of the figure represents time interval of 1961-1967 and here the colour behavior of the star is different: during brightening in V band the star is fainter in B and U.

4. Quasi-periods of P Cygni. So, we have two sets of time series of P Cygni: 1. 29 Cyg (HD 192640) was used as a comparison star, and 2. 36 Cyg (HD 193369) was used as a comparison star. Consequently, the following quasi-periods were found:

1. (1480 ± 31) days; (736 ± 27) days.

2. (1123 ± 36) days; ~579 days and \approx 128.7 days.

Short quasi-period was also revealed ~15-18 days. This shortest-period may be due to the pulsation of the star, similar to the non-radial pulsations of the α Cyg-type variables. Most luminous stars, which have 20-70 solar masses, are pulsationally unstable for both radial and low-degree nonradial modes. The pulsation driving is by both the high iron line opacity (150000 K) and the helium opacity (30000 K) Kappa effects. These periods range is from 5 to 40 days [27,28].

As for the long-period variability, it may be due to the binarity of the star [29,30]. Kashi published a reasonable hypothesis that P Cygni should have a



Fig.5. The light curve of P Cygni during 1600-2000 AD by de Groot [39] with Abastumani data in big oval: Rectangles - V filter, right triangles - B and diamonds - U.

BRIGHTNESS VARIATIONS OF P Cygni

companion star with orbital period of -7 yrs [31].

5. Discussion. On the basis of historical observations of P Cygni, it is shown that between 1700 and 1988 its overall brightness slowly increased by 0.15 ± 0.02 mag/century [8,32], but interesting and valuable light variations were found with use of photometric data obtained in Abastumani. Particularly, 0.3 mag brightness increase was observed during 1935-1936 by Nikonov. It indicates that the star unusually changed its brightness (the mean amplitude of its variability is 0.1 mag. In addition of that, we also are presenting UBV light curves of the star. We think that unpublished observations of P Cygni obtained by Kharadze and Magalashvili at the Abastumani Observatory are very significant due to the following reasons: 1. they represent homogenous data of more than 30 years and it was possible to find quasi-periods in brightness variations; 2. There are UBV observations and we can trace colour behavior of the star; 3. The observations by Kharadze and Magalashvili are unique because they are the only existing data of P Cygni observed using filters between 1951-1983 (see Fig.5) [33,26].

Acknowledgements. This work was supported by Shota Rustaveli National Science Foundation (SRNSF grant No 218070).

- ¹ E. Kharadze Abastumani Astrophysical Observatory, Ilia State University,
- e-mail: nino.kochiashvili@iliauni.edu.ge
- ² Samtskhe-Javakheti State University
- ³ Astrophysical Institute and University Observatory, Friedrich Schiller University Jena

О КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЯХ ЯРКОСТИ Р Cygni

Н.КОЧИАШВИЛИ¹, С.БЕРАДЗЕ¹, Р.НАЦВЛИШВИЛИ¹, И.КОЧИАШВИЛИ¹, М.ВАРДОСАНИДЗЕ^{1,2}, А.ПАННИКЕ^{1,3}

До последних десятилетий считалось, что все яркие голубые переменные (ЯГП) являются одиночными массивными звездами высокой светимости. Теперь для нескольких из них найдены компаньоны. Существует мнение, что у Р Суgni также есть спутник с орбитальным периодом около семи лет. В соответствие с этой гипотезой известная Великая вспышка произошла вблизи точки периастра. Р Суgni, также как несколько других известных ЯГП звезд, является так называемой "псевдосверхновой", потому что она "выжила" после Великой вспышки. Однако в течение последнего десятилетия были случаи, когда ЯГП звезда выжила после мощной Великой вспышки, а затем через несколько лет взорвалась как сверхновая. Поскольку реальная причина Великой вспышки и характерной переменности ярких голубых переменных, в том числе Р Cygni, еще не установлена, поэтому любые фотометрические и спектральные данные наблюдений о них существенны. Мы представляем результаты анализа долгосрочных фотометрических наблюдений гипергиганта Р Cygni. На основе этих данных были обнаружены различные квазипериолические изменения яркости звезды.

Ключевые слова: UBV-фотометрия: яркие голубые переменные: Р Cygni

REFERENCES

- 1. D.Szécsi, N.Langer, S.-Ch.Yoon et al., Astron. Astrophys., 581, 15, 2015.
- 2. Z. Haiman, A. Loeb, Astrophys. J., 483, 21, 1997.
- P. Conti, IAU Proc. Symp. 105, "Observational Tests of the Stellar Evolution Theory". Geneva, Switzerland, September 12-16, 1983. Eds., A.Maeder, A.Renzini; Publisher, D.Reidel Publishing Company, Dordrecht, The Netherlands, Boston, MA, Hingham, MA, 1984, p.233.
- 4. C. Chiosi, A. Maeder, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 24, 329, 1986.
- 5. R.Humphreys, K.Davidson, Publ. Astron. Soc. Pacif., 106, 1025, 1994.
- 6. Ph. Massey, Astrophys. J., 238, 93, 2006.
- 7. G.Israelian, M. de Groot, Space Sci. Rev., 90, 493, 1999.
- 8. M.J.H. de Groot, H.J.G.L.M.Lamers, Nature, 355, 422, 1992.
- 9. M.J.Barlow, M.Cohen, Astrophys. J., 213, 737, 1977.
- 10. F. Najarro, G. Hillier, O. Stahl, Astron. Astrophys., 326, 1117, 1997.
- 11. W.H.McCrea, The Observatory, 52, 267, 1929.
- 12. C.S. Beals, J. Roy. Astron. Soc. Canada, 24, 277, 1930.
- 13. C.S. Beals, J. Roy. Astron. Soc. Canada, 44, 221, 1950.
- 14. J.B. Hutchings, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 144, 235, 1969.
- 15. M.J.H. de Groot, Communic. Konkoly Observ., 65, 203, 1969.
- O.Stahl, New Aspects of Magellanic Cloud research; European meeting on the Magellanic Cloud, 2nd, SFB No. 328 "Evolution of Galaxies", Heidelberg, Germany. June 15-17, 1992. p.263, 1993.
- 17. N. Markova, Astron. Astrophys. Suppl., 108, 561, 1994.
- 18. A.M. van Genderen, Astron. Astrophys., 366, 508, 2001.
- 19. A.M. van Genderen, C.Sterken, M.J.H. de Groot, Astron. Astrophys. Suppl., 124, 517, 1997.
- 20. V.B. Nikonov, Bull. AbAO, 1, 35, 1937.
- 21. S.Beradze, N.Kochiashvili, I.Kochiashvili et al., In Proceedings of the Byurakan-Abastumani Colloquium dedicated to Ludwik Mirzoyan's 90th anniversary, held on 26-28 August 2013 in Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia. Eds.: H.A.Harutyunian, E.H.Nikoghosyan, N.D.Melikian, Yerevan, "Gitutyun" Publishing House of the NAS RA, 10, 2014.
- 22. N.Magalashvili, E.Kharadze, IBVS, 210, 1, 1967.
- 23. J.D. Fernie, The Observatory, 88, 167, 1968.
- 24. T.Alexander, G. Wallerstein, Publ. Astron. Soc. Pacif., 79, 500, 1967.
- 25. L.Luud, Communic. Konkoly Observ., 65, 197, 1969.
- S.Beradze, N.Kochiashvili, I.Kochiashvili et al., In Proceedings of an International Workshop held in Potsdam, Germany, 1-5 June 2015. Eds. WR.Hamann, A.Sander, H.Todt. Universitätsverlag Potsdam, 353, 2015.
- M. de Groot, C.Sterken, A.M. van Genderen, ASP Conference Proceedings, 233, Eds. M. de Groot and C.Sterken, San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 15, 2001.
- A.N.Cox, J.A.Guzik, M.S.Soukup, K.M.Despain, A Half Century of Stellar Pulsation Interpretation: A Tribute to Arthur N. Cox, Eds. P.A.Bradley and J.A.Guzik, Proceedings of a Conference held in Los Alamos, NM, 16-20 June 1997, ASP Conference Series, #135, 302, 1998.
- 29. N.Kochiashvili, S.Beradze, I.Kochiashvili et al., In Proceedings of an International Workshop held in Potsdam, Germany, 1-5 June 2015. Eds. WR.Hamann, A.Sander, H.Todt, Universitätsverlag Potsdam, 360, 2015.
- N. Kochiashvili, S. Beradze, I. Kochiashvili et al., In Proceedings IAU Symposium No. 329, 2016, "Lives and death-throes of massive stars", 407, 2017.
- 31. A.Kashi, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 405, 1924, 2010.
- 32. H.J.G.L.M.Lamers, M. de Groot, A.Cassatella, Astron. Astrophys., 128, 299, 1983. 33. M. de Groot, Irish Astron. J., 18, 163, 1988.



TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

ФОТОСФЕРНЫЕ ПЯТНА И ВСПЫШКА НА АКТИВНОЙ КАРЛИКОВОЙ ЗВЕЗДЕ FR Спс

А.В.КОЖЕВНИКОВА¹, В.П.КОЖЕВНИКОВ¹, И.Ю.АЛЕКСЕЕВ² Поступила 9 ноября 2017 Принята к печати 14 декабря 2017

Проведены многоцветные BVRI фотометрические наблюдения молодой хромосферноактивной карликовой звезды FR Cnc (К7V) на 70-см телескопе и многоканальном электрофотометре Коуровской астрономической обсерватории УрФУ в феврале 2010г. На построенной кривой блеска выявлена синусоидальная вращательная модуляция блеска с амплитудой 0^m.15 в полосе И. Покраснение блеска в фотометрическом минимуме подтверждает, что эта модуляция вызвана холодными фотосферными пятнами. Анализ распределения запятненности в рамках зональной модели как по нашим, так и по опубликованным данным, показал, что пятна локализованы на низких и средних широтах от 47° до 56°, площадь пятен занимает от 10% до 21% поверхности звезды, пятна холоднее фотосферы на 1650 К. 3 февраля 2010г. в момент, соответствующий HJD = 2455231.3136, была зарегистрирована вспышка. Максимальная амплитуда 0^{т.}.11 наблюдалась в полосе *B*, амплитуды в полосах *V*, *R*, *I* составили 0^{т.}.04. 0^{т.}.03 и 0^{то}.02, соответственно, а длительность вспышки составила 32.5 мин. Отмечается, что вспышка произошла вблизи максимальной запятненности звезды. Вычислена полная энергия аспышки 2.4 10³¹ и 1.3 10³³ эрг в полосах В и V, соответственно. Обнаружено послесвечение вспышки - общее увеличение блеска звезды после вспышки по сравнению с предвспышечным уровнем на 0[∞].02 в полосе В.

Ключевые слова: Запятненные звезды: звездная активность: вспышки: фотосферные пятна

1. Введение. Одиночная молодая звезда Главной последовательности FR Cnc (BD + 161753 = MCC 527 = 1RXS J083230.9+154940) проявляет активность солнечного типа, обусловленную наличием магнитных полей [1,2]. FR Cnc была обнаружена как оптический объект, соответствующий рентгеновскому источнику 1ES 0829+15.9 в обзоре Einstein Slew Survey, а позднее отождествлена как оптический двойник рентгеновского источника 1RXS J083230.9+154940 в обзоре всего неба ROSAT [3]. Пандей и др. [1,4] провели фотометрическое и спектральное исследование FR Cnc, определили период, равный 0.8267 суток, и показали, что фотометрическая кривая блеска существенно меняет свою форму на протяжении 4-х лет как по фазе, так и по амплитуде, что подразумевает наличие миграции и эволюции фотосферных пятен. Спектральные наблюдения показали наличие сильной и переменной хромосферной эмиссии в линиях ионизованного кальция Call H и K и линиях водорода Нα и Hβ, что предполагает существование активной хромосферы. Ренттеновское излучение (2-10)-10²⁹ эрг/с и отношение ренттеновской светимости к болометрической светимости указывают на наличие у звезды мощной короны [4]. Головин и др. [5] впервые зафиксировали оптическую вспышку на FR Cnc в 2006г. В рамках международной программы комплексного многоволнового исследования звезды FR Cnc, с использованием результатов обзора All Sky Automated Survey 3, был проведен анализ длительных рядов фотометрических данных, выполнены поляриметрические и спектральные наблюдения, и получены первые доплеровские изображения холодных фотосферных пятен, которые оказались распределенными на средних и умеренных широтах [2]. Спектральными методами были получены данные о том, что FR Cnc является одиночной звездой, а также был уточнен спектральный класс, соответствующий К7V, и оценен возраст от 10 до 120 млн лет по анализу линии Lil λ 6707.8 [2].

Для анализа эволюции запятненных областей, выявления особенностей активности и возможных циклических изменений активности на больших интервалах времени, были высказаны пожелания о дальнейших наблюдениях FR Cnc [1,5].

В данной работе мы представляем результаты новых многоцветных фотометрических наблюдений FR Спс, моделирование фотосферной запятненности в рамках зональной модели и анализ оптической вспышки, зарегистрированной нами 3 февраля 2010г.

2. Наблюдения. Многоцветные фотометрические наблюдения были получены в течение 6-ти ночей в феврале 2010г. на 70-см телескопе и многоканальном фотометре Астрономической обсерватории Уральского Федерального университета. Общее время наблюдений составило 43 часа. Для наблюдений применялся многоканальный фотометр, который позволяет одновременно измерять световые потоки двух звезд (исследуемой и звезды сравнения) и фона неба непрерывно в течение всей ночи. Такая методика существенно повышает точность получаемых наблюдательных данных даже в нефотометрических условиях [6]. В наблюдениях использовалась разработанная в УрФУ автоматическая система регистрации данных и управления телескопом и фотометром. С помощью этой системы происходят автоматическая смена фильтров, микрометрические движения телескопа и автоматическое офсетное гидирование с использованием ПЗС-системы [7]. FR Спс и звезда сравнения ТҮС 1392-1663-1 (очень близкая по цвету и яркости, с координатами: α=8^b32^m56^s.3, δ=+15°40'14^s.4) [8] наблюдались с использованием диафрагм размером 16", световые потоки звезд регистрировались с экспозицией 4 с по 23 отсчета на каждую фотометрическую полосу, т.е. время интегрирования светового потока составляло 92с в каждом

ФОТОСФЕРНЫЕ ПЯТНА И ВСПЫШКА НА ЗВЕЗДЕ FR Cnc 43

фильтре. Промежуток времени между двумя соседними точками в одном и том же фильтре составляет в среднем 390с. Фон неба измерялся в диафрагме размером 30". Используемые для наблюдений фотоумножители термостатировались с точностью ±0.5° C, что обеспечивало стабильность относительной светочувствительности каналов фотометра на уровне тысячных долей звездной величины в течение всего периода наблюдений звезды. Стабильность светочувствительности каналов контролировалась путем поочередных измерений звезды сравнения в первом и втором канале фотометра, которые проводились перед началом основных наблюдений. Светочувствительность канала фона по отношению к каналам звезд определялась периодически один раз в 50 мин в каждом фильтре путем кратковременного вывода звезд из диафрагм и измерения фона во всех трех каналах фотометра одновременно. Затем зависимости светочувствительности каналов по отношению к фону аппроксимировались многочленом второй степени, и отсчеты фона вычитались из отсчетов звезд. Разность звездных величин FR Cnc и звезды сравнения находилась также с учетом разности световой чувствительности каналов фотометра. Дифференциальная фотометрия проводилась в четырех фильтрах системы Джонсона: В, V, R и I. Средняя квадратичная ошибка одного измерения не превышает 0^m 01. Все данные были обработаны с помощью комплекса программ, разработанного нами для методики четырехцветных (В. V, R, I) наблюдений на 70-см телескопе астрономической обсерватории УрФУ. Данные о дате, времени и продолжительности наблюдений FR Cnc представлены в табл.1.

Таблица 1

Дата	Начало наблюдений (HJD 2455200+)	Конец наблюдений (HJD 2455200+)	Длительность, часы
01.02.2010	29.260310	29.526560	6.4
02.02.2010	30.188957	30.319790	3.1
03.02.2010	31.165855	31.477244	7.5
04.02.2010	32.162566	32.541733	9.1
05.02.2010	33.183741	33.560546	8.8
07.02.2010	35.191297	35.531991	8.1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗДЫ FR Cnc

Свернутые кривые блеска FR Спс были построены нами при использовании периода вращения $P = 0^{d}.826518 \pm 0^{d}.000015$ и начальной эпохи HJD = =2452635.72669, которые были взяты из работы [2]. В работе [2] начальная эпоха выбрана произвольно и не соответствует фазе максимума или минимума. В соответствии с точностью периода и в соответствии с временем наблюдений фазы наших свернутых кривых блеска совместимы с фазами в работе [2].

А.В.КОЖЕВНИКОВА И ДР.

Этот вывод мы получили из следующих рассуждений. Величина периода, деленная на ошибку определения этого периода, дает нам количество колебательных циклов, в течение которых накопленная ошибка периода становится равной самому периоду (55.1 тыс. циклов). Соответствующий этому количеству циклов период времени называется формальным сроком годности эфемериды, он оказался равным 124.1 года. Реальный период годности эфемериды составляет 1/4 от формального периода и равен в нашем случае 31 году, с вероятностью 68%. Исходя из этих оценок, фазы наших наблюдений, проведенных в 2010г., совместимы по фазе с наблюдениями, приведенными в работе [2].

Построенная кривая блеска FR Cnc в полосе V, свернутая с периодом $P = 0^4.826518$, приведена на рис.1. Разными символами показаны наблюдательные точки, полученные в различные наблюдательные ночи. Можно видеть, что получено многократное перекрытие наблюдениями всех фаз переменности. Также на кривой блеска хорошо видна вращательная модуляция с большой амплитудой, равной 0^m .15 в полосе V. Звезда FR Cnc является одиночной звездой [2], поэтому можно считать, что изменения на кривой блеска этой звезды обусловлены, главным образом, поверхностной активностью.

Хорошо известно, что наличие темных холодных пятен, аналогичных солнечным, в фотосферах хромосферно-активных звезд проявляется на кривых блеска в виде квазисинусоидальной вращательной модуляции [9,10]. Фаза минимума этой модуляции соответствует положению максимальной запят-



Рис.1. Кривая блеска FR Спс в полосе *V*. Точки, полученные в различные наблюдательные ночи. показаны разными символами. Хорошо видна вращательная модуляция блеска, вызванная фотосферными пятнами. и вспышка, зарегистрированная 3 февраля.

ФОТОСФЕРНЫЕ ПЯТНА И ВСПЫШКА НА ЗВЕЗДЕ FR Cnc 45

ненности по долготе. Как было показано в работе Рао и Сарма [11], аппроксимация этой модуляции двумя первыми гармониками ряда Фурье с помощью метода наименьших квадратов хорошо описывает изменения блеска и позволяет определять амплитуды модуляции и фазы минимумов внезатменного блеска. С помощью такой аппроксимации мы определили амплитуды вращательной модуляции и фазы минимума блеска FR Cnc. Поскольку звезда наблюдалась ранее другими авторами [1,2], имеется возможность построить долговременную кривую блеска, которая показывает исторический ход изменения блеска звезды на протяжении ряда лет. Долговременная кривая блеска очень важна, поскольку позволяет определить исторически максимальный уровень блеска звезды, который можно, с большой долей вероятности, рассматривать как блеск звезды в состоянии, когда хотя бы одна полусфера остается свободной от пятен. Этот параметр впоследствии используется нами при моделировании запятненности фотосферы звезды.

Покраснение блеска в фотометрическом минимуме вращательной модуляции, который приходится на фазу 0.28, подтверждает, что эта модуляция вызвана



холодными фотосферными пятнами. Полученная зависимость блеска в полосах *B*, *R*, *I* от блеска в полосе *V* представлена на рис.2. Коэффициенты линейной регрессии составляют dB/dV = 1.10, dR/dV = 0.84, dI/dV = 0.73, т.е. соответствуют неравенству dB/dV > dR/dV > dI/dV, которое указывает, что блеск звезды краснеет к минимуму блеска, что характерно для фотометрической переменности, вызванной холодными пятнами [12,13].

3. Результаты и обсуждение.

3.1. Моделирование запятненности. Параметры пятен были получены в рамках разработанной в КрАО обновленной зональной модели запятненности, учитывающей присутствие на звезде двух активных долгот [14]. В данной модели рассматриваются общие характеристики запятненной области в целом, и описывается фотометрическое поведение запятненных звезд с помощью картины многочисленных мелких пятен, расположенных в двух широтных поясах. Такая модель позволяет рассматривать также наличие на звезде одновременно двух активных долгот, на которых группируются пятна. Важно, что при моделировании учитываются долговременные изменения блеска звезды за все время наблюдений, как правило, на протяжении десятилетий, что позволяет определить значение наибольшего блеска звезды и с большой вероятностью рассматривать эту величину как блеск звезды в состоянии, свободном от пятен.

Вся совокупность запятненных областей на звезде представляется двумя симметричными относительно экватора поясами запятненности, по аналогии с королевскими широтами, наблюдаемыми на Солнце. Они занимают области с широтами от $\pm \varphi_0$ до $\pm (\varphi_0 + \Delta \varphi)$ с плотностью заполнения пятнами, меняющейся по долготе от единицы в главном минимуме блеска звезды до некоторых чисел f_1 и f_2 в сезонном максимуме и вторичном минимуме, соответственно, причем $0 < f_1 < f_2 < 1$. В таком случае для каждого наблюдательного сезона используются три экстремальных точки кривой блеска - локального максимума, первичного и второго минимумов блеска (ΔV_{max} , ΔV_1 и ΔV_2 , соответственно) относительно максимального блеска системы за все время наблюдений.

При расчетах запятненности используются наблюдения в полосах *B*, *V*, *R* и *I* системы Джонсона, которые позволяют не только корректно отделить геометрический эффект запятненности от температурного, но и учесть широтные эффекты в распределении пятен [13]. В данной зональной модели предполагается, что энергия в спектре холодного пятна распределена так же, как в спектре звезды более позднего спектрального класса.

Другими важными входными параметрами моделей являются значения угла наклона оси вращения звезды 1, температуры фотосферы $T_{\rm em}$ и ускорения

ФОТОСФЕРНЫЕ ПЯТНА И ВСПЫШКА НА ЗВЕЗДЕ FR Cnc 47

силы тяжести logg (необходимые для выбора коэффициентов потемнения к краю).

Определяемыми характеристиками в рассматриваемой модели являются значения расстояния запятненных поясов от экватора $\pm \varphi_0$, ширина этих поясов $\Delta \varphi$, скважности f_1 и f_2 , контраст пятен в какой-либо полосе (например, β_V). Из этих величин определяются средняя широта пятен $\langle \varphi \rangle = \varphi_0 + \Delta \varphi/2$, площадь пятен в процентах от полной поверхности звезды S, а также разность температур ΔT между спокойной фотосферой и пятнами.

Построение долговременной кривой блеска FR Спс и оценка исторически максимального блеска были получены после сведения всех имеющихся наблюдений в одну фотометрическую систему. Для наблюдений, полученных в различных инструментальных системах, мы использовали сравнение приведенных в литературе звездных величин и цветов контрольных звезд и звезд сравнения с нашими оценками. В пользу правильности сведения указывает расположение результатов разных авторов на одной линии в двухцветных диаграммах (блеск в полосах B, R, I от блеска в полосе V). Точность такого сведения не хуже, чем 0[™].01. Формальная точность определения величин ф₀ и ∆ф составляет 1° и определяется, главным образом, ошибками в оценке угла 1. Ошибки параметров скважности f, и f, зависят, прежде всего, от неопределенности экстремальных точек кривой блеска (т.е. переменных ΔV_{max} , ΔV_1 и ΔV_2) и угла 1 и, как правило, не превышают 0.04. Плошаль запятненности S оценивается с точностью не более 1%. Ошибка в определении температуры пятна задается неопределенностью в оценке коэффициентов dB/dV, dR/dV, dI/dV и при их ошибке 0.01-0.02 составляет 50-70 K [14-16].



Рис.3. Полученная зональная модель запятненности FR Cnc: пятна неравномерно заполняют два широтных пояса на широтах от 47° до 56° (в зависимости от сезона наблюдений) симметрично в северном и южном полушарии. Необходимые для расчетов значения основных параметров FR Спс были взяты нами из работы [2]: значения температуры фотосферы $T_{phot} = 4250$ K, логарифм поверхностной силы тяжести logg = 4.5 и угол наклона оси вращения звезды 1=55°.

Согласно нашим расчетам, пятна оказались расположенными в двух широтных поясах, симметричных относительно экватора звезды, на широтах от 47° до 56°. Параметры плотности заполнения пятнами изменялись за все время наблюдений: f_1 от 0.00 до 0.05, и f_2 от 0.42 до 0.87. Площадь пятен изменялась от 21% поверхности звезды в 2003г. до 10% в 2010г. Контраст пятен β_{ν} составлял 0.03, т.е. пятна оказались холоднее фотосферы на 1650 К. Полученная модель запятненности показана на рис.3, а параметры запятненности представлены в табл.2. Долготы максимумов запятненности θ определялись независимо из фотометрических кривых блеска по положению фазы мини-

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗАПЯТНЕННОСТИ ФОТОСФЕРЫ FR Cnc

Эпоха	ΔV _{max}	۵V	ΔV2	φο	Δφ	f	f2	β _v	S, %	θι	θ₂	Источник данных
2002-03	0.006	0.18	-	36	24	0.00	-	0.03	13.9	0.80	-	2
2003-04	0.024	0.23	0.20	39	30	0.00	0.87	0.03	21.3	0.51	0.70	2
2004-05	0.004	0.24	0.10	40	32	0.00	0.42	0.03	16.4	0.49	1.00	2
2005-06	0.084	0.19	-	35	25	0.05	-	0.03	15.3	0.10	_	2
2006-07	0.064	0.19	-	36	24	0.00	-	0.03	13.9	0.70	-	2
2007-08	0.064	0.18	0.11	37	24	0.00	0.61	0.03	16.4	0.30	0.70	2
2010.2	0.000	0.15	-	43	20	0.00	-	0.03	10.5	0.28	-	Данная
												работа

мального блеска. В большинстве наблюдательных сезонов на кривой блеска отмечаются два минимума блеска вращательной модуляции, которые соответствуют положениям двух активных долгот (долгот, на которых преимущественно формируются пятна). Эти долготы разнесены друг от друга на 0.44 фазы, приходясь в среднем на 0.73 и 0.29 фазы. Однако в 2004 и 2005гг. долготы максимальной запятненности существенно отличались от этих значений, хотя оставались разделены на 0.45 фазы. Таким образом, вероятно, положение активных долгот не является стабильным. Зависимость полученных параметров пятен и их долгот от времени представлена на рис.4. Из рисунка хорошо видно, что с 2006 по 2010гг. широта запятненных областей постепенно увеличивалась с 47° до 53° при небольшом уменьшении их площади. Можно предположить, что пятна мигрировали в сторону экватора в течение этого периода времени со скоростью 1.5°/год. Однако вывод о

ФОТОСФЕРНЫЕ ПЯТНА И ВСПЫШКА НА ЗВЕЗДЕ FR Cnc 49



Рис.4. Долговременная диаграмма блеска в полосе V и изменения параметров запятненности FR Спс в течение 8 лет. площади запятненности S, средней широты пятен (φ) и долготы максимума запятненности θ.

наличии цикла активности FR Cnc делать преждевременно, необходимы дальнейшие наблюдения и анализ, чтобы удлинить временную базу, охваченную наблюдениями.

Ранее только Головин и др. [2] получали доплеровское изображение распределения запятненных областей на фотосфере FR Cnc. В их расчетах пятна оказались локализованы на средних и умеренных широтах, довольно равномерно распределены по широте (за исключением орбитальных фаз от 0.1 до 0.3, на которых не были выявлены пятна), а также не было отмечено признаков наличия полярного пятна. Такая картина хорошо согласуется с полученной нами зональной моделью распределения запятненности FR Cnc.

3.2. Вспышечная активность. 3 февраля 2010г. была зарегистрирована вспышка в момент, соответствующий HJD = 2455231.3136 или 0.39 орбитальной фазы (см. рис.1). Вспышка произошла вблизи фотометрического минимума блеска, т.е. в области, где, по-видимому, наблюдается повышенная концентрация холодных фотосферных пятен. Вспышка показала быстрое возрастание блеска на 0^m.11 в полосе *В* в течение 390 с и медленный спад яркости. Такое поведение характерно также для вспышек на Солнце и других активных звездах. Общая продолжительность вспышки составила 32.5 мин.

Общая энергия излучения во вспышке была вычислена нами по стандартной методике, подробно описанной Моффетом [17]. Относительная интенсивность вспышки $I_F(t)$ была вычислена из наблюдений с использованием выражения

$$I_F(t) = \left[\left(I_0 + I_{flare}(t) \right) / I_0 \right] - 1,$$
(1)

где I_0 - это средняя интенсивность невозмущенной звезды, непосредственно предшествующая вспышке, усредненная по интервалу времени 40 мин для каждой полосы *B* и *V*. Относительная энергия (RE), излученная вспышкой,

$$RE = \int I_F(t)dt \tag{2}$$

была определена с помощью численного интегрирования по временному интервалу, соответствующему длительности вспышки. Вычисленные относительные энергии вспышки в цвете *B* и *V* равны $RE_B = 110.1$ с и $RE_v = 46.9$ с, соответственно.

На рис.5 приведены относительные интенсивности вспышки в долях интенсивности невозмущенной звезды FR Спс в соответствии с формулой (1).

Абсолютная энергия вспышки была определена с использованием калибровки Джонсона [18]. Полная ширина полосы пропускания на уровне половины максимума в фильтрах *B* и *V* принималась равной 970 Å и 850 Å, соответственно. Тогда, согласно калибровке Джонсона, энергетический выхол (светимость) звезды нулевой абсолютной звездной величины равен $E_B = 8.35 \cdot 10^{34}$ эрг/с в фильтре *B* и $E_V = 3.98 \cdot 10^{34}$ эрг/с в фильтре *V*. Используя уточненные значения V = 10.44 и B = 11.54 для FR Cnc [2], а также зная расстояние r = 33 пк, мы определили абсолютную звездную величину звезды FR Cnc в фильтрах *B* и *V*: $M_B = 8^m.95$ и $M_V = 7^m.86$, соответственно. Согласно вычисленным значениям абсолютных звездных величин M_B , M_V , с использованием калибровки Джонсона, мы получили светимость FR Cnc. Светимость FR Cnc оказалась равной $L_V = 2.86 \cdot 10^{31}$ эрг/с в полосе *V*, и в полосе *B* равной $L_V = 2.20 \cdot 10^{31}$ эрг/с.



Рис.5. Вспышка, зафиксированная на FR Спс 3 февраля в фотометрических полосах В и V. По вертикальной оси - относительная интенсивность звезды $[(I_0 + I_{flow}(t))/I_0 - 1]$. По горизонтали - юлианские даты. Виден характерный резкий подъем яркости и плавный спад. а также послевспышечное повышение общего уровня блеска звезды.

Энергия, излученная во вспышке, была найдена с учетом светимости FR Спс и относительной энергии RE, она оказалась равной $E_B = 2.43 \cdot 10^{33}$ эрг и $E_V = 1.34 \cdot 10^{33}$ эрг в полосе *B* и *V*, соответственно.

Таким образом, энергия, излученная в течение вспышки, почти на два порядка превосходит энергию, излученную всей звездой FR Cnc в течение одной секунды. Если провести сравнение с мошностью солнечных вспышек, то при аналогичном соотношении энергий, такая вспышка на Солнце относилась бы к категории очень мощных вспышек.

Отмечено увеличение блеска звезды после вспышки по сравнению с предвспышечным уровнем на величину $0^{m}.018 \pm 0^{m}.003$ в цвете *В*. Уровень интенсивности послевспышечного излучения превышает уровень предвспышечного излучения на величину 3σ и, следовательно, не может быть обусловлена случайными ошибками наблюдений. Поскольку на FR Спс наблюдаются фотосферные пятна, была обнаружена поляризация спектральных линий, вызванная магнитными полями [2], и с учетом того, что она была отмечена как рентгеновский источник [2], можно предположить, что механизм активности

FR Спс в какой-то мере аналогичен солнечному. На качественном уровне послевспышечное повышение интенсивности блеска звезды можно объяснить излучением горячих послевспышечных петель в короне, а также нагревом короны потоками заряженных частиц, ускоренными в электрических полях. Аналогичное послевспышечное повышение блеска наблюдалось на звезде FR Спс после вспышки в 2006г. [2,5], кроме того было зафиксировано нами при наблюдениях вспышки другой активной запятненной звезды WY Спс [19], а также было замечено на графиках вспышек у других авторов [17,20].

Авторы выражают благодарность Т.П.Никифоровой за интерес к работе и обсуждение особенностей вспышки FR Cnc. Работа А.В.Кожевниковой и В.П.Кожевникова была проведена при финансовой поддержке государства в лице Министерства образования и науки Российской Федерации (базовая часть гос. задания, РК № АААА-А17-117030310283-7), а также при финансовой поддержке постановления № 211 Правительства Российской Федерации, контракт № 02.А03.21.0006. Работа И.Ю. Алексеева была выполнена в рамках тематического проекта КрАО РАН "Магнитная активность на звездах".

¹ Уральский Федеральный университет им. Б.Н.Ельцина, Россия, e-mail: Kozhevnikova-a@yandex.ru

² ФГБУН "Крымская астрофизическая обсерватория РАН", Россия, e-mail: ilya-alekseev@mail.ru

SPOTS AND FLARE ON ACTIVE DWARF STAR FR Cnc

A.V.KOZHEVNIKOVA', V.P.KOZHEVNIKOV', I.Yu.ALEKSEEV²

We perform analysis of new BVRI photometry of young active dwarf star FR Cnc (K7V), obtained at Kourovka astronomical observatory of Ural Federal University with the help of multichannel electrophotometer in the year 2010. The light curve displays sinusoidal rotation modulation with the amplitude of 0^{m} .15 in V band. Star's brightness reddening in the photometrical minimum of the light curve confirms that this modulation is caused by cool photospheric starspots. We obtained parameters of starspots according to zonal spot modelling technique using both our own observations and published ones. It's obtained that spots are distributed at latitudes from 47° to 56°, cover 10-21% of the total star's surface depending on the observational season and spots are cooler then the unspotted photosphere on 1650 K. We detected an optical flare on 3 February at the moment

ФОТОСФЕРНЫЕ ПЯТНА И ВСПЫШКА НА ЗВЕЗДЕ FR Cnc 53

corresponding HJD = 2455231.3136. Flare amplitudes were $0^{m}.11$, $0^{m}.04$, $0^{m}.03$ and $0^{m}.02$ in *B*, *V*, *R*, *I* bands accordingly, and flare's duration was 32.5 min. The flare occurred in the region of maximum spottedness. We calculated total flare energy as $2.4 \cdot 10^{33}$ and $1.3 \cdot 10^{33}$ erg in *B* and *V* bands accordingly. Increase of star's brightness on $0^{m}.02$ in *B* band after the end of flare is revealed.

Key word: Spotted stars: stellar activity: flares: photospheric spots

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.C.Pandey, K.P.Singh, S.A.Drake et al., Astron. J., 130, 1231, 2005.
- A. Golovin, M.C. Galvez-Ortiz, M. Hernan-Obispo et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 421, 132, 2012.
- 3. W. Voges, B.Aschenbach, Th. Boller et al., Astron. Astrophys., 349, 389, 1999.
- 4. J.C.Pandey, K.P.Singh, R.Sagar et al., IBVS, 5351, 2002.
- 5. A. Golovin, E. Pavlenko, Yu. Kuznyetsova et al., IBVS, 5748, 2007.
- V.P.Kozhevnikov, P.E.Zakharova, Euroconference on Disks, Planetesimals and Planets, F.Garzon, C.Eiroa, D. de Winter, T.J.Mahoney (eds), Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 219, 381, 2000.
- 7. В.П.Кожевников, Физика космоса, ред. П.Е.Захарова, Э.Д.Кузнецов и др. (Екатеринбург: Изд-во УрГУ), с.169, 2002.
- 8. E. Hog, A. Kuzmin, U. Bastian et al., Astron. Astrophys., 335, 65, 1998.
- 9. S.V. Berdyugina, Living Rev. Solar Phys., 2, 8, 2005.
- 10. K.G.Strassmeier, Aston. Astrophys. Rev., 17, 251, 2009.
- 11. P.V.Rao, M.B.R.Sarma, J. of Astrophys. Astron., 4, 161, 1983.
- 12. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., 74, 240, 1997.
- 13. И.Ю.Алексеев, Запятненные звезды малых масс, Одесса: АстроПринт, 2001.
- 14. И.Ю.Алексеев, Изв. КрАО, 104, 272, 2008.
- 15. А.В.Кожевникова, И.Ю.Алексеев, Астрон. ж., 92, 818, 2015.
- 16. И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова, Астрон. ж., 94, 240, 2017.
- 17. T.J. Moffet, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 164, 11, 1973.
- 18. H.L.Johnson, Ann. Rev. of Astron. Astrophys., 4, 193, 1966.
- 19. A.V.Kozhevnikova, I.Yu.Alekseev, P.A.Heckert et al., IBVS, 5723, 2006.
- 20. K.Panov, Yu. Goranova, V. Genkov, IBVS, 4917, 2000.



АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

О СОДЕРЖАНИИ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА RR ЛИРЫ ПОЛЯ И ИХ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРАХ

М.Л.ГОЖА, В.А.МАРСАКОВ, В.В.КОВАЛЬ Поступила 26 июля 2017 Принята к печати 14 декабря 2017

Составлен каталог химических и пространственно-кинематических параметров 415-ти переменных звезд типа RR Лиры (лирид) галактического поля. Собраны спектроскопические определения относительных содержаний 13-ти химических элементов в 101-й лириде из 25-ти статей, опубликованных с 1995 по 2017гг. Данные разных авторов приведены к единому солнечному обилию. Вычислены средневзвешенные значения содержаний химических элементов с коэффициентами, обратно пропорциональными заявленным авторами работ ошибкам. Анализ отклонений авторских относительных содержаний в каждой звезде от вычисленных по ним средневзвешенных значений показал отсутствие систематических смещений между результатами разных авторов. По данным нескольких источников посчитаны прямоугольные координаты 407-ми лирид и компоненты пространственных скоростей 401-й звезды. Сделан вывод, что собранные данные о содержаниях в лиридах поля химических элементов, произведенных в различных процессах ядерного синтеза, а также вычисленные пространственные скорости можно использовать для исследования эволюции Галактики.

Ключевые слова: переменные типа RR Лиры галактического поля: содержания химических элементов: кинематические параметры

1. Введение. Переменные звезды типа RR Лиры (лириды) - маломассивные ($M \sim 0.8 M_{\odot}$) короткопериодические ($P \sim 0.2 - 1^{d}$) гиганты горизонтальной ветви в фазе горения гелия в ядре - считаются старым (возраст >10 млрд. лет) и бедным металлами ([Fe/H] <-0.5) населением Галактики. Поскольку положение лирид на диаграмме Гершшпрунга-Рессела практически не зависит от возраста, определение их индивидуальных возрастов по теоретическим эволюционным трекам не представляется возможным, поэтому принадлежность такой звезды к определенной подсистеме Галактики можно попытаться определить, исследуя химический состав, а также особенности кинематики. Химический состав родительского газопылевого облака зависит от степени обогащения тяжелыми элементами, выброшенными в межзвездную среду звездами предыдущих поколений. А поскольку различные процессы синтеза происходят в звездах определенных масс, тяжелые химические элементы, произведенные в недрах этих звезд, обогащают межзвездную среду в разное время. Значит, относительные содержания химических элементов в атмосфере

звезд следующих поколений могут служить показателем возраста звезды. А кинематические параметры позволяют оценить принадлежность звезды к определенной подсистеме Галактики. Поэтому для комплексного исследования свойств переменных типа RR Лиры, прежде всего, необходимо, максимально используя данные первоисточников, составить компилятивный каталог спектроскопических определений металличности [Fe/H], относительных содержаний других химических элементов [el/Fe] в лиридах галактического поля. Кроме того, следует дополнить каталог положениями и компонентами пространственных скоростей. В настоящей работе будет описан процесс получения данных, входящих в каталог, а также их надежность для исследования связей между химическими и пространственно-кинематическими особенностями переменных типа RR Лиры галактического поля.

Как показали исследования, несмотря на то, что переменные типа RR Лиры находятся на поздней стадии эволюции, содержание тяжелых химических элементов (кроме лития) в их поверхностных оболочках сохраняется в неизменном виде с момента образования звезды (например, [1-3]). Таким образом, обилия химических элементов в атмосферах звезд несут в себе информацию о химическом составе межзвездного вещества, из которого они образовались, а значит, позволяют отслеживать химическую эволюцию Галактики.

2. Образование химических элементов в звездах разных масс. Для каталога мы выбрали в литературе содержания α -элементов (кислорода, магния, кремния, кальция и титана), элемента железного пика (железа), элементов медленного (иттрия, циркония, бария и лантана) и быстрого нейтронных захватов (европия), а также элементов с нечетным числом протонов (натрия и алюминия). Известно, что масса звезды является основным определяющим фактором того, какими тяжелыми химическими элементами и в какое время звезда обогащает межзвездную среду на заключительном этапе своей жизни. В массивных (M > 10 M_Q) короткоживущих звездах на поздних стадиях эволюции синтезируются а -элементы (много легких а элементов (O, Mg и Si) и меньше тяжелых (Са и Ti)), а также некоторое количество элементов железного пика. В результате вспышек таких звезд, как сверхновые II типа, произведенные в их недрах химические элементы выбрасываются в межзвездное пространство. Основное количество элементов группы железа производится на конечной стадии эволюции тесных двойных звезд с массами $M < 8M_{\odot}$, которые взрываются как сверхновые типа Ia. Иттрий, цирконий, барий, лантан и европий синтезируются в процессе реакций нейтронных захватов в разных количественных соотношениях в результате медленных s-процессов или быстрых r-процессов. s-процессы

протекают во время тепловых пульсаций в оболочках звезд асимптотической ветви гигантов ($M < 4 M_{\odot}$); образовавшиеся элементы в результате сброса оболочки попадают в межзвездное пространство. Некоторое количество элементов медленных нейтронных захватов синтезируется в результате горения гелия в недрах массивных звезд. Синтез атомов в результате *r*-процессов происходит во время взрывов сверхновых II типа с массами $8 < M/M_{\odot} < 10$, когда в разлетающемся от звезды веществе потоки нейтронов бомбардируют ядра ранее образовавщихся элементов. Натрий и алюминий образуются в ядрах массивных звезд в реакциях гидростатического горения углерода и неона, дополнительный синтез возможен в реакциях нейтронного захвата.

Таким образом, α -элементы попадают в межзвездную среду раньше других тяжелых элементов (через миллионы или десятки миллионов лет после вспышки звездообразования), и в старых звездах должен наблюдаться их избыток. Но уже спустя примерно миллиард лет в газопылевой среде начинают вспыхивать сверхновые типа Ia и происходит постоянное увеличение элементов железного пика по отношению к α -элементам, элементам быстрых нейтронных захватов и элементам с нечетным числом протонов. Значит, о возрасте звезд, сформированных из уже обогащенной предыдущими поколениями звезд межзвездной материи, можно судить по относительным содержаниям химических элементов в их атмосферах.

3. Исходные данные для расчета обилий химических элементов и их надежность. Для исследований химических свойств переменных звезд типа RR Лиры галактического поля необходимо было найти как можно больше доступных определений содержаний химических элементов в атмосферах этих звезд. Были собраны спектроскопические определения относительных содержаний 13-ти химических элементов (O, Na, Mg, Al, Si, Ca, Ti, Fe, Y, Zr, Ba, La, Eu) в 101-й переменной типа RR Лиры поля. Источниками этих данных стали 25 статей, опубликованных с 1995г. по февраль 2017г. Ссылки на первоисточники включены в каталог.

Короткий период переменности блеска, высокие амплитуды лучевых скоростей оболочек лирид при их большой удаленности накладывают ограничения на продолжительность экспозиции. Тем не менее, содержания химических элементов в звездах типа RR Лиры, собранные в настоящей работе, определены по спектрам высокого разрешения, снятым с использованием достаточно крупных телескопов.

Панчино и др. [4] на большой выборке спектров переменных типа RR Лиры, охватывающей все стадии пульсации, подтвердили, что обилия химических элементов в лиридах могут быть получены с помощью классической техники эквивалентных ширин и статической модели атмосфер. При определении значительной части отношений [Fe/H] и [el/Fe] использовались модели звездных атмосфер Куруца [5]. Анализ большинства спектров проведен в приближении локального термодинамического равновесия, но в ряде работ учтены отклонения от ЛТР для алюминия, натрия, кремния, кислорода и других элементов.

Ударная волна, проходящая во время пульсации через атмосферу звезды. оказывает значительное влияние на спектральные линии. Было установлено. что наиболее сильные и симметричные линии химических элементов в спектрах получаются вблизи минимума блеска и максимального радиуса переменной звезды, когда атмосфера неподвижна (см., например, [6,7]). Спокойной считается фаза около 0.35. Наиболее динамичная стадия вблизи минимального радиуса (фаза 0.8-1.0), при которой возникает ударная волна во время быстрого ускорения атмосферы, продолжается очень короткое время (~15 мин). Температура, ускорение силы тяжести и микротурбулентные скорости в атмосфере звезды изменяются с фазой синхронно, в то время как определяемые содержания химических элементов (кроме кремния и бария) в основном не зависят от фазы [2,4,8]. Необходимо учитывать, что содержание кремния следует использовать с осторожностью, если звезды наблюдаются во время фаз 0.8-1.0. В частности в работе [4] обнаружен большой разброс и систематический избыток [Si/Fe] в лиридах по сравнению со звездами поля при [Fe/H] <-1. Что же касается обилия бария, то рекомендуется не использовать его для всех фаз пульсаций до тех пор, пока не появится толковое объяснение его поведения. Тем не менее, относительные содержания большинства химических элементов в звездах RR Лиры, наблюдаемых в разных фазах, можно использовать, как и другие звездные индикаторы, для отслеживания эволюшии Галактики.

Как правило, спектры для определения обилий в работах были получены во время спокойных фаз, близких к 0.35. Однако в некоторых случаях в отсутствие спектров, полученных в оптимальную фазу пульсаций звезды, содержания химических элементов определялись по доступным спектрам. При наличии в статьях обилий, полученных для разных фаз пульсаций, мы отбирали только рекомендованные авторами работ результаты.

4. Относительные содержания химических элементов и их ошибки. При расчете относительных содержаний химических элементов авторы статей учитывали различные шкалы солнечных обилий. Чтобы получить возможность сопоставлять относительные содержания каждого химического элемента между звездами, необходимо было привести все собранные данные к единой солнечной шкале. Причем в нашем случае для сведения исходных данных в однородную шкалу только такая корректировка оказалась возможной. Мы приняли солнечные обилия, рекомендованные Асплундом и др. [9], в качестве стандартных. Процедура заключалась в следующем: к авторскому значению [el/H] прибавлялась разница между солнечными обилиями, принятыми авторами статей, и стандартными:

 $\left[el/H \right]_2 = \left[el/H \right]_1 + \log \epsilon (el)_{\odot 1} - \log \epsilon (el)_{\odot 2}$.

Здесь $[el/H]_1$ и $[el/H]_2$ - относительное содержание химического элемента в звезде, полученное авторами статей и исправленное, соответственно; $loge(el)_{\odot 1}$ - солнечное обилие элемента, использованное в работах, а $loge(el)_{\odot 2}$ стандартное солнечное обилие элемента [9]. В нескольких статьях авторы не указали принятую ими шкалу солнечных обилий, в этих случаях относительные содержания не исправлялись.

В ряде статей авторы определяли содержания железа, кремния и титана по линиям нейтральных и однократно ионизованных атомов отдельно. В таких случаях мы вычисляли среднее, а при наличии ошибок определения, средневзвешенное значение (см. текст далее). Необходимо отметить, что в подавляющем большинстве определений данные для нейтральных и ионизованных атомов хорошо согласуются между собой. Однако Говеа и др. [10] получили значительное отличие в относительных содержаниях [SiI/Fe] и [SiII/Fe] для всех 8-ми звезд в работе (разница для каждой звезды варьируется от 0.27 до 1.17 dex), что подтверждает мнение о малой надежности определяемых обилий кремния в переменных звездах. К сожалению, других данных относительно содержания кремния в этих звездах нет.

Мы собрали информацию о химическом составе 101-й переменной типа RR Лиры. При этом обилия 59-ти звезд даны только в одной статье. Для 42-х лирид содержание одного и того же химического элемента измерено в двух или более работах (химический состав звезды RR Lyr определялся в наибольшем числе статей - 8-ми); в таких случаях вычислялись средневзвешенные значения с коэффициентами, обратно пропорциональными заявленным авторами статей неопределенностям. Только для нескольких обилий авторская ошибка превысила 0.3 dex. При наличии определений других авторов такие данные при усреднении учитывались с малым весовым коэффициентом. Однако в двух случаях это было единственное значение. Если в статьях не указывались ошибки измерения относительных содержаний, то мы принимали ошибки $\varepsilon[el/F] = 0.2 dex$ в работах, опубликованных до 1999г. включительно, и $\varepsilon[el/F] = 0.1 dex - в последующие годы.$

В табл.1 приведены статистические сведения о каждом химическом элементе, включенном в нашу работу. Во втором столбце указано количество лирид, для которых известно относительное содержание химического элемента. Следующие два столбца содержат среднюю ошибку, вычисленную по

Таблица 1

СТАТИСТИКА ОПРЕДЕЛЕНИ	ий относителы	ных содержании
ХИМИЧЕСКИХ ЭЛ	іементов и их	ОШИБОК

Химический элемент	Количество звезд	Средняя заявленная ошибка	Дисперсия заявленной ошибки	Количество пересекающихся определений	Дисперсия вычисленного среднего
Fe	101	0.14	0.04	121	0.12
0	25	0.18	0.06	17	0.13
Na	43	0.11	0.06	20	0.11
Mg	74	0.13	0.07	28	0.08
AĬ	45	0.14	0.08	10	0.17
Si	78	0.16	0.11	40	0.15
Ca	92	0.15	0.05	86	0.07
Ti	84	0.13	0.07	59	0.05
Y	44	0.11	0.08	19	0.07
Zr	16			4	0.11
Ba	69	0.12	0.06	49	0.09
La	11			4	0.06
Eu	16			2	0.16

приведенным в статьях неопределенностям, а также дисперсию этой ошибки. Далее показано число определений в случае двух и более известных значений обилий каждого элемента для той или иной звезды. Дисперсия посчитанных в этой работе средневзвешенных значений относительных содержаний дана в последнем столбце.

Средние значения неопределенностей, заявленных авторами работ, для всех элементов, как видно из таблицы, оказались в диапазоне $\varepsilon[el/F] = (0.11 - 0.18)$ при среднем значении для всех $\sigma_{co}[el/F] = 0.14$. Для оценки внешней сходимости определений содержаний каждого элемента, полученных разными авторами, мы исследовали отклонения авторских относительных содержаний в данной звезде от вычисленных по ним средневзвешенных значений (см. два последних столбца табл.1). Дисперсии для разных химических элементов варьируются в пределах $\sigma[el/F] = (0.05 - 0.17)$, при этом среднее значение для всех элементов (σ[el/F]) = 0.11. Как видим, внешние сходимости определений относительных содержаний химических элементов оказались даже немного меньше неопределенностей, заявленных авторами первоисточников. Для нескольких химических элементов с наибольшим количеством пересекающихся определений (Fe, Mg, Si, Ca, Ti, Ba) строились распределения отклонений авторских обилий в данной лириде от вычисленных по ним средневзвешенных значений (рис.1a-f). На всех панелях указана дисперсия вычисленного средневзвешенного значения относительного содержания для данного химического элемента.

О СОДЕРЖАНИИ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Оказалось, что все гистограммы одновершинные, удовлетворительно описываются нормальным законом, что позволяет считать ошибки случайными. Итак, анализ внешней сходимости продемонстрировал отсутствие систематических смещений. Однако необходимо принять во внимание, что количество пересекающихся определений для большинства химических элементов все же невелико.



Рис.1. Распределения отклонений авторских значений относительных содержаний химических элементов в лиридах от вычисленных по ним средневзвешенных значений для железа (а), магния (b), кремния (c), кальция (d), титана (e), бария (f). На всех панелях указана дисперсия вычисленного средневзвешенного обилия.

Мы полагаем, что полученные сводные данные о содержаниях в лиридах поля химических элементов, произведенных в различных процессах ядерного синтеза, можно использовать для исследования хронологии образования и эволюции Галактики. Заметим, что каталогов, подобных составленному нами, с компиляцией относительных содержаний химических элементов для большого количества звезд типа RR Лиры галактического поля мы не обнаружили.

5. Каталог параметров переменных звезд типа RR Лиры галактического поля. Поскольку принадлежность к галактической подсистеме определяется, в том числе, и пространственно-кинематическими свойствами звезды, в каталог были включены положения и скорости лирид. Основным источником данных стал каталог Дамбиса и др. [11], в котором собраны собственные движения и лучевые скорости 392-х звезд типа RR Лиры галактического поля. Расстояния до этих звезд посчитаны по приведенным в каталоге звездной величине в инфракрасной полосе Ks, периоду переменности и металличности с использованием соотношений из статьи [11]. Для звезд с известными обилиями, но отсутствующими в упомянутом выше каталоге, мы собрали необходимую информацию из различных источников. Так, расстояния были найдены для 15-ти звезд, для 9-ти из них удалось найти данные для расчета компонентов скоростей. Ссылки на источники пространственнокинематических данных приведены в нашем каталоге.

Зная координаты, расстояния, собственные движения и лучевые скорости лирид, мы вычислили и внесли в каталог прямоугольные галактические координаты (x, y, z), галактоцентрическое расстояние R_{c} , компоненты пространственных скоростей в прямоугольной (U, V, W) и цилиндрической (V_R, V_{Θ}, V_Z) системах координат, исправив скорости за движение Солнца относительно местного стандарта покоя (LSR). Движение Солнца относительно местного стандарта покоя приняли равным (U, V, W) = (11.1,12.24,7.25) км/с [12], галактоцентрическое расстояние Солнца - 8.0 кпк, скорость вращения местного стандарта покоя - 220 км/с. Основываясь на ошибках расстояний, собственных движений и лучевых скоростей, получили, что средняя ошибка пространственной скорости равна 16 км/с.

Мы также включили в каталог металличности $[Fe/H]_D$ из каталога [11], вычисленные на основе индекса Престона для 392-х лирил. Сравнение спектроскопических и по индексу Престона определений [Fe/H] для 78-ми звезд показало хорошее совпадение значений и отсутствие систематических смещений для основной массы лирид. Однако в нескольких случаях металличности существенно отличаются. Наибольшая разница в [Fe/H] получилась для звезды V 455 Oph ($\Delta \approx 1.5$ dex). Пересчет расстояния для этой звезды со средневзвешенным спектроскопическим значением [Fe/H] показал незначительное изменение пространственно-кинематических параметров (расстояние изменилось только на 0.04 кпк). Для V 455 Oph мы внесли в наш каталог расстояние, а также скорости, посчитанные по спектроскопическому [Fe/H]. Для других звезд расстояние оставили прежним.

Каталог дополнен значениями фундаментальных периодов пульсаций (для RRc типа посчитаны по формуле logP_f = logP + 0.127 [13]). Источниками периодов переменности послужили каталог [11], а также база данных SIMBAD.

6. Результаты. Создан каталог химических и кинематических параметров 415-ти переменных звезд поля типа RR Лиры. Каталог содержит галактические

О СОДЕРЖАНИИ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

и прямоугольные координаты, гелио- и галактоцентрическое расстояние для 407-ми лирид. Вычислены компоненты пространственных скоростей звезд относительно местного стандарта покоя $(U, V, W)_{LSR}$, компоненты скоростей в цилиндрической системе координат (V_R, V_{Θ}, V_Z) для 401-й звезды. Собраны приведенные к единой солнечной шкале и усредненные обилия 13-ти химических элементов в атмосферах 101-й лириды поля. Это наиболее полный на настоящий момент каталог относительных содержаний химических элементов в переменных звездах поля типа RR Лиры. Анализ внешней сходимости определений обилий каждого элемента показал отсутствие систематических смещений. В каталог добавлены металличности, посчитанные в работе [11] по индексу Престона для 392-х звезд и фундаментальные периоды всех переменных. Каталог доступен в электронном виде по адресу ftp://cdsarc.u-strasbg.fr/pub/cats/J/AZh.

Полагаем, что сводные данные о содержаниях в переменных звездах типа RR Лиры галактического поля химических элементов, произведенных в различных процессах ядерного синтеза, а также вычисленные пространственные скорости можно использовать для исследования эволюции Галактики. Данные каталога уже применяются для изучения связей кинематики и содержаний химических элементов в лиридах поля. Подробности представлены в работах Марсакова и др. [14,15].

Авторы благодарны А.С.Расторгуеву за вычисление расстояний до лирид. М.В.А. и Г.М.Л. благодарят за поддержку Минобрнауки РФ (госзадание №3.5602.2017/БЧ), а К.В.В. благодарит за поддержку Минобрнауки РФ (госзадание № 3.858.2017/4.6). В процессе работы была использована база данных SIMBAD (CDS, Strasbourg, France).

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия, e-mail: gozha_marina@mail.ru

ON CHEMICAL ELEMENT ABUNDANCES IN RR LYRAE VARIABLES AND THEIR KINEMATIC PARAMETERS

M.L.GOZHA, V.A.MARSAKOV, V.V.KOVAL'

The catalog of chemical and spatial-kinematic parameters of 415 RR Lyrae variable stars of the galactic field is composed. Spectroscopic relative abundance determinations of 13 chemical elements in 101 RR Lirae variables from 25 papers

published from 1995 to 2017 are collected. The data of different authors are corrected to the same solar scale. The weighted averages of the chemical element abundances with coefficients inversely proportional to the errors reported by the authors of the papers were calculated. Analysis of the author's relative abundance deviations in each star from the weighted averages calculated from them showed the absence of systematic displacements among different authors. The rectangular coordinates of 407 RR Lyrae variables and the spatial velocity components of 401 stars are calculated according to data from several sources. It is concluded that the collected data on the chemical element abundances produced in various nuclear fusion processes within the field RR Lyrae variables, as well as the calculated spatial velocities, can be used to study the evolution of the Galaxy.

Key words: RR Lyrae variables of the galactic field: chemical element abundances: kinematic parameters

ЛИТЕРАТУРА

- 1. G. Clementini, E. Carretta, R. Gratton et al., Astron. J., 110, 2319, 1995.
- 2. B.-Q.For, C.Sneden, G.W.Preston, Astrophys. J. Suppl. Ser., 197, 29, 2011.
- 3. C.J. Hansen, B. Nordström, P. Bonifacio et al., Astron. Astrophys., 527, A65, 2011.
- 4. E. Pancino, N. Britavskiy, D. Romano et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 447, 2404, 2015.
- R.Kurucz, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993.
- 6. K.Kolenberg, L.Fossati, D.Shulyak et al., Astron. Astrophys., 519, A64, 2010.
- 7. C.Sneden, B.-Q.For, G.W.Preston, in: RR Lyrae Stars, Metal-Poor Stars, and the Galaxy, ed. A.McWilliam, Carnegie Observatories Astrophys. Ser., 5, 196, 2011.
- 8. S.Liu, G.Zhao, Y.-Q.Chen et al., Research in Astron. Astrophys., 13, 1307, 2013.
- 9. M.Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval et al., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 47, 481, 2009.
- 10. J. Govea, T. Gomez, G. W. Preston et al., Astrophys. J., 782, 59, 2014.
- A.K.Dambis, L.N.Berdnikov, A.Y.Kniazev et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 435, 3206, 2013.
- 12. R.Schonrich, J.Binney, W.Dehnen, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 403, 1829, 2010.
- 13. M.S. Frolov, N.N. Samus', Astron. Letters, 24, 171, 1998.
- 14. В.А. Марсаков, М.Л.Гожа, В.В.Коваль, Астрон. ж., 95, 54, 2018.
- 15. В.А. Марсаков, М.Л.Гожа, В.В.Коваль и др., Астрофизика, 2018 (в печати).

АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ КАТАЛОГА КР2001, НАЙДЕННЫЕ ИЗ БАЗЫ ДАННЫХ ОБЗОРА ПЕРЕМЕННОСТИ СЕВЕРНОГО НЕБА

Г.В.ПЕТРОСЯН Поступила 5 августа 2017 Принята к печати 14 декабря 2017

В настоящей работе приводятся результаты исследования оптической переменности звезд каталога КР2001. С этой целью были использованы данные мониторинга автоматического Обзора Переменности Северного Неба (Northern Sky Variability Survey-NSVS). Из 257-ми исследованных объектов 5 являются переменными типа Миры Кита (мириды), 33 полуправильными (SR) и 108 - неправильными переменными (Ir). Кривые блеска остальных объектов не показывают заметных признаков переменными (Ir). Кривые блеска остальных объектов не показывают заметных признаков переменности. Впервые установлена принадлежность 11-ти звезд к полуправильным и 105 звезд к неправильным переменным звездам. Среди неправильных переменных можно отдельно выделить кривые изменения блеска звезд №8 и №194, которые похожи на кривые затменных переменных. Используя пакет программы "VStar" из AAVSO, определены периоды и амплитуды миридов и полуправильных переменных. Оценены также абсолютные звездные величины M_g и расстояния, а для миридов и потеря массы. Рассмотренно поведение звезд КР2001 на шетовых диаграммах 2MASS и WISE.

Ключевые слова: звезды: обзор: переменность: SR переменные: потеря массы

1. Введение. Изучение переменности очень важнао для исследования для галактических, так и внегалактических объектов. Некоторые типы переменных звезд, такие как RR Lyr, цефеиды, а также звезды Асимптотической Ветви Гигантов (АВГ), используются для изучения строения Галактики [1,2]. Благодаря большой светимости эти объекты являются индикаторами расстояния, для которых применимо соотношение период-светимость (ПС). Долгопериодические переменные звезды (мириды и SR) поздних спектральных классов (M, C, S), которые на диаграмме Герцшпрунга-Рассела находятся на АВГ ветви, также являются хорошими индикаторами расстояния и используются для изучения звездных систем Галактики [3].

С целью поиска и исследования переменных звезд в последние два десятилетия были проведены обзоры звездного неба, среди них, обзор Переменности Северного Неба (Northen Sky Variability Survey - NSVS) [4] и Каталинский Обзор Неба (Catalina Sky Survey - CSS) [5].

Целью настоящей работы является исследование переменности звезд каталога КР2001, который доступен в электронном формате: (http/vizier.u-

Г.В.ПЕТРОСЯН

strasbg.fr/viz-bin/VizieResource=J/other/Ap/44.335), а также выяснение эволюционного этапа развития этих звезд. Из предварительной спектральной классификации звезд каталога KP2001, примерно 33% имеет подкласс M5 и позднее [6], т.е они в основном являются переменными [7,8]. Среди них возможно есть много звезд, переменность которых до сих пор не обнаружена.

Поскольку звезды каталога KP2001 расположены на низкой галактической широте ($l = 5^{h}34^{m}$, $b = +5^{\circ}20'$), то для исследования их переменности были использованы данные мониторинга NSVS, а также наблюдательные данные из архива Американской Ассоциации Наблюдателей Переменных Звезд - AAVSO (American Association of the Variable Stars Observes - http://www.aavso.arg).

2. Обзор Переменности Северного Неба (NSVS). Обзор NSVS [4] является временной записью поиска и исследования переменных звезд от 8^m до 15^m в оптическом диапазоне. В течение одного года снималось все северное небо и часть южного до $\delta = -38^{\circ}$. Обзор NSVS проведен с использованием роботозированной системы ROTSE-1 (Robotic Optical Transient Search Experiment) [9], которая состоит из четырех телеобъективов. Эксперимент ROTSE-1 дает возможность автоматического поиска оптических кратковременных явлений, цель которого построение ранних (сразу после вспышки) кривых блеска гамма-вспышек в оптическом диапазоне спектра. Наблюдения проводились без фильтра в широкой фотометрической полосе 4500Å -10000Å. Обзор NSVS содержит кривые изменения блеска примерно 14 млн звезд. Для каждого объекта были получены и обработаны 100-500 ПЗС изображений. Для ярких ненасыщенных звезд фотометрический разброс от точки к точке составляет примерно 0^m.02 величины, а ошибка позиции 2^m. Угловое разрешение на галактических широтах с |b| < 20° низкое, примерно 14".4 на пиксел. Кривые изменения блеска из базы данных NSVS доступны по адресу - http:// /skydot.lanl.gov/nsvs.php.

На базе мониторинга NSVS классифицированы 8678 переменных звезд, результаты приведены в каталоге "Red variable in the NSVS" [10]. В этот каталог входят 18 звезд из каталога КР2001. Из них звезды №32, 46, 230 и 251 классифицированы как мириды, а №6, 7, 55, 58, 130, 138, 147, 165, 189, 200, 210, 212, 221 и 246 - как полуправильные переменные. В целом, 30 звезд из каталога КР2001 классифицированы по типу переменности, из которых 5 - мириды, 22 - SR и 3 -Ir переменные [10-15].

3. Анализ кривых изменения блеска и классификации объектов. Все объекты каталога KP2001 имеют регистрацию в базе данных NSVS, кроме звезды №249, так как она довольно яркая ($m_{pg} \le 9^m$) и принадлежит к спектральному классу M4 [6]. Для определения типа переменности звезд KP2001 был использован пакет программы "VStar" из AAVSO, который предназначен для визуализации и анализа кривых изменения блеска. Программа содержит DCDFT (Date Compensated Discrete Fourier Transform) [16] и WWZ (Weighted Wavelet Z-Transform) [17] алгоритмы, позволяющие оценить период и амплитуду пульсации объектов. С помощью данного пакета подробно



Г.В.ПЕТРОСЯН

анализированы кривые изменения блеска всех 256-и звезд.

Критерием классификации мирид и SR переменных является величина амплитуды и форма кривых изменения блеска. У полуправильных переменных кривые блеска менее регулярны, чем у мирид. Согласно работе [10], звезды, показывающие периодические изменения блеска с амплитудой $\Delta R_{Rotse} \ge 1^{m}.2$, можно классифицировать как возможные мириды. Звезды, для которых амплитуда изменения блеска $\Delta R_{Rotse} \ge 0^{m}.2$, рассматривались в данной работе как переменные.

При определении типа переменности в данной работе использованы те же критерии. В итоге обнаружены и классифицированы 11 полуправильных и 105 неправильных переменных, которые не отмечены ни в одном каталоге переменных звезд и не упомянуты в других работах.

На рис.1 приведены кривые изменения блеска указанных одиннадцати объектов, взятые из базы данных NSVS.

В результате детального анализа кривых изменения блеска 256-и объектов каталога КР2001 с помощью пакета "VStar" была установлена принадлежность 5-и звезд к группе мирид, 33-х звезд к группе SR и 108-ми звезд к группе Ir. Кривые изменения блеска остальных объектов не показывают заметных признаков переменности.

По характеру переменности среди неправильных звезд можно выделить кривые изменения блеска звезд №8 и №194. У обеих звезд четко выделяется уровень наибольшей светимости, относительно которой происходит только ослабление блеска. В этом смысле кривые изменения блеска похожи на кривые затменных переменных звезд. Особенно это заметно в случае №8, у которой период переменности примерно 30-31 день с амплитудой ≈ 3^m. Для звезды №194 эти величины соответственно равны 31 дню и ≈ 4^m.7.

На рис.2 приводятся кривые изменения блеска этих звезд из базы данных NSVS.

В табл.1 приведены номера миридов и SR переменных звезд по КР2001 и NSVS, периоды (Р) и амплитуды (А) изменения.

В примечании табл.1 упомянуты работы, откуда взяты тип переменности, период и амплитуда соответствующих звезд.



Рис.2. Кривые изменения блеска звезд №8 и №194 из базы данных NSVS.

НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Таблица 1

СПИСОК МИРИДОВ И SR ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД КАТАЛОГА КР2001

Howen no	HOMED TO NSVS	P	A	Тип	Применание
KP2001	Homep no Hove	(лни)		переменности	Tiphino hanno
	0010400 - ((0000	140	0.00		
6	2312498+660337	148	0.000	SK	Williams, 2004 [10]
12	2312522+680704	290	0.387	SK	Williams, 2004 [10]
13	11014/4003	60	0.35	SK	Данная работа
81	ID1/4401	60	0.25	SK	Petrosyan, 2015 [11]
32	2318104+655243	401	2.458	M	Williams, 2004 [10]
33	ID175634	145	1.069	SK	Usatov, 2008 [12]
	11)14/4003	82	0.5	SK	Данная работа
46	2320015+663916	315	2.254	M	Williams, 2004 [10]
48	ID177451	40	0.25	SR	Данная работа
51	ID3532084	73	0.35	SR	Данная работа
55	2320370+673213	106	0.563	SR	Williams, 2004 [10]
58	2320568+675633	101	0.768	SR	Williams, 2004 [10]
70	ID3534948	95	0.35	SR	Nicholson, 2006 [13]
89	ID180626	150	0.35	SR	Данная работа
94	ID179311	112	0.6	SR	Данная работа
106	ID1480469	>238	0.544	SR	Usatov, 2008 [12]
-	ID3536469	250	0.4	-	Данная работа
128	ID182755	95	0.3	SR	Данная работа
130	2331391+654260	121	0.455	SR	Williams, 2004 [10]
134	VSX233255.6+674621	58	0.45	SR	Nicholson, 2009 [14]
138	2334044+691146	172	0.668	SR	Williams, 2004 [10]
147	2335492+662910	360	0.554	SR	Williams, 2004 [10]
155"	ID1484798	118	0.35	SR	Данная работа
165	2339033+662307	440	0.607	SR	Williams, 2004 [10]
166	ID1486628	>238	0.52	SR	Usatov, 2008 [15]
-	ID1486628	248	0.5	-	Данная работа
171	ID3543935	35	0.25	SR	Данная работа
176	ID187869	330	1.3	M	Petrosyan, 2015 [11]
189	J2343007+652950	138	0.798	SR	Williams, 2004 [10]
-		148	-	-	Данная работа
199	ID1489382	92	0.527	SR	Usatov, 2008 [12]
200	2344446+674644	104	0.673	SR	Williams, 2004 [10]
210	2346433+670134	730	0.928	SR	Williams, 2004 [10]
212	2347125+673316	423	1.409	SR	Williams, 2004 [10]
215	1491587	145	1.167	SR	Williams, 2004 [10]
221	2348327+685015	152	0.920	SR	Williams, 2004 [10]
230	2349458+683304	249	1.248	M	Williams, 2004 [10]
237	ID192533	58	0.35	SR	Данная работа
246	2351415+691505	88	0.256	SR	Williams, 2004 [10]
251	2352087+663447	347	1.967	M	Williams, 2004 (10)
257	ID193905	37	0.25	SR	Ланная работа

Г.В.ПЕТРОСЯН

[•] Следует отметить, что в работе [6] для звезд №46 и №155 координаты и карты отождествления даны неверно, правильные координаты: $\alpha = 23^{\circ}20^{\circ}01^{\circ}.7$, $\delta = +66^{\circ}39'19''$, $\alpha = 23^{\circ}36^{\circ}48^{\circ}.4$, $\delta = +65^{\circ}47'25''.7$, соответственно.

4. Определение абсолютных величин M_{κ} в полосе К и некоторых параметров. Для оценки абсолютных величин и расстояний переменных звезд было применено соотношение Период-Светимость (ПС). Для миридов абсолютная величина M_{κ} оценена по формуле, приведенной в работе [18].

$$M_{K} = -3.51(\pm 0.20)(\log P - 2.38) - 7.25(\pm 0.06), \qquad (1)$$

а для полуправильных переменных - по формуле [19]

$$M_{F} = -1.34(\pm 0.06)\log P - 4.5(\pm 0.35).$$
⁽²⁾

Используя показатели цвета J-Ks из каталога 2MASS (Two Micron All-Sky Catalog of Point Sources) [20], оценены потери масс для миридов с помощью эмпирического соотношения между показателем цвета J-Ks и потерей массы, которое имеет следущий вид [21]:

$$\log M = -2.5/(J - Ks - 0.65) + 1.75.$$
 (3)

В табл.2 последовательно приведены номера миридов по КР2001 каталогу, оценки периодов пульсаций, Ј и Кs фотометрические данные из каталога 2MASS, абсолютные величины M_к, оценки расстояния (D) и потеря массы (M_e/год).

Таблица 2

АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ, РАССТОЯНИЕ И ПОТЕРЯ МАССЫ МИРИДОВ

Номер по КР2001	Р (дни)	J	K _s	M _K	D клк	log <i>М</i> (10 ⁻⁶ <i>М</i> в год)
32 - 46 176	401 366 315 330	6.156 - 7.328 7.849	4.345 - 5.496 6.116	-8.03 -7.89 -7.7 -7.7	2.3 2.2 3.3 4.9	0.4 0.37 0.56
230 251	249 347	6.306 4.296	4.665 2.514	-7.3 -7.8	2.0 0.96	0.77 0.46

В табл.3 приведены Ks фотометрические значения, абсолютные величины M_{κ} и оценки расстояния для полуправильных переменных.

По данным обзора NSVS, 108 звезд (42%) из каталога КР2001 классифицированы как иррегулярные переменные, а 110 звезд (примерно 43%) не показывают заметную переменность.

Кривая изменения блеска звезды №122 из базы данных NSVS не показывает

Таблица 3

АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ, РАССТОЯНИЯ ДЛЯ SR ПЕРЕМЕННЫХ

Номер по КР2001	Ks	M _K	Д кпк	Номер по КР2001	Ks	M _K	Д кпж
6	5.909	-7.4	3.8	138	4.790	-7.5	2.5
7	4.436	-7.8	2.2	147	5.178	-7.9	3.1
13	6.780	-6.9	4.2	155	5.079	-7.3	1.3
18	3.226	-6.9	0.8	165	4.528	-8.0	2.4
33	5.066	-7.4	2.3	166	5.486	-7.7	3.0
36	7.170	-7.1	5.5	171	4.791	-6.6	1.2
48	4.966	-6.6	1.8	189	4.883	-7.4	1.9
51	5.788	-7.0	2.8	199	6.028	-7.1	3.3
55	3.024	-7.2	0.8	200	4.391	-7.2	1.5
58	5.271	-7.2	2.3	210	5.020	-8.3	3.7
70	4.279	-7.2	1.6	212	4.878	-8.0	2.8
89	6.022	-7.4	4.0	215	5.941	-7.4	3.9
94	6.639	-7.2	4.4	221	3.612	-7.4	1.4
106	5.622	-7.7	3.4	237	3.590	-6.9	1.0
128	5.834	-7.2	3.2	246	5.906	-7.1	3.6
130	5.382	-7.3	2.4	257	5.519	-6.6	2.2
134	4.827	-6.9	1.7				

заметную переменность, хотя эта звезда тоже вошла в список иррегулярных переменных, так как в работе [22] она отмечена как переменная (по данным наблюдений в течение одного года), у которой изменение фотографической звездной величины $\Delta m_{pe} \ge 0^{m}.5$.

Для 7-ми звезд КР2001 известны параллаксы из каталога Gaia I/337 (Global Astrometric Interferometer for Astrophysics) [23]. По этим величинам определены расстояния указанных звезд. Используя звездные величины в цвете V из каталога I/305 [24], оценены также абсолютные звездные величины M_{ν} .

Таблица 4

ПАРАЛЛАКСЫ, РАССТОЯНИЯ И АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Номер по КР2001	π	Д (кпк)	V	M _v
37	1.42	0.70	11.62	2.39
90	1.26	0.79	11.04	1.91
91	0.92	1.09	11.18	1.00
124	0.10	10	11.78	-3.22
205	2.60	0.38	10.30	2.40
249	1.99	0.50	9.78	1.28
250	0.86	1.16	11.63	1.30

В табл.4 приведены номера, параллаксы, расстояния, звездные величины в цвете V и M_{*} этих звезд.

Из табл.4 видно, что по полученным абсолютным звездным величинам эти звезды являются субгигантами и только №124 - яркий гигант.

5. Инфракрасные цветовые диаграммы. 85 звезд (примерно 33%) каталога КР2001 отождествлены с объектами инфракрасного обзора IRAS [25], список которых приведен в табл.5. Из этих звезд 40% составляют мириды и полуправилные переменные.

В настоящей работе рассматривается расспределение 85-ти звезд каталога КР2001 на двухцветной диаграмме инфракрасных цветов [12]-[25] - [25]-[60], данные величины соответствуют ИК излучению на длинах волн 12, 25 и 60 мкм.

Таблица 5

СПИСОК ЗВЕЗД ИЗ КАТАЛОГА КР2001, ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ С ОБЪЕКТАМИ IRAS

Номер по КР2001	Номер по IRAS	Номер по КР2001	Номер по IRAS	Номер по КР2001	Номер по IRAS
6	23107+6547	115	23277+6742	203	23429+6545
7	23107+6750	119	23281+6759	205	23435+6729
18	23137+6730	123	23283+6707	209	23439+6632
22	23142+6844	128	23287+6819	210	23443+6644
32	23160+6536	130	23293+6526	212	23447+6715
33	23165+6716	134	23307+6729	213	23451+6714
42	23173+6519	135	23308+6645	214	23452+6623
46	23179+6622	136	23309+6739	215	23453+6630
48	23181+6822	138	23318+6855	216	23455+6819
49	23182+6749	140	23323+6628	219	23458+6600
50	23181+6549	147	23335+6612	221	23461+6833
51	23182+6608	155	23345+6530	222	23461+6829
53	23184+6652	164	23361+6840	224	23464+6807
55	23185+6715	165	23367+6606	225	23468+6539
58	23188+6740	166	23373+6560	226	23469+6523
61	23193+6603	167	23375+6900	227	23469+6520
63	23196+6521	170	23378+6521	229	23470+6607
64	23198+6510	171	23381+6535	230	23473+6816
70	23208+6502	173	23383+6518	234	23478+6619
77	23220+6649	176	23387+6838	236	23482+6617
79	23222+6538	185	23402+6855	237	23483+6819
80	23224+6458	186	23403+6748	239	23484+6521
83	23232+6615	189	23406+6513	240	23484+6621
89	23236+6855	191	23408+6538	243	23490+6515
100	23250+6505	194	23411+6824	246	23492+6858
105	23259+6648	199	23418+6558	249	23495+6521
106	23264+6615	200	23423+6730	251	23496+6618
108	23266+6558	201	23425+6644	255	23503+6657
114	23274+6516				

Двухцветные диаграммы IRAS используются для изучения соотношения пыль/газ у звезд с газопылевыми оболочками (звезды ГПО) [26]. Звезды ГПО на диаграмме Герцшпрунга-Рассела расположены в верхней части АВГ. Они могут быть разделены на звезды, оболочки которых богаты кислородом или утлеродом. Звезды, оболочки которых богаты кислородом на IRAS двухцветной диаграмме [12]-[25] - [25]-[60], образуют последовательность, которая интерпретируется как эволюционный трек в сторону постепенного увеличения скорости потери массы [24].

Все ГПО звезды вместе заполняют большую площадь на двухцветной диаграмме. Звезды, оболочки которых богаты углеродом, находятся в разных частях двухцветной диаграммы IRAS и характеризуются различными свойствами пыли.

В работе [26] на рис. 5b приведена диаграмма инфракрасных цветов [12]-[25] - [25]-[60], которая разделена на восемь зон по типу ГПО звезд.

Инфракрасные цвета определялись по формулам:

$$[12] - [25] = 2.5 \log \frac{F_{25}}{F_{12}},$$
(4)

$$[25] - [60] = 2.5 \log \frac{F_{60}}{F_{25}},$$
(5)

где F₁₂, F₂₅ и F₆₀ потоки на длинах волн 12, 25 и 60 мкм, соотвественно.

На рис.3 приведены IRAS фотометрические данные для 85-ти звезд каталога КР2001 по типу переменности, нанесенные на цветовую диаграмму рис.5b из работы [26].

Как видно из рис.3 основная часть объектов КР2001 расположена в зонах VIa, VIb, четыре звезды в зоне VII и одна звезда в зоне VIII. Ниже приводится описание этих зон [26]:

VIa - Объекты этой зоны имеют большой избыток излучения на 60 мкм, который почти отсутствует на 25 мкм или на 12 мкм. Они в основном не являются переменными звездами с оболочкой с очень холодной пылю на больших расстояниях. Некоторые из них богаты углеродом. Из пяти углеродных звезд каталога КР2001 две звезды - № 212 и №236 [27] попадают в эту область.

VIb - Объекты этой зоны - переменные звезды, оболочки которых содержат как относительно горячий компонент пыли, находящийся близко к звезде, так и холодную, на больших расстояниях от звезды. В эту зону попадала углеродная звезда №77.

VII - Объекты этой зоны - переменные звезды, оболочки которых богаты утлеродом. Но там есть и значительная доля звезд богатых кислородом. В эту зону попадают звезды №32, 50, 55 и 114, а звезда №70 находится на границе зон VII и VIb. Это звезды поздних спектральних подклассов (М7



Рис.3. IRAS цветовая диаграмма.

и позднее) [6], а звезды №32 и №55 известны как источники мазерного излучения [28].

VIII - Эта зона содержит объекты разных типов. В соответствии с IR цветами зона содержит очень холодные объекты. Здесь могут быть и планетарные туманности. В эту зону попадают звезды №255 и №115. Эти звезды интересны для дальнейшего исследования.

В работе использованы также фотометрические данные J (1.25 мкм), H (1.65 мкм) и K_s (2.16 мкм) из каталога точечных источников 2MASS (Two Micron All-Sky Catalog of Point Sources) [29]. Обычно 2MASS цветовые диаграммы используют для разделения звезд по светимости (карлики и гиганты) [30].

На рис.4 приведена (J-H) - (H-K) инфракрасная диаграма 2MASS, где точками обозначены наблюдаемые позиции звезд, а квадраты указывают позиции после учета межзвездного покраснения. Звезды ранних подклассов (M0-M4) на рис.4 расположены в области (H - K₂)₀ < 0.2 и (J - H)₀ < 0.6.

Стрелка на рис.4 указывает на направление покраснения, а величина стрелки равна средней величине возможного максимального покраснения для данной выборки звезд.

Значения Аудь (поглощение в визуальных лучах) [31], для каждого


Рис.4. (J - H) от (H - K_s) цветовая диаграмма для эвезд каталога КР2001.

объекта взяты из сайта http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST, а при учете покраснения использовались следующие соотношения [32,33]:

$$(J-H)_0 = (J-H) - 0.103 Av,$$
 (6)

$$(H - K_s)_0 = (H - K_s) - 0.059 Av.$$
 (7)

Объект №212 (СGCS 5936=IRAS 23447+6716=2MASS J23471260+67331549) [27] выделяется среди остальных звезд большим показателем цвета в близкой инфракрасной области. Этот объект, классифицированный как полуправильная переменная с периодом 423 дня, является углеродной звездой класса N. Объекты №77, 145, 180 и 236 [27] также являются углеродными звездами, которые по показателям цвета мало отличаются от остальных звезд.

Сравнивая диаграммы рис.4 данной рботы с диаграммами на рис.5 из работы [30], можно сказать, что среди звезд каталога КР2001 возможно нет карликов.

Было рассмотренно также поведение звезд KP2001 на четырех инфракрасных полосах среднего диапазона WISE (Wide-Field Infrared Survey Explore) [34] - 3.4 мкм (W1), 4.6 мкм (W2), 12 мкм (W3) и 22 мкм (W4). Из объектов каталога KP2001 только звезда №206 не имеет идентификации в каталоге ALLWISE.

На рис.5 приведены цветовые диаграммы по данным ALLWISE для объектов каталога KP2001 по категориям переменности.

Г.В.ПЕТРОСЯН

Из рис.5 видно, что неправильные переменные и звезды, кривые изменения блеска которых не показывают переменность, занимают компактную область на диаграммах.



Рис.5. WISE цветовые диаграммы для объектов каталога КР2001.

6. Обсуждение и заключение. Исследование переменности звезд КР2001 каталога показало, что 5 звезд являются миридами, 33 - полуправильными и 108 - неправильными переменными. Кривые изменения блеска остальных объектов не показывают заметных признаков переменности. Впервые была установлена принадлежность 11-ти звезд к группе полуправильных и 105-ти звезд к группе неправильных переменных. По характеру переменности среди неправильных переменных выделялись кривые изменения блеска звезд №8 и №194, которые могут быть классифициированы как затменные переменные.

Для выяснения природы указанных объектов, рассмотрены также инфракрасные цветовые диаграммы 2MASS и WISE. Сделан вывод, что среди звезд каталога KP2001 возможно нет карликов.

Определены периоды и амплитуды изменения блеска 5-ти миридов и 33-х полуправильных переменных, а также, используя ПС соотношения, оценены абсолютные звездные величины М_к и расстояния. Используя показатель цвета J - K_к, для миридов оценена и потеря массы.

В каталоге КР2001 есть 16 экстремально красных звезд, для которых J - Ks > 2. Среди них возможно есть углеродные звезды. В дальнейшем необходимо исследование этих звезд. Из них на рис.4 выделяется звезда №212, для которой избыток цвета J-Ks=3.34. Этот объект имеет протяженную оболочку и является С звездой скорее всего позднего подкласса N.

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

NEW VARIABLE STARS OF THE CATALOG KP2001, FOUND FROM THE DATA BASE OF THE NORTHERN SKY VARIABILITY SURVEY

G.V.PETROSYAN

The paper presents the results of investigation of the optical variability of stars of the catalog KP2001. For this purpose, the Northern Sky Variability-Survey (NSVS) monitoring data were used. From 257 investigated objects, 5 are variables of the type - myrids, 33 - semiregular (SR) and 108 - irregular variables (Ir). The light curves of other objects do not show noticeable signs of variability. For the first time, 11 stars are assigned to semi-regular stars and 105 stars to irregular variable stars. Among the irregular variables, it is possible to single out separately the light curves of the stars N28 and N2194, which are similar to those of eclipsing variables. Using the package program "VStar" from AAVSO, the periods and amplitudes of the myrids and semi-regular variables are determined, as well as the absolute stellar magnitudes M_{k} and distances are estimated, as for the myrids mass loss is estimated as well. The behavior of KP2001 stars on the color diagrams of 2MASS and WISE is considered.

Key words: stars: survey: variability: SR variable: distance: mass-loss rate

ЛИТЕРАТУРА

1. B.Sesar, Z.Ivezić, R.H.Lupton et al., Astron. J., 134, 2236, 2007.

2. G.A. Tammann, A. Sandage, B. Reindl, Astron. Astrophys., 404, 423, 2003.

3. P.A. Whitelock, M.W.Feast, F. van Leeuwen, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 386, 313, 2008.

Г.В.ПЕТРОСЯН

- 4. P.R. Wozniak, W.T. Vestrand, C.W. Akerlof et al., Astron. J., 127, 2436, 2004.
- 5. A.J. Drake, S.G. Djorgovski, A. Mahabal et al., Astrophys. J., 696, 870, 2009.
- 6. М.А.Казарян, Г.В.Петросян, Астрофизика, 44, 413, 2001, (Astrophysics, 44, 335, 2001).
- 7. P.W.Merril, A.J.Deutsch, A.J.Kennan, Astrophys. J., 136, 21, 1962.
- 8. H.A.Abi, Astrophys. J. Suppl. Ser., 8, 99, 1963.
- 9. C.Akerlof, S.Amrose, R.Balsano et al., Astron. J., 119, 1901, 2000.
- 10. P.R. Wozniak, S.J. Williams, W.T. Westrand et al., Astron. J., 128, 2965, 2004.
- 11. G.V. Petrosyan, C. Rossi, S. Gaudenzi et al., Astrophysics, 58, 503, 2015.
- 12. M. Usatov, A. Nosulchik, OEJV, 87, 1, 2008.
- 13. M. Nicholson, H. Varley, OEJV, 15, 1, 2006.
- 14. M.Nicholson, JAAVSO, 37, 169, 2009.
- 15. M. Usatov, A. Nosulchik, OEJV, 88, 1, 2008.
- 16. S.Ferraz-Mello, Astron. J., 86, 619, 1981.
- 17. G.Foster, Astron. J., 112, 1709, 1996.
- P.A. Whitelock, M.W.Feast, F. van Leeuwen, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 386, 313, 2008.
- 19. G.R.Knapp, D.Pourbaix, I.Platais et al., Astron. Astrophys., 403, 993, 2003.
- 20. M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Sriening et al., Astron. J., 131, 1163, 2006.
- 21. Le Bertre, J.M. Winters, Astron. Astrophys., 334, 173, 1998.
- 22. М.А.Казарян, Г.В.Петросян, Астрофизика, 46, 35, 2003, (Astriphysics, 46, 24, 2003).
- 23. T.Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A.Brown et al., Astron. Astrophys., 595A, 1G, 2016.
- 24. B.M.Lasker, M.G.Lattanzi, B.J.McLean et al., Astron. J., 136, 735L, 2008.
- IRAS Catalogue of Point Sources, version 2.0, NASA RP-1190, 1988. (1988 IRASP.C...OI).
- 26. W.E.C.J. van der Veen, H.J. Habing, Astron. Astrophys., 194, 125, 1988.
- 27. A.Alksnis, A.Balklavs, U.Dzervitis et al., General Catalog of Galactic Carbon Stars, Baltic Astronomy, 10, 1A, 2001.
- 28. S. Deguchi, T. Sakamoto, T. Hasegawa, PASJ, 64, 4D, 2012.
- 29. R.M. Cutri, M.F. Strutskie, S. Van Dyk et al., 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources, CDS catalog: II/246, 2003.
- 30. M.S. Bessell, J.M. Brett, Publ. Astron. Soc. Pacif., 100, 1134B, 1988.
- 31. E.F.Schlafly, D.P.Finkbeiner, Astrophys. J., 737, 103, 2011.
- 32. M. Fiorucci, U. Munari, Astron. Astrophys., 401, 781, 2003.
- 33. S.Bilir, S.Ak, S.Karaali et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 384, 1178, 2008.
- 34. E.L. Wright, P.M. Eisenhardt, A.K. Mainzer et al., Asrtron. J., 140, 1868, 2010.

АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

NY Ser: ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И МУЛЬТИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ НА РАЗНЫХ ЕЕ СТАДИЯХ В 2014 И 2016гг.

А.С.СКЛЯНОВ¹, Е.П.ПАВЛЕНКО², О.И.АНТОНЮК², А.А.СОСНОВСКИЙ², В.П.МАЛАНУШЕНКО³, Н.В.ПИТЪ², К.А.АНТОНЮК², А.Н.ХАЙРУТДИНОВА¹, Ю.В.БАБИНА², А.И.ГАЛЕЕВ^{1,4} Поступила 5 августа 2017 Принята к печата 14 декабря 2017

В данной работе мы приводим результаты кампаний по наблюдениям карликовой новой звезды NY Ser, которые проводились в 2014 и 2016гг. Всего были получены данные по 126-ти ночам наблюдений в 2014г., которые включают 20 нормальных вспышек и одну сверхвспышку, и по 22-м ночам в 2016г., охватившим 5 нормальных вспышек. По форме кривых нормальных вспышек было показано наличие у данной системы вспышек типа "outside-in" и типа "inside-out". На разных стадиях вспышечной активности (спокойное состояние, вспышки и сверхвспышка) NY Set показавала колебания блеска с разными периодами. В спокойном состоянии и в нормальных вспышках доминировал орбитальный период 0⁴.097558(6). Во время сверхвспышки мы выделили две стадии эволоции сверхюрбов: стадию роста приливной нестабильности аккреционного диска (А) и стадию развитых сверхгорбов (В). Стадия А для NY Set была выделена впервые, однако ее продолжительные сверхгорбы со средним периодом 0⁴.10464(9) и избытком периода $\varepsilon = 0.072$, впервые обнаружены отрицательные сверхгорбы со средним периодом 0⁴.0938(1) и дефицитом периода $\varepsilon = -0.038$.

Ключевые слова: NY Ser: катаклизмические переменные: отрицательные сверхгорбы: эволюция сверхгорбов: аккреция

1. Введение. Среди тесных двойных систем особое место занимает тип катаклизмических переменных. Данные системы состоят из белого карлика (главный компонент) и красного карлика (вторичный компонент), заполнившего свою полость Роша. Вещество перетекает через внутреннюю точку Лагранжа с вторичного компонента на главный, образуя вокруг него аккреционный диск (или аккреционные колонны, в случае белых карликов с сильным магнитным полем) [1].

Подтипом катаклизмических переменных являются карликовые новые звезды У этих систем наблюдаются регулярные вспышки на 2 - 6^{тв} с характерной длительностью от нескольких дней до нескольких недель. Механизмом появления данных вспышек принято считать возникновение тепловой нестабильности в аккреционном диске, которая приводит к увеличению темпа аккреции и

А.С.СКЛЯНОВ И ДР.

высвобождению гравитационной энергии [1].

Вспышки, вызываемые тепловой нестабильностью, делят на два типа, в зависимости от того, в какой части диска образовалась нестабильность. Тип 1 ("outside-in") - нестабильность возникает во внешних областях аккреционного диска и распространяется вовнутрь. Кривые блеска вспышек данного типа характеризуются быстрым ростом до максимума блеска по сравнению с более медленным спадом. Тип 2 ("inside-out") - нестабильность образуется во внутренних областях диска и распространяется во внешние области. Кривые блеска "insideout" имеют более симметричные профили роста и спада блеска [2].

У карликовых новых выделяют подкласс звезд типа SU UMa с орбитальными периодами от 76 мин до ~3.18 час [3], отличительной особенностью которых являются два типа вспышек. Нормальные вспышки - имеют длительность несколько дней, а сверхвспышки - могут продолжаться 2-3 нелели. Считается, что возникновение сверхвспышек связано с запуском в диске приливной нестабильности, вызванной достижением внешним раличсом лиска резонанса 3:1 между вращениями диска и вторичного компонента [4]. Приливная нестабильность приводит к появлению апсидальной прецессии аккрешионного диска. Во время сверхвспышек можно наблюдать колебания блеска с периодом на несколько процентов больше, чем орбитальный период системы, которые называют положительными сверхгорбами [4]. Они эволюционируют в течение сверхвспышки и в общем случае могут проходить три стадии: А, В и С [5]. Стадия А понимается как стадия роста приливной нестабильности. На ней происходит увеличение амплитуды сверхгорбов, период имеет наибольшую и постоянную величину. На стадии В наблюдаются более короткий период и его систематические изменения. Скорость изменения периода на этой сталии характеризуется величиной производной периода Рас = Р/Р, которая может иметь как положительное, так и отрицательное значение. Данная величина является безразмерной. Стадии С соответствует относительно стабильный, более короткий, чем на стадии В, период сверхгорбов. Данная стадия у некоторых систем может продолжаться даже после окончания сверхвспышки [5], т.е., аккреционные диски еще какое-то время продолжают оставаться в приливнонестабильном состоянии. Осаки и Като [6] обратили внимание на то, что в общем случае выражение пля апсидальной прецессии имеет следующий вид:

 $\omega_{pr} = \omega_{dyn} + \omega_{pressure} + \omega_{stress}$,

где ω_{dyn} - динамическая прецессия, вызванная приливным возмущением вторичного компонента, $\omega_{pressure}$ - эффект давления, усиливающий ретроградную (обратную) прецессию и ω_{stress} - малое взаимодействие между волнами. Если пренебречь значением ω_{stress} , то остаются два члена, из них значение $\omega_{pressure}$ дает меньший вклад на стадии роста приливной нестабильности (А), чем на стадии развитых сверхгорбов (В). Таким образом, как было показано ранее Осаки и Като [7], наблюдения во время стадии А имеют особую важность, поскольку, используя период сверхгорбов на этой стадии и орбитальный период, можно наиболее корректно оценить отношение масс системы.

Кроме апсидальной прецессии, аккреционные диски иногда могут показывать нодальную прецессию, следствием которой будет появление так называемых отрицательных сверхгорбов с периодом меньше орбитального [8-10]. Отрицательные сверхгорбы карликовых новых типа SU UMa наблюдаются, как правило, в неактивном состоянии и в нормальных вспышках. Исключением являются три объекта: ER UMa, V1504 Cyg и V344 Lyr, у которых они наблюдались во время сверхвспышек [11,7,12,13].

Распределение орбитальных периодов катаклизмических переменных показывает значительно меньшее количество систем с периодами, находящимися в промежутке от 2.15 до 3.18 часов. Данный промежуток получил название "пробел (или провал) периодов" ("period gap") и связан с переключением механизма потери углового момента системой с магнитного торможения (для систем с периодами больше 3.18 часа) и излучением гравитационных волн (для систем с периодами меньше 2.15 часа) [3].

Первой карликовой новой типа SU UMa в пробеле периодов оказалась NY Ser. Она была обнаружена как ультрафиолетовый объект PG 1510+234 и позднее была классифицирована как карликовая новая [14,15]. Во время длительной вспышки в апреле 1996г., у этой системы были обнаружены сверхгорбы, что позволило классифицировать ее как карликовую новую типа SU UMa [16]. Орбитальный период системы был определен в 2003г. и составил 0.0975 сут. [17]. Период сверхгорбов по разным данным определялся в промежутке от 0^d.106 до 0^d.104, что, возможно, связано с использованием данных на разных стадиях сверхвспышки [16,17]. Среднее значение периода сверхгорбов 0^d.104531(37) было получено Павленко и др. [18] по данным 12 ночей наблюдений в 2013г. в течение плато сверхвспышки, причем этот период сосуществовал одновременно с орбитальным периодом.

NY Ser оказалась одной из первых карликовых новых "пограничного типа", сочетающей свойства систем как до "пробела" так и после него [18]. С одной стороны, как звезда типа SU UMa, она демонстрирует сверхвспышки и положительные сверхгорбы во время них, с другой - многообразие нормальных вспышек, самая длинная из которых длилась около 12-ти суток [18], что уже сравнимо с длительностью сверхвспышек у карликовых новых, однако, сверхгорбы в течение этой длинной вспышки зарегистрированы не были.

Несмотря на проводившиеся кампании по наблюдению NY Ser, до сих пор не удавалось засечь стадию А у данной звезды, и отношение масс в этой

А.С.СКЛЯНОВ И ДР.

системе остается неизвестным. Нами были проведены две кампании по фотометрии NY Ser в 2014 и 2016гг., включавшие наблюдения на различных долготах. Основная цель исследований - определение вспышечной активности системы, периодических процессов на разных ее стадиях и эволюции периода сверхгорбов во время сверхвспышки.

2. Наблюдения и редукция данных. Кампания по наблюдениям звезлы NY Ser в 2014г. проводилась с 30 марта по 24 августа с использованием телескопов К-380 (38-см, матрица APOGEE ALTA E47) и АЗТ-11 (1.25-м. матрица ProLine PL23042) Крымской Астрофизической Обсерватории (КрАО), ARCSAT (50-см. матрица APOGEE U-47UV) обсерватории Алачи-Пойнт (США) и 1.5-м российско-турецкого телескопа РТТ-150 с помощью прибора TFOSC, оснашенного матрицей Fairchild. Объект наблюдался в течение 126 ночей (333.3 часа), из них в течение 86-ти на К-380, 23-х на АЗТ-11, 3-х на РТТ-150 и 14-ти на ARCSAT. В 2016г. наблюдения проводились с 4 июля по 12 августа на телескопе К-380 КрАО. На этом участке были получены данные в течение 22-х ночей (78 часов). На К-380, АЗТ-11 и РТТ-150 ПЗСснимки были получены без использования фильтров. На телескопе ARCSAT использовался фильтр R. Журнал наблюдений 2014г. приведен в табл.1, а 2016г. - в табл. 2. В таблицах приведены название телескопа, начало и конец наблюдений, фотометрическая система (w, cokp. or white, означает, что наблюдения проводились в интегральном свете). Качество изображений, определявшееся по полуширине изображения звезды (FWHM), для большинства ночей было лучше 3.5 угловых секунд. Исключениями были ночи 2456773, 2456843 и 2456846, у которых качество изображений находилось в диапазоне от 3.5 до 5-ти угловых секунд.

Наблюдательные данные проходили стандартную процедуру обработки и калибровки в программе MaxIm DL. Дифференциальная фотометрия объекта проводилась относительно звезды USNO B1.0 1132-0246239, использовавшейся в качестве фотометрического стандарта [18]. Для привязки данных, полученных без фильтра, была использована звездная величина в полосе R, для которой чувствительность матриц телескопов K-380, A3T-11 и PTT-150 является максимальной. Так как наблюдения проводились без светофильтров, то для оценок звездных величин будет существовать неопределенность нуль-пункта, которая может достигать несколько десятых звездной величины. Данная неопределенность в нуль-пункте не будет влиять на результат анализа временных рядов. Так как для относительной фотометрии мы использовали R_с-величины звезд сравнения, то и определяемые нами значения блеска переменной звезды будем обозначать как величины в фильтре R_с. Для наблюдений, полученных на телескопе ARCSAT, данные приводились по шкале R.

NY Ser: ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ NY Ser В 2014г.

Телес-	Начало-конец		Фот. Телес-		Начало-конец		Фот.	Телес-	Начал	Фот.	
коп	наблюдений		СИСТ.	коп	Наблюдений		сист.	коп	наблюдений		СИСТ.
-	30-24	0000			10-240000				JD-24560		
A3T-11	693.4701	693.6217	W	A3T-11	805.4040	805.4156	W	K-380	857.3136	857.3136	W
A3T-11	694.5301	694.6345	W	A3T-11	806.4103	806.4765	W	K-380	858.2868	858.2922	W
A3T-11	695.4433	695.6287	W	K-380	807.2946	807.3744	W	PTT-150	859.3029	859.3921	W
A3T-11	696.4577	696.6411	W	K-380	808.2685	808.3287	W	PTT-150	860.2523	860.2613	W
A3T-11	699.4043	699.4299	W	K-380	809.2693	809.2764	W	K-380	860.2732	860.2997	W
A3T-11	701.4047	701.5714	W	K-380	816.3222	816.3927	[W	PTT-150	861.2650	861.2901	W
A3T-11	710.4343	710.5814	W	K-380	817.3330	817.4369	₩	K-380	861.2704	861.2975	W
A3T-11	720.4248	720.5068	W	ARCSAT	818.6495	818.9114	R,	A3T-11	861.2897	861.4324	W
A3T-11	722.3437	722.6116	W	ARCSAT	819.6581	819.9043	R,	A3T-11	862.3299	862.3939	W
A3T-11	732.4428	732.4568	W	K-380	820.3096	820.3292	₩	K-380	864.2791	864.2899	W
K-380	747.3599	747.3694	W	ARCSAT	820.6748	820.8682	R,	K-380	865.2651	865.2759	W
K-380	748.3759	748.4633	W	ARCSAT	821.8625	821.9128	R	K-380	866.2652	866.2760	W
K-380	751.3550	751.5903	W	K-380	822.2844	822.3226	W	K-380	867.2651	867.2759	W
K-380	755.3936	755.4699	W	K-380	823.3421	823.4292	W	A3T-11	867.3291	867.4156	W
K-380	756.3744	756.5866	W	ARCSAT	823.6501	823.9116	R ,	K-380	868.2726	868.2834	W
K-380	757.3534	757.5803	W	K-380	824.3241	824.3795	W	A3T-11	868.3830	868.4469	W
K-380	758.3219	758.3261	W	ARCSAT	824.6367	824.8892	R,	K-380	869.2727	869.2889	W
K-380	762.3311	762.4881	W	K-380	825.2786	825.3909	W	A3T-11	869.3047	869.4375	W
K-380	763.3614	763.5795	W	K-380	826.3176	826.3176	W	K-380	870.2667	870.2829	W
K-380	764.3080	764.3335	W	K-380	833.2868	833.4565	W	A3T-11	870.2705	870.4382	W
K-380	765.2803	765.5566	W	K-380	834.3225	834.5198	W	K-380	871.2620	871.2674	W
K-380	770.3346	770.5002	W	K-380	837.2851	837.5227	W	K-380	872.2646	872.2808	W
K-380	773.2585	773.3353	W	K-380	838.3088	838.4511	W	A3T-11	874.2700	874.4221	W
K-380	774.2708	774.4744	W	K-380	839.2879	839.5211	W	K-380	874.2723	874.2885	W
K-380	775.2554	775.3509	W	K-380	841.2897	841.5160	W	K-380	875.2587	875.2749	W
K-380	780.2959	780.3659	W	K-380	842.2973	842.4219	W	A3T-11	875.3445	875.4276	W
K-380	781.3060	781.5266	W	K-380	843.3080	843.3903	W	A3T-11	876.2527	876.4210	W
K-380	782.2759	782.3183	W	K-380	844.3184	844.4774	W	K-380	876.2666	876.2828	W
K-380	786.2594	786.3231	W	K-380	845.3107	845.4730	W	K-380	877.2772	877.2934	W
K-380	788.2570	788.3588	W	K-380	846.3424	846.4820	W	K-380	879.2685	879.2847	W
K-380	790.2816	790.5426	W	K-380	847.2844	847.4971	W	K-380	880.2542	880.2704	W
ARCSAT	793.6348	793.9705	R,	K-380	848.2817	848.4960	W	K-380	881.2541	881.2704	W
K-380	794.2934	794.3253	W	K-380	849.2943	849.4793	W	K-380	882.2514	882.2677	W
ARCSAT	794.6382	794.9559	R,	K-380	850.2931	850.3863	W	K-380	883.2478	883.2684	W
K-380	795.2701	795.3656	W	K-380	851.2823	851.4413	W	K-380	884.2511	884.3948	W
ARCSAT	795.6414	795.9645	Rj	K-380	852.2856	852.3775	W	K-380	885.2515	885.2677	W
ARCSAT	796.8425	796.9436	R	K-380	853.2812	853.4272	W	K-380	886.2495	886.2657	W
ARCSAT	797.6350	797.9520	R	K-380	854.2868	854.4750	W	K-380	887.2433	887.2596	W
ARCSAT	798.6499	798.9035	R,	A3T-11	854.2892	854.4708	W	K-380	889.2389	889.2562	W
K-380	799.2780	799.5363	W	K-380	855.2864	855.4386	W	K-380	892.2389	892.2551	W
ARCSAT	799.6433	799.9617	R,	K-380	856.2759	856.2813	W	K-380	893.2367	893.2529	W
ARCSAT	802.8524	802.9606	R,	A3T-11	856.2873	856.3150	W	K-380	894.2355	894.2529	W

А.С.СКЛЯНОВ И ДР.

Таблица 2

Телес- коп	Начало-конец наблюдения JD-2456000		Фот. сист.	Телес- коп	Начало-конец наблюдений JD-2456000		Фот. сист.	Телес- коп	Начало-конец наблюдений JD-2456000		Фот. сист.
K-380	574.3318	574.3449	W	K-380	585.2935	585.4700	w	K-380	596.2885	596.4497	w
K-380	576.3245	576.5031	W	K-380	586.2970	586.4604	w	K-380	607.3359	607.4142	w
K-380	578.2897	578.4923	w	K-380	587.2855	587.4686	w	K-380	609.2643	609.3994	w
K-380	579.2785	579.3199	W	K-380	591.2699	591.4529	w	K-380	610.2491	610.3761	w
K-380	581.2742	581.4899	W	K-380	592.2810	592.4510	w	K-380	612.2589	612.3942	w
K-380	582.2974	582.4869	W	K-380	593.2799	593.4171	W	K-380	613.2851	613.3896	w
K-380	583.2821	583.4847	W	K-380	594.2656	594.4486	w				
K-380	584.2871	584.3721	W	K-380	595.2678	595.4508	W				

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ NY Ser B 2016г.

3. Вспышечные кривые блеска 2014 и 2016гг. В 2014г. мы провели плотный мониторинг NY Ser в течение 126-ти суток с JD = 2456747 по JD = 2456894. За это время мы зарегистрировали 20 нормальных вспышек (или



Рис.1. Вспышечные кривые блеска звезды NY Ser в 2014 и 2016гг. Буквой N обозначены нормальные вспышки, S - сверхвспышка, P - предшественник (прекурсор) сверхвспышки S1. их фрагментов) и одну сверхвспышку. В 2016г. в течение 22-сут. интервала с JD=2457574 по JD=2457613 мы пронаблюдали 5 нормальных вспышек или их фрагментов. Полученные вспышечные кривые представлены на рис.1.

3.1. Вспышечная активность, циклы и сверхцикл. По наиболее плотному ряду наблюдений 2014г. средний интервал между нормальными вспышками (до сверхвспышки) составил 7-9 сут. (более точно определить интервал нельзя из-за имеющихся пропусков наблюдений в отдельные даты), их продолжительность - 4-7 сут., а амплитуда - 2^m-3^m. В промежутках между нормальными вспышками блеск переменной звезды опускался до значений 17^m-17^m.5, а в максимуме возрастал до 14^m.5. После сверхвспышки частота нормальных вспышек в среднем увеличилась и средний интервал между ними составил 5-6 сут., продолжительность сократилась до 3-х сут., а амплитуда упала до 1^m.5-2^m. В промежутке между вспышками блеск опускался до 17^m.2-16^m.8, во время вспышки поднимался до 15^m.3-15^m.0. Такие значения амплитуд, продолжительностей и частот нормальных вспышек находятся в согласии с данными 2013г. [18]. Можно отметить, что профили нормальных вспышек соответствуют профилям вспышек "outside-in".



Рис.2. Примеры нормальных вспышек разной продолжительности и формы.

По данным 2016г. средний интервал между нормальными вспышками составил 6-7 суг., продолжительность 3-4 сут., а амплитуда - 2^m.5-3^m. Значение блеска в промежутках между вспышками опускалось до 17^m.5, а во время вспышки поднималось до 15^m.0. Эти данные также соответствуют ранее полученным значениям для 2013г. [18]. Примеры наиболее хорошо прописанных нормальных вспышек разной продолжительности и формы представлены на рис.2.

Большинство этих вспышек асимметричны, однако профиль вспышки N2 относительно симметричен, что позволяет классифицировать ее как вспышку "inside-out". Это отличает ее от нормальных вспышек, зарегистрированных в 2013г. Профили вспышек N1, N3, N4 и N5 недостаточно хорошо прописаны, чтобы сделать вывод об их принадлежности к определенному типу.

По итогам проведенной наблюдательной кампании можно отметить, что в период наших наблюдений "широкие" нормальные вспышки, описанные в статье Павленко и др. [18], не были зарегистрированы.

Высокая плотность наблюдений исключила возможность пропустить еще одну допустимую сверхвспышку в интервале JD = 2456751 - JD = 2456833. Вероятно, что точки, принадлежащие предположительно нормальным вспышкам N3 и N4 2014г., на самом деле лежат на восходящей и нисходящей ветвях сверхвспышки. В этом случае длительность сверхвспышки равнялась бы 16 сут., что короче сверхвспышек 2013 [18] и 2014гг., но длина сверхцикла составила бы 102 дня, что согласуется с оценкой Ногами [16] - 85-100 сут. Сокращение длительности сверхвспышки, возможно, вызвано наклоном аккреционного диска, что может привести к возникновению нодальной прецессии и появлению отрицательных сверхгорбов (как это было у ER UMa [11]). Другая возможность - это то, что в этом промежутке находилась "широкая" нормальная вспышка [18], что маловероятно, так как в этом случае сверхцикл составил бы не менее 140 сут.

3.2. Сверхвспышка 2014г. Амплитуда сверхвспышки составила около 3^т, а общая ее продолжительность, от начала роста блеска до резкого падения, - около 20 сут. (JD = 2456834 - JD = 2456853). Перед началом плато сверхвспышки, похоже, наблюдался ее предшественник (precursor). Нормальная вспышки N14, имеющая продолжительность 2-3 сут. и профиль, соответствующий типу "outside-in", вероятно была повторным поярчанием на спаде сверхвспышки (rebrightening), однако только по внешнему виду окончательное заключение сделать нельзя. Продолжительность плато сверхвспышки составила 10 дней со скоростью ослабления 0.115 звездных величин в сутки.

4. Короткопериодические колебания блеска на разных фазах развития нормальных вспышек и в неактивном состоянии. Данные

NY Ser: ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

каждой ночи 2014 и 2016гг. показывают короткопериодические (порядка 2.5-х часа) колебания блеска независимо от того, была ли система в неактивном состоянии, в нормальной вспышке или сверхвспышке. Примеры индивидуальных кривых блеска для разных фаз развития нормальных вспышек представлены на рис.3. Амплитуды кривых изменяются от 0^m.05 в нормальных вспышках до 0^m.2-0^m.5 в неактивном состоянии между ними.



Рис.3. Примеры индивидуальных кривых блеска на разных этапах вспышечной активности. Левая панель, сверху вниз: кривые блеска 2014г. на (1) нисходящей ветви нормальной вспышки; (2) восходящей ветви нормальной вспышки; (3) интервале между нормальными вспышками. Из данных, приведенных на верхней и средней панелях, убран долгопериодический тренд, соответствующий систематическому уменьшению и увеличению блеска. Правая панель, сверху вниз: кривые блеска 2016г. (4) на интервале между нормальными вспышками; (5) восходящей ветви нормальной вспышки; (6) нисходящей ветви нормальной вспышки; в (7) максимуме блеска нормальной вспышки.

Чтобы разобраться в характере переменности и возможной зависимости его от фазы сверхцикла (интервала между последовательными сверхвспышками), мы подвергли данные 2014 и 2016гг. частотному анализу. Для этого на общей вспышечной кривой блеска 2014г. мы выделили следующие три участка: 1) JD 2456747-2456826 до начала сверхвспышки, содержащий 13 нормальных вспышек; 2) JD 2456833-2456855, содержащий сверхвспышку; 3) JD 2456856-2456894 после сверхвспышки, содержащий 7 нормальных вспышек. Проанализируем переменность блеска вне сверхвспышки (первый и третий участки 2014г. и все данные 2016г.) раздельно в окрестностях ранее известных периодов для данной системы. Для уменьшения влияния зависимости амплитуды колебаний от яркости системы на статистический анализ временных рядов, данные были переведены в относительные интенсивности (I) согласно соотношению:

$$I = 10^{-0^{-4}} \times 10^7$$
.

Для частотного анализа использовался реализованный в программе ISDA метод Стеллингверфа [19], являющийся одной из модификаций метода PDM (Phase Dispersion Minimization). Результат приведен на рис.4.

Наиболее сильными сигналами на участке до сверхвспышки 2014г. являются периоды 0⁴.097974(6) и 0⁴.097558(6), из них последний очень хорошо совпадает с величиной орбитального периода, полученного в предыдущих исследованиях данной звезды [17,18]. Также достаточно сильными являются сигналы, соответствующие периодам 0⁴.093298(6) и 0⁴.103706(7), не являющиеся суточными гармониками орбитального периода, но, вероятно, связанные суточной скважностью. Точность данных на третьем участке недостаточна для проведения периодограммного анализа. В 2016г. господствует исключительно орбитальный



Рис.4. Периодограммы для данных вне сверхвспышки: до сверхвспышки 2014г. (верхняя панель), для всех данных 2016г. (нижняя панель).

период 0^d.09748(2).

В качестве примера мы приводим фазовую кривую, полученную с периодом $P = 0^4.09748(2)$ для данных на участке JD 2457574-2457596 2016г. (рис.5).



Рис.5. Данные 2016г. (JD = 2457574 - 2457596), свернутые с периодом P = 0⁴.09748(2). Серыми точками обозначены средние значения с шагом 0.05 фазы. Размер серых кружков примерно соответствует среднеквадратичной ошибке измерения.

Профиль кривой блеска представляет собой горб, длящийся половину периода с амплитудой около 0.21. В течение второй половины периода блеск практически не изменяется.

5. Сверхвспышка: анализ эволюции сверхгорбов во время сверхвспышки 2014г. На рис.6 приведен пример некоторых кривых блеска во время сверхвспышки.

Поиск периода был проведен для данных 19-ти ночей участка JD = 2456833 - 2456855. Полученная периодограмма представлена на рис.7. Наиболее значимые пики указывают на периоды 0^d.10463(2) и 0^d.09466(2), связанные суточной скважностью. Так как период 0^d.10463(2) близок к периоду сверхгорбов, полученному в более ранних работах [17,18], мы делаем вывод о том, что во время сверхвспышки наблюдались положительные сверхгорбы. Однако стоит отметить, что пики на периодограмме являются очень широкими, что может говорить об изменениях значения периода за время наблюдений.

При помощи комбинирования метода совмещения хорошо прописанного профиля сверхгорба с изучаемой кривой блеска и метода хорд, нами были определены моменты максимумов для всех ночей сверхвспышки, где это было возможно. Полученные моменты и амплитуды максимумов приведены в табл.3.



Рис.6. Пример индивидуальных кривых блеска во время сверхвспышки.

Далее мы использовали среднюю величину периода сверхгорбов, полученную из частотного анализа, $P_{ab} = 0^d.10463(2)$ для построения диаграммы О-С (рис.8). Так как присутствует неопределенность, вызванная возможным просчетом циклов,

Таблица З

моменты максимумов (нјd) и их амплитуды

HJD-2400000	Амплитуда колебания (зв. вел.)	HJD-2400000	Амплитуда колебания (зв. вел.)
56837.3374	0.043	56846.3540	0.078
56837.4256	0.052	56846.4612	0.118
56838.4116	0.050	56847.3400	0.083
56839.3919	0.067	56847.4420	0.082
56839.4941	0.163	56848.3751	0.089
56841.3561	0.223	56851.3186	0.147
56841.4658	0.187	56851.4120	0.205
56842.3187	0.090	56852.3562	0.200
56843.3588	0.136	56854.4248	0.117
56844.3926	0.202	56855.3750	0.218
56845.4268	0.195		

NY Ser: ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ



Рис.7. Сегмент периодограммы по выборке из 19-ти ночей сверхвспышки 2014г. Для самых значимых частот указаны соответствующие им периоды.

мы приводим 2 варианта диаграммы, обозначенные как var1 и var2. Для большей наглядности мы также нанесли на рисунок с диаграммой О-С кривые блеска звезды и амплитуды сверхгорбов.

На графике изменения амплитуд сверхгорбов их значения находятся в пределах от 0^m.04 до 0^m.22. Резкий рост амплитуды происходит на участке 2456839, а резкое ее падение в ночь 2456841. Далее, в течение сверхвспышки наблюдаются волнообразные изменения амплитуды.

Для первого варианта (varl) можно видеть, что диаграмма О-С состоит из 3-х линейных участков 2456837-2456841, 2456842-2456846 и 2456847-2456855. В данном представлении есть неоднозначность в принадлежности точки 2456842, так как ее можно отнести к обеим линиям. На отрезке 2456847-2456855 наклон О-С соответствует периоду 0⁴.1043 - несколько меньшему, чем тот, который мы использовали для построения данной диаграммы.

Во втором варианте (var2) мы предположили возможный просчет на один никл в интервале юлианских дат 2456837-2456839 и 2456847-2456855. В этом случае изменения О-С оказываются внутри более узкой полосы значений, чем в первом варианте. Обсуждение хода диаграммы О-С для обоих вариантов будет дано далее.

Из хода О-С для varl можно сделать вывод, что во время сверхвспышки действовали три постоянных периода, один из которых был длиннее выбранного нами периода $P_{sb} = 0^d.10463(2)$, а два других - короче. По наклону графика О-С мы определили эти периоды: для участка 2456837-2456841 это $P_{sb} = 0^d.1090$, для 2456842-2456846 $P_{sb} = 0^d.1034$, для 2456847-2456855 $P_{sb} = 0^d.1043$. Для var2



Рис.8. Сверху вниз: кривая блеска сверхвспышки; кривая изменения амплитуды сверхгорбов; оба варианта хода О-С максимумов сверхгорбов var1 и var2. Ошибки определения амплитуды соответствуют одному среднеквадратичному отклонению. На графиках О-С нанесены значения периодов, соответствующих линейной аппроксимации на данном участке.

периоды составили: на 2456837-2456839 - $P_{th} = 0^{d}.1083$, 2456841-2456842 - $P_{th} = 0^{d}.107$, 2456842-2456846 $P_{th} = 0^{d}.1034$ и на 2456847-2456855 - $P_{th} = 0^{d}.1043$.

Для определения действующих периодов, наличие которых предполагается по диаграмме О-С, был проведен частотный анализ для разных участков сверхвспышки. Результат показан на рис.9.

Самый сильный пик для данных участка сверхвспышки JD = 2456837-2456841 (прекурсор) соответствует периоду 0^d.1091(1), который совпадает со значением 0^d.1090, определенным по наклону графика О-С. Пик на периоде 0^d.0984(1) является сугочно-сопряженным для 0^d.109(1). Также наблюдаются пики для периодов 0^d.0933(1) и 0^d.1033(1), близкие к тем значениям, которые мы получили для данных, предшествовавших сверхвспышке.

На периодограмме участка сверхвспышки JD = 2456842 - 2456846 сильнейшие пики соответствуют периодам 0^d.0938(1) и его суточной гармонике 0^d.1034(1). Можно отметить, что данные пики также присутствовали на первом участке, хотя значимость их была меньше.

NY Ser: ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ



Рис.9. Периодограммы для сверхвспышки 2014г. На графиках указан диапазон юлианских дат, для которых проводился частотный анализ.

На участке JD = 2456847 - 2456853 доминируют пик, соответствующий $0^{d}.10464(9)$ и его суточные гармоники на периодах $0^{d}.1171(1)$ и $0^{d}.09472(7)$. Также стоит отметить, что добавление данных ночей JD = 2456854 и JD = 2456855 не изменяет периодограмму, из чего можно сделать вывод, что в эти даты действовал тот же период. Этот результат также согласуется с выводом из анализа O-C.

Таким образом, частотный анализ подтвердил наличие 3-х разных доминирующих периодов, с первой сменой периодов в точке изменения наклона диаграммы O-C JD=2456842, соответствующей максимальному блеску сверхвспышки. Второй переход произошел в окрестности JD=2456846-2456847.

6. Обсуждение. Здесь мы приводим возможные интерпретации полученных периодов для каждого из вариантов построения диаграммы О-С, а также рассматриваем их сильные и слабые стороны.

Для varl мы предполагаем, что в течение 2456837-2456841 наблюдалась стадия А эволюции сверхгорбов с периодом 0^d.1091(1). В пользу вывода о наличии стадии А говорит сильное увеличение амплитуды сверхгорбов в этом интервале. Период 0^d.0938(1) на участке JD = 2456842 - 2456846 мы интерпретируем как период отрицательных сверхгорбов. В статье Павленко и др. [18] делалась оценка величины предполагаемого периода отрицательных сверхгорбов, которая составила ~0^d.094, что хорошо согласуется с нашим результатом.

А.С.СКЛЯНОВ И ДР.

Можно отметить, что этот период наблюдался не только во время сверхвспышки, но и до нее. Период 0^d.10464(9) хорошо соответствует периоду положительных сверхгорбов на стадии В 0^d.104531(37), который был получен в более ранних работах по данной звезде [18]. Поэтому мы тоже определяем данный период как период положительных сверхгорбов стадии В. Так как ночи JD = 2456854 и JD = 2456855 также показывают данный период, то мы классифицируем их как повторное поярчание (ребрайтенинг) сверхвспышки.

Для var2 мы предполагаем, что период 0⁴.1091(1) является суточносопряженным для орбитального периода 0⁴.097558(6), что также согласуется с маленькой амплитудой колебаний в течение прекурсора сверхвспышки. К стадии A мы относим только данные для JD 2456841 и 2456842, для которых грубая оценка периода по наклону O-C дает 0⁴.107. Данное значение мы принимаем как период на стадии A или на переходе от A к B. Интерпретация периодов для остальных участков не отличается от первого варианта.

Длительность стадии A для varl находится в пределах от 4 до 8 дней, в зависимости от того, считать ли две первые ночи данного участка частью стадии A. Данная длительность соответствует количеству циклов от 36 до 73. Для var2 длительность стадии A будет ~10 циклов. Однако возможно, что стадия A началась раньше, но данную частоту на периодограмме перекрывала гармоника орбитального периода или его суточно-сопряженная. Считается, что длительность стадии A характеризует силу приливного взаимодействия в системе, чем длиннее стадия A, тем меньше приливные силы [20].

Так как участок стадии В является линейным, то величина изменения периода Р_{от} близка к нулю.

Кривые блеска, полученные в течение 4 ночей, которые мы в varl, относим к стадии А сверхвспышки 2014г., можно увидеть на рис.6 (графики (1), (2), (6) и (7)).

6.1. Отношение масс. В предположении, что наша интерпретация верна и мы выделили стадию А, можно оценить отношение масс компонентов системы для обоих вариантов значения периода.

Для получения оценки отношения масс компонент в двойной системе q = M,/M, использовались формулы, приведенные в статье Като и Осаки [6]:

$$\varepsilon = (P_{sh} - P_{orb})/P_{orb}, \qquad (1)$$

$$\varepsilon^* = 1 - P_{\rm orb} / P_{\rm sh} , \qquad (2)$$

$$q = -0.0016 + 2.60\varepsilon^{*} + 3.33(\varepsilon^{*})^{2} + 79.0(\varepsilon^{*})^{3}.$$
 (3)

Величина ε показывает избыток периода сверхгорбов. В качестве значения Р_в брался период на стадии А, так как на этой стадии можно пренебречь

NY Ser: ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

эффектом давления газа в аккреционном диске [5]. Для varl бралось значение 0^d.1091(1), а для var2 - 0^d.107. В качестве орбитального периода мы берем значение 0^d.097558(6) и получаем следующие величины: 1.) для varl $\varepsilon = 0.118$, $\varepsilon^* = 0.106$, q = 0.404; для var2 $\varepsilon = 0.097$, $\varepsilon^* = 0.088$, q = 0.308.

Мы также определили величины ε для положительных сверхгорбов стадии В и отрицательных сверхгорбов. Их значения составили $\varepsilon = 0.072$ и $\varepsilon = -0.038$, соответственно.

6.2. Сравнение с результатами других авторов. В первой интерпретации диаграммы O-C varl мы получаем длительность стадии A на уровне 36-ти или более циклов, что согласуется с предположением о слабом приливном взаимодействии. Это предположение также подкрепляется наличием у данной системы "широких" нормальных вспышек, не достигнувших приливной нестабильности [18]. Минусом данного варианта является то, что получаемое по нему значение q является очень большим. Однако данное значение также может быть связанно со слабым приливным взаимодействием в системе.

Плюсом второго варианта var2 является меньшее значение q, которое не выходит за пределы ограничения q ~ 0.33 [21]. Слабой стороной данной интерпретации является малая продолжительность стадии A ~10 дней, что противоречит предположению о слабом приливном взаимодействии. Однако можно предположить, что длительность стадии A была больше, но из-за



Рис.10. Кривая блеска сверхвспышки и эволюция амплитуды сверхгорбов V1504 Суд по данным телескопа Кеплер. Июль-Август 2010г.

малой амплитуды сверхгорбов ее не удалось обнаружить на фоне орбитальной переменности.

Одной из основных проблем выбора между двумя полученными результатами является близость периода сверхгорбов стадии A для varl ~ 0^4 .109 и суточной гармоники орбитального периода ~ 0^4 .108. Из-за этого, мы не можем сделать однозначный выбор одного из двух вариантов и приводим оба как правдоподобные возможности.

Что касается особенностей изменения амплитуды сверхгорбов, подобные особенности были обнаружены у системы типа SU UMa V1504 Суд по наблюдениям на космическом телескопе Кеплер [22] (рис.10).

На данном рисунке можно видеть, что рост амплитуды происходит быстрее, чем за сутки. Падение амплитуды от 0^m.36 до 0^m.24 также происходит менее чем за сутки. Таким образом, мы видим, что особенности изменения амплитуды сверхгорбов у NY Ser и V1504 Cyg схожи.

Для разных вариантов описания диаграммы О-С нами были получены соответствующие величины q. Значение для var1 находится несколько выше предела отношения масс, при котором теоритически возможен резонанс 3:1 $q\sim0.33$ [21], а значение для var2 не выходит за границы данного предела. Далее мы решили сравнить полученные нами результаты q = 0.404 и q = 0.308 с другими звездами типа SU UMa, попадающими в "пробел" периодов. Для звезды V1006 Cyg значение q было определено в пределах от 0.26-0.34, для MN Dra - 0.258(5)-0.327(5) [23]. Можно видеть, что у обеих звезд отношение масс близко к пределу стабильности резонанса 3:1. Также стоит отметить большую продолжительность стадии A (в var1) у звезды NY Ser от 36-ти или более циклов, что соотносится со значениями для звезд V1006 Cyg - 32-го шикла и MN Dra - 18-39 циклов [23]. Такая продолжительность объясняется медленным ростом резонанса для долгопериодических систем типа SU UMa [20].

Для рассмотрения полученных значений q и ε , точки для известных значений q и ε звезд в "пробеле периодов", а также полученные нами значения, были добавлены к оригинальным данным из статьи Паттерсона и др. [24], где значения q и ε получены независимо друг от друга. Результат представлен на рис.11. Данные для звезд в "пробеле периодов" взяты из статьи Като и др. [23], также были нанесены точки, полученные для звезды NY Ser в данной работе. Для звезды MN Dra были нанесены обе пары значений. Для NY Ser мы нанесли оба варианта значений q и ε , полученных нами. Стоит учесть, что данные, взятые из работы Като и др. [23], рассчитывались по формуле Като и др. [5], поэтому они могут иметь сдвиг. На графике видно, что добавленные значения хорошо ложатся на прямую, из чего мы можем сделать вывод, что обе пары полученных нами значений qи ε не выбиваются из общей зависимости. Также было проверено, как полученные нами величины ложатся на зависимость loge от logP_{от}, представленную в работе [25]. Оба наших значения є попадают выше линейной аппроксимации, однако значение var2 имеет меньшее отклонение.



Рис.11.Зависимость q от є, построенная по данным из работы Паттерсона и др. [24] и дополненная новыми данными для звезд в "пробеле периодов".

Похожий результат получается при нанесении наших точек на зависимость q от P_{orb} , представленную в работе [26]. Здесь данные var2 ложатся на теоретическую кривую, а данные для var1 лежат немного выше нее.

Для уверенного определения стадии А необходимы детальные многодолготные наблюдения на разных этапах развития сверхвспышки.

7. Выводы. Нами была проведена кампания по наблюдениям звезды NY Ser в 2014 и 2016гг., позволившая получить уникальные наблюдения данной звезды как во время сверхвспышки, так и во время нормальных вспышек.

Впервые была построена диаграмма хода О-С максимумов сверхгорбов для сверхвспышки у данной звезды. Получено 2 варианта интерпретации диаграммы О-С, имеющие свои сильные и слабые стороны. Во время сверхвспышки была впервые выделена стадия А, а также впервые обнаружены отрицательные сверхгорбы. Были измерены периоды сверхгорбов для всех обнаруженных стадий в 2-х вариантах интерпретации. Стадия А: для var1 $P_{sb} = 0^{4}.1091(1)$, для var2 $P_{sb} = 0^{4}.107$. Средний период отрицательных сверхгорбов составил $0^{4}.0938(1)$, средний период положительных сверхгорбов стадии В - $0^{4}.10464(9)$. Были получены величины избытка периода сверхгорбов на стадии

В $\varepsilon = 0.072$ и дефицита периода отрицательных сверхгорбов $\varepsilon = -0.038$.

Для обоих вариантов хода О-С были получены величины избытка периода сверхгорбов на стадии их роста: $\varepsilon = 0.118$, $\varepsilon^* = 0.106$ (для var1) и $\varepsilon = 0.097$, $\varepsilon^* = 0.088$ (для var2). Соответствующие оценки отношения масс для каждого их 2-х вариантов составили q = 0.404 и q = 0.308.

Было показано, что характер изменения амплитуды сверхгорбов схож со звездой V1504 Cyg.

Также было показано наличие у данной системы нормальных вспышек как типа "outside-in", так и типа "inside-out".

А.С.Склянов и А.И.Галеев выражают благодарность ТЮБИТАК, КФУ и АН РТ за частичную поддержку в использовании телескопа РТТ-150 (Российско-Турецкий 1.5-м телескоп в Анталии). Данная работа частично выполнена в рамках гранта РФФИ № 16-32-50096. Работа частично выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (3.9780.2017/8.9). О.И.Антонюк благодарит Российский Научный Фонд за финансовую поддержку (грант N14-50-00043).

- ¹ ФГАОУ ВО "Казанский (Приволжский) Федеральный Университет", 420008, Кремлевская 18, Казань, Россия, e-mail: ssklyanov@yandex.ru
- ² ФГБУН "Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН", 298409, пгт. Научный, Крым, Россия, e-mail: eppavlenko@gmail.com
- ³ Apache Point Observatory, New Mexico State University, 2001 Apache Point Road, P.O. Box 59, Sunspot, New Mexico 88349-0059, USA
- ⁴ Академия наук Республики Татарстан, 420111, ул. Баумана, 20, Казань, Россия

NY Ser: OUTBURST ACTIVITY AND MULTI-PERIODIC PROCESSES ON DIFFERENT STAGES IN 2014 AND 2016

A.S.SKLYANOV¹, E.P.PAVLENKO², O.I.ANTONYUK², A.A.SOSNOVSKIJ², V.P.MALANUSHENKO³, N.V.PIT², K.A.ANTONYUK², A.N.KHAIRUTDINOVA¹, Yu.V.BABINA², A.I.GALEEV^{1,4}

The paper presents the results of observation campaigns of dwarf nova NY Ser, which took place in 2014 and 2016 years. In total, we obtained data from 126 nights in 2014, which includes 20 normal outbursts and one superoutburst, and 22 nights in 2016, which includes 5 normal outbursts. Using the profile of normal outbursts

light curves the presence of "outside-in" type outbursts, as well as "inside-out" type outbursts was demonstrated in this system. On different stages of outburst activity (quiescent stage, normal outbursts and superoutburst) NY Ser showed brightness variability with different periods. In "quiescent" stage and normal outbursts orbital period 0^d.097558(6) was dominating. During superoutburst we distinguished two stages of superhump evolution: stage of growth of tidal instability in accretion disk (A) and stage of developed superhumps (B). Stage A for NY Ser was distinguished for the first time, but her length and period were not firmly established. On stage B positive superhumps were registered with mean period of 0^d.10464(9) and period excess of $\varepsilon = 0.072$ and, for the first time, negative superhumps were registered with mean period of 0^d.0938(1) and period deficit of $\varepsilon = -0.038$.

Key words: NY Ser: cataclysmic variables: negative superhumps: superhump evolution: accretion

ЛИТЕРАТУРА

- 1. B. Warner, Astrophys. J. Suppl. Ser., 226, 187, 1995.
- 2. J.Smak, Acta Astronomica, 34, 161, 1984.
- 3. C. Knigge, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 373, 484, 2006.
- 4. Y.Osaki, Publ. Astron. Soc. Pacif., 108, 39, 1996.
- 5. T.Kato, A.Imada, M.Uemura et al., Publ. Astron. Soc. Japan, 61, S395, 2009.
- 6. T.Kato, Y.Osaki, PASJ, 65, 115, 2013.
- 7. Y.Osaki, T.Kato, PASJ, 65, 95, 2013.
- 8. D. Harvey et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 107, 551, 1995.
- 9. J. Patterson et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 109, 468, 1997.
- 10. M.A. Wood, C.J. Burke, Astrophys. J., 661, 1042, 2007.
- 11. T. Ohshima et al., PASJ, 64, L3, 2012.
- 12. M.Still et al., ApJL, 717, L113, 2010.
- 13. T. Ohshima et al., PASJ, 66, 67, 2014.
- 14. R.F. Green, D.H.Ferguson, J.Liebert et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 94, 560, 1982.
- 15. R.F. Green, M.Schmidt, J.Liebert, Astrophys. J. Suppl. Ser., 61, 305, 1986.
- 16. D.Nogami, T.Kato, H.Baba et al., PASJ, 50, L1, 1998.
- 17. J. Patterson et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 115, 1308, 2003.
- 18. E.P. Pavlenko et al., PASJ, 66, 111, 2014.
- 19. R.F.Stellingwerf, Astrophys. J., 224, 953, 1978.
- 20. T.Kato et al., PASJ, 66, 90, 2014.
- 21. J.Murray, B.Warner, D.Wickramasinghe, New Astron. Rev., 44, 51, 2000. 22. Y.Osaki, T.Kato, PASJ, 65, 50, 2013.

А.С.СКЛЯНОВ И ДР.

- 23. T.Kato et al., PASJ, 68, 65, 2016.
- 24. J. Patterson et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 117, 1204, 2005.
- 25. M. Otulakowska-Hypka, A. Olech, J. Patterson, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 460, 2526, 2016.
- 26. J. Patterson, J.R. Thorstensen, J. Kemp, Publ. Astron. Soc. Pacif., 117, 427, 2005.

АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

NEW ASYMPTOTIC GIANT BRANCH CARBON STARS IN THE GALACTIC HALO

N.MAURON¹, K.S.GIGOYAN², G.R.KOSTANDYAN² Received 23 November 2016 Accepted 14 December 2017

For the first time the data on the eight confirmed or candidate carbon (C) stars found mainly from objective-prism plates are presented. By using the Catalina database of lightcurves, we find that all these stars are pulsa- ting, allowing a distance to be estimated through the K-band Period-Luminosity (PL) relation. This relation does not depend on spectral type (M or C) and distances are reliable even for C candidates. Seven stars are more than 10 kpc from the galactic plane, suggesting they do not belong to the galactic disk. We also find one star located at about 180 kpc from the Sun, being one of the most distant star in the Galaxy. Many of these new C stars are relatively blue. Some comments are also provided on seven other known halo carbon stars for which either a pulsation period is obtained, or because they were not included in previous works on halo C stars.

Key words: stars: carbon stars: surveys: Galactic halo: Galaxy: stellar content

1. Introduction. Stars evolving on the asymptotic giant branch (AGB) can be either carbon-rich (hereafter noted C), or oxygen-rich (M-type). Many studies have been devoted on C stars because the overabundance of carbon means that dredge-up has been occurred and certifies the status of the AGB phase. In the galactic disk, AGB C stars are in general well understood and their progenitor mass is around $1.3 M_{\odot}$ (Solar masses). The presence of AGB C stars in a galaxy indicates that an intermediate-age population exists. The M-type AGB stars may be much older since one finds them in globular clusters.

In comparison with the disk, the understanding of AGB stars located in the halo is less clear. Many observational works have been done on C stars because their discovery is made easier owing to their particularly red color, or to their spectra displaying pronounced C_2 and CN bands. Totten and Irwin [1] published the first survey for red AGB halo C stars. Mauron, Gigoyan and collaborators found many AGB C stars by selecting them either on objective-prism plates or through a near-infrared (NIR) color-color selection and follow-up spectroscopy [2-10]. Huxor and Grebel [11] made a synthesis and a new analysis of the subject of halo C stars. They concluded that the majority trace the Sgr Tidal Arms, but the sample is small compared to other samples like the one of M-type giants [12]. Some of the halo C stars may belong to other halo overdensities, but again the

sample is poor. Therefore, any new additional C stars are of interest. Despite these difficulties, it is interesting to note that some AGB C stars are far enough, more than 100 kpc away, to probe the outer halo (Deason et al. [13], Bochanski et al. [14]).

In this context we present eight new confirmed or candidate AGB C stars located at $|b| > 20^{\circ}$. One is at 180 kpc from the Sun. Also, we add some comment on seven other pulsating C stars with peculiarities (Section 2). In Section 3, we discuss our results, and conclude in Section 4.

2. New Pulsating Carbon Stars in the Halo. Objects 1 to 8 in Table 1(a) are halo C stars which were discovered on Hamburg Quasar Survey, Hamburg - ESO survey digitized databases (online at http://www.hs.uni-hamburg.de/DE/ For/Exg/Sur/hqs/online/index.html/)/ or the First Byurakan Survey [8]. All three surveys are a collection of objective-prism plates with various depth and sky coverage. All objects presented here display a clear spectrum showing a C-rich nature (Fig.1), except for objects No 3, which shows a wedge-like spectrum with very low S/N. Objects No 1, 4, and 7 has been confirmed with slit spectroscopy (Fig.2 and 3).

Table 1(a)

No	2MASS Coordinates	l	b	K	J - K	<i>P</i> (d)	Status	D (kpc)	Z (kpc)
1	015806.13+383918.4	136.9	-22.3	6.857	1.141	303	New C	7.0	-3
2	045631.15-312932.7	233.3	-37.0	10.651	1.243	146	New C	41.0	-24
3	084925.07+205855.2	205.2	+34.9	13.828	1.408	297	?	182.0	104
4	122040.61+491844.0	135.8	+67.0	11.711	1.246	182	New C	49.0	45
5	131216.45+083435.9	318.7	+70.8	12.385	0.996	138	?		
6	151351.03-064838.6	353.6	+41.6	12.152	1.223	148	New C	52.0	34
7	171130.98+083430.6	29.2	+26.0	10.841	1.103	138	New C	27.0	12
8	214341.14-341431.1	10.9	-49.3	10.980	1.224	159	New C	32.0	-24

NEW HALO C STARS

Table 1(b)

KNOWN CARBON STARS UNDER DISCUSSION

No	2MASS Coordinates	1	b	K	J - K	<i>P</i> (d)	Status	D (kpc)	Z (kpc)
9	012847.03+264742.2	148.4	-31.2	8.624	1.525	274	'HG2-13	16.0	-8
10	144448.86-011056.3	351.4	+50.6	10.751	1.536	301	'HG2-41	45.0	35
11	151840.24+145903.1	20.9	+53.7	7.342	1.451	301	'HG2-44	9.0	7
12	171447.49+524006.6	79.9	+35.6	9.333	1.366	201	NotHG	18.0	10
13	193008.56-701452.1	325.2	-28.6	7.270	2.307	389	NotHG	11.0	-5
14	195149.53-312500.7	9.1	-25.8	9.122	2.307	265	NotHG	19.0	-8
15	223153.02-191740.9	83.0	-32.5	9.215	1.400	265	NotHG	22.0	-12

Note to Table 1(b). HG (Huxor and Grebel [11]).

NEW AGB CARBON STARS



Fig.1. Hamburg/ESO Survey digitized objective-prism (resolution is 15A) spectral shapes for three objects of Table 1(a). Absorption bands of C_2 molecule are very well expressed. The fields are $12' \times 12'$.

Table 1 (a, b) includes coordinates from 2MASS (Two Micron All-Sky Survey [15] (online available at http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/2mass.html/), galactic coordinates, K and J-K from 2MASS, period from the light-curves of the Catalina Sky Survey - CSS) (online at http://nesssi.cacr.caltech.edu/DataRelease/) database [16], a status column, and finally estimates of distances (D) and high above the galactic plane (Z) in kpc. There is in general little uncertainty on periods (a few days only). Distances were derived with the K-band Period-Luminosity (PL) relation from Whitelock et al. [17];

$$M(K) = -3.51 \times (\log P - 2.38) - 7.15. \tag{1}$$

As can be seen, all stars are between about 10 to 50 kpc from the Sun, except object No 1. For one remarkable source (No 3), the distance reaches 180 kpc. For this object, the spectral type is uncertain, although the faint wedge-like plate spectrum points to a C star. However, this uncertainty does not affect the

N.MAURON ET AL.



Fig.2. 2.6 m BAO telescope spectra for 2MASS J122040.61+491844.0 in range $\lambda\lambda$ 4250 + 6750A obtained on 15/16 April 2016 with SCORPIO spectrograph and CCD TK 1024×1024 (resolution -10A).

derivation of its distance. As far as we know, it is most distant long period variable in the halo.

In Table 1(b), we list several known C stars with some peculiarities. Objects No 9, 10 and 11, were considered not to be pulsating by HG [11], but examination on the Catalina data does provide a reasonable period. Objects No 12 and 15 were known C stars, but they were not included in the HG sample. Object No 12 was found by Gigoyan et al. [8], and object No 14 is from Reid et al. [18]. Object No 15 (from Totten and Irwin [1]) is not periodic: in this case, we assumed a period of 300 days, leading to D=22 kpc. If one adopts M(K) = -7 (the average of M(K) for the halo C stars), one finds D=17 kpc.

3. Optical Spectroscopy. Moderate-resolution CCD spectra for three objects of Table 1(a) (No 1, 4, and 7) were obtained at the 2.6 m telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory (BAO, Armenia). Spectra for object No 4 (2MASS J122040.61+491844.0) were obtained on 15/16 April 2016 with the SCORPIO spectrograph and TK 1024×1024 pixel (24 μ m pixel size) CCD, dispersion is 3A/pix. For objects No 1 and 7 2MASS J015806.13+383918.4 and 2MASS J171130.98+ 083430.6 spectra were obtained on 8/9 September 2016 with the same SCORPIO spectrograph and EEV 42-40 2048×2048 pixel CCD (pixel size is 13.5 μ m, resolution 6A).

Fig.1 presents Hamburg/ESO objective-prism survey low-resolution twodimensional digitized spectral shapes for some objects Table 1(a), where absorption bands of C_2 molecule are well expressed. Fig.2 and 3 presents BAO 2.6 m telescope moderate-resolution CCD spectra for objects noted above.



Fig.3. 2.6 m BAO telescope spectra for objects 2MASS J015806.13+383918.4 and 2MASS J171130.98+083430.6 obtained on 08/09 September 2016, with SCORPIO spectrograph and EEV 42-40 2048 × 2048 pixel CCD (spectral resolution, -6A) in range $\lambda\lambda 4000+7250A$. Absorption bands of C, molecule are indicated.

4. Discussion. There are several noteworthy points concerning the stars presented in Table 1(a). We can first remark that it is still possible to find new C-rich stars in the halo, despite considerable efforts to find them in previous surveys. This shows that previous surveys for AGB C stars were incomplete. Our method of scanning plates to look for sources with characteristic carbon molecular features is rewarding, though it is slow.

The second point is that these C-rich new stars have a J - K surprisingly small. Excluding object No 3 which is not firmly established as being C star, all other have J - K less than 1.3. This is lower than the classical limit at J - K = 1.4 which is often used to separate C and M-type stars. In our small sample, one is even at J - K = 0.99. There is strong evidence that all our new C stars are of the AGB type because they pulsate.

In the works by Mauron and collaborators [2-7], candidate C stars were selected with photometric criteria, especially in specific locus in two-color diagram of 2MASS photometry. In particular, they limited their research to J - K over 1.2. In practice, they found few C-stars with J - K less than 1.3, because the contamination by M-type stars is very large. This contamination had for consequence that they naturally concentrated their search with J - K over 1.3. Some details are given here. A total of 38 candidates having J - K between 1.2 and 1.3 were observed with slit spectroscopy, and only one C star was found; a 3 percent efficiency. In comparison, 66 candidates were observed with J - K between 1.3 and 1.4, and 15 C were discovered, a 22 percent efficiency. The number of candidates with J - K between 1.2 and 1.3, and not followed up with slit spectroscopy, is 55. This suggests that only one or two more C stars would have been found from this unobserved sample. Here we present 4 new C stars listed in Table 1 with this range of color. And this does not taken into account the 3 other C stars with J - K < 1.3. These consideration give some strength to our method to look for C stars.

The second point of interest is the discovery of object No 3, which is at 180 kpc if one derives its distance from its pulsation period. It can be first noted, if it is not a Mira or a low-amplitude Mira for which the relation P - K is applicable, it pulsates in the first overtone. If it is true, its distance would be even larger. Secondly, the number of objects as distant as that is very small. Deason et al. [13] presented slit spectroscopy of a list of stars at more than 80 kpc from the Sun. In that list, blue-horizontal objects and blue stragglers dominate. Five of them are between 100 and 150 kpc. Also, there are eight AGB C-rich stars, and three of them reach 150 kpc. Bochanski et al. [14] have discovered two M-type giants at 240 and 270 kpc. In this context, our AGB objects is one of the most distant stars of the halo, and its radial velocity should not be too difficult to obtain since its R magnitude is 17. The main lesson of this finding is that our method can provide relatively easily very distant stars.

5. Conclusion. In this small study, some results from on-going study of AGB halo stars were presented. It is shown that one can discover several carbon stars bluer in J - K than 1.3. This suggests that a population of these relatively blue pulsating C stars may have been missed in previous survey. We also found a long-period variable as distant as 180 kpc. Therefore, this encourages to look carefully for supplementary long-period variables in the halo. Combining information from objective-prism plates and from the Catalina light-curve database is particularly fruitful, together with the use 2MASS photometry and the Period-Luminosity relation.

Aknowledgements. This research has made use the SIMBAD and VIZIER data bases, operated at CDS, Strasbourg, France. This publication makes use of data products from Two Micron All Sky Survey-2MASS (University of Massachusetts and IPAC/California Institute of Technology, funded by NASA and NSF) and the Catalina Sky Survey (California Institute of Technology and NASA under Grant No NNG05GF22G).

¹ Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, UMR 5299 CNRS and Universite Montpellier II, Place Batalion, 34095 Montpellier, France; e-mail: Nicolas.Mauron@univ-montp2.fr

² V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, 0213 Aragatsotn Marz, Armenia, e mail: kgigoyan@bao.sci.am, kgayane@gmail.com

НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ВЕТВИ ГИГАНТОВ В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ГАЛО

Н.МАУРОН¹, К.С.ГИГОЯН², Г.Р.КОСТАНДЯН²

Впервые приводятся данные для 8 подтвержденных (и кандидатов) углеродных звезд (С), открытых на пластинках, снятых объективными призмами. Используя кривые изменения блеска, нами обнаружена пульсация этих объектов, а также оценены расстояния, используя соотношения период-светимость (ПС) в полосе К. Это соотношение не зависит от спектрального типа (М или С), а расстояния применимы также для С звезд. Семь звезд находятся на расстоянии более чем 10 кпк от галактической плоскости, что указывает на то, что эти объекты не являются объектами диска галактики. Для одного объекта расстояние оценивается в ~180 кпк. Этот объект является одним из наиболее удаленных С звезд галактики. Многие из новых С звезд являются сравнительно голубыми.

N.MAURON ET AL.

Рассмотрены также семь других известных С звезд гало, для которых оценены периоды пульсаций. Они не были включены в предыдущих работах по С звездам галактического гало.

Ключевые слова: звезды: углеродные звезды: обзоры: галактическое гало: галактика

REFERENCES

- 1. E.J. Totten, M.J. Irwin, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 291, 1, 1998.
- 2. N. Mauron, M. Azzopardi, K.S. Gigoyan et al., Astron. Astrophys., 418, 77, 2004.
- 3. N. Mauron, T.R. Kendall, K.S. Gigoyan, Astron. Astrophys., 438, 867, 2005.
- 4. N. Mauron, K.S. Gigoyan, T.R. Kendall, Astron. Astrophys., 463, 969, 2007.
- 5. N.Mauron, K.S.Gigoyan, T.R.Kendall, Astron. Astrophys., 475, 843, 2007.
- 6. N. Mauron, Astron. Astrophys., 482, 151, 2008.
- 7. N.Mauron, K.S.Gigoyan, P.Berlioz-Arthaud et al., Astron. Astrophys., 562, A24, 2014.
- 8. K.S. Gigoyan, N. Mauron, M. Azzopardi et al., Astron. Astrophys., 371, 560, 2001.
- 9. K.S. Gigoyan, D. Russeil, A.M. Mickaelian et al., Astron. Astrophys., 544, A95, 2012.
- 10. K.S. Gigoyan, A.M. Mickaelian, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 419, 3346, 2012.
- 11. A.P. Huxor, E.K. Grebel, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 453, 2653, 2015.
- 12. S.R. Majewski, M.F. Skrutskie, M.D. Weinberg et al., Astrophys. J., 599, 1115, 2003.
- 13. A.J.Deason, V.Belokurov, N.W.Evans et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 425, 2840, 2012.
- 14. J.J.Bochanski, B.W.William, N.Caldwell et al., Astrophys. J., 790, L5, 2014.
- 15. M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al., Astron. J., 131, 1163, 2006.
- 16. A.J.Drake, M.J.Graham, S.G.Djorgovski et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 213, 9, 2014.
- 17. P.A. Whitelock, M.W.Feast, F. van Leeuwen, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 386, 313, 2008.
- 18. I.N.Reid, K.L.Cruz, J.D.Kirkpatrick et al., Astron. J., 136, 1290, 2008.

108

АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

ULTRAVIOLET SPECTRAL EVOLUTION OF V1974 Cyg USING IUE LOW RESOLUTION SPECTRA

G.M.HAMED¹, M.R.SANAD¹, A.ESSAM¹, S.YOUSEF² Received 24 September 2017 Accepted 14 December 2017

We investigated the spectral evolution of some normalized UV emission lines through different stages of the outburst of the classical nova V1974 Cyg using International Ultraviolet Explorer (IUE) low resolution short wavelength spectra. The emission line fluxes were calculated and used to estimate the ultraviolet luminosity of the emitting region and the latter is used to determine the average mass accretion rate during the post-nova phase. We found an average value of the ultraviolet continuum luminosity $L = -4.6 \pm 0.4 \times 10^{33}$ erg s⁻¹ and the average mass accretion rate $M = -6.6 \pm 0.6 \times 10^{-16} M_{\odot}$ yr⁻¹. We used the fitted continuum luminosity to estimate the temperature of the central white dwarf and we found an average value of -3×10^3 K. The spectral behavior is attributed to the variation in the opacity, temperature and density of the ejecta during the different phases of the outburst. Our results are consistent with the theoretical ONe classical nova models.

Key words: novae: cataclysmic variables - stars: Individual (V1974 Cyg) ultraviolet: stars - white dwarfs

1. Introduction. Cataclysmic variables (CVs) are semidetached binary stars where a white dwarf accretes matter from a late type main sequence star via Roche lobe overflow through the inner Lagrangian point. Due to the high angular momentum of the falling gas stream, matter doesn't fall directly to the star and forms an accretion disk.

Classical novae are a class of cataclysmic variables where only one outburst has been observed. During this outburst the magnitude difference is between 6 and 19 mags from the prenova state. It is widely accepted that this outburst is a result of thermonuclear runaway of the matter accreted on the surface of the white dwarf [1].

It has been proposed that most of the mass of the envelope accreted on the surface of the white dwarf is ejected in the form of optically thick wind (see e.g. [2,3]). The time required for a nova to decline 3 magnitudes below its visual maximum (t_1) is used to classify novae to different speed classes.

The study of the outburst of classical novae is very important in astrophysics since it provides us with an opportunity to understand the evolution of close binary systems, the nature of white dwarfs, thermonuclear runaway processes and the hydrodynamics of the explosion.

The outburst of a classical nova can be divided into different stages. After the

explosion, the "fireball phase" starts where the shock resulting from the explosion heats the ejecta which is expanding freely and cooling. During this phase the opacity is high in both line and continuum. The second stage is the iron curtain where the cooling of the ejecta leads to the recombination of the iron peak elements leading to the screening of other lines in the spectrum. The third stage is "lifting the iron curtain" which is characterized by the retreat of the pseudophotosphere leading to the enhancement of ionization and the disappearance of ultraviolet absorption lines. The opacity of the ejecta then decreases and semiforbidden lines start to appear marking the "transition stage". The nebular phase is characterized by the appearance of strong forbidden lines in emission. Then the spectrum enters the post-nova stage [4-7].

A wide range of intercombination, resonance and forbidden lines for many elements can be found in the ultraviolet spectra of novae, some of these lines are characteristic of some of the different stages of the outburst. The study of these line provides us with an opportunity to understand the physical conditions of the ejecta and determine the elemental abundances accurately [8].

The outburst of V1974 Cyg (Nova Cygni 1992) was discovered on Feb 19th 1992 by Collins et al. [9] at a visual magnitude of 6.8 mag. It reached a maximum visual magnitude of 4.4 mag three days later. Its visual magnitude declined by 3 magnitudes 42 days after maximum making it a fast nova [10]. It is a well studied classical nova with multiple observations in different bands. There are some estimates of the V1974 Cyg distance. In our investigation we adopt a value of 1.8 ± 0.1 kpc which is consistent with the distance determined from the MMRD relations and expansion parallax method [11-13]. We adopt an E(B-V) value of 0.35 mag [14].

In this paper, we present IUE low resolution ultraviolet spectra for V1974 Cyg. In Section 2 we present the spectra and data reduction. Main results are presented in Section 3. We discuss these results in Section 4. Section 5 contains the conclusions.

2. Observations and Data Reduction. In this paper, we used International Ultraviolet Explorer (IUE) spectra of V1974 Cyg. These observations were taken by the short wavelength prime camera (wavelength range from 1150 to 2000 Å) with the large aperture (a 10 by 20 arcsecond slot) and low resolution (~6Å). We downloaded the files from the IUE Newly Extracted Spectra (INES) server at http://sdc.cab.inta-csic.es/ines/. The observations cover the period between 20/02/92 and 20/11/94. Table 1 contains the journal of the used spectra. Good care was taken in inspecting the spectra and the ones with significantly high noise or saturated pixels were excluded where we made use of the quality column in the FITS files of the spectra guided by Table 1 in [15]. All the spectra were
ULTRAVIOLET SPECTRAL EVOLUTION OF V1974 Cyg 111

Table 1

JOURNAL OF IUE OBSERVATIONS FOR V1974 Cyg

Spectrum	ID-	Exposure	Spectrum	JD-	Exposure	Spectrum	JD-	Exposure
DL	2440000	Time (s)	ĪD	2440000	Time (s)	ID	2440000	Time (s)
44030	8673.4	9	44389	8725.8	29	46404	8960.9	129
44031	8673.5	44	44439	8732.8	39	47027	9041.7	269
44040	8674.5	419	44632	8752.3	39	47278	9061.5	269
44043	8675.2	479	44634	8752.4	19	47397	9078.3	269
44044	8675.3	2099	44717	8761.7	29	47416	9082.3	269
44050	8676.4	179	44761	8767.7	29	47417	9082.3	599
44051	8676.7	59	44762	8767.7	44	48026	9171.0	1139
44055	8677.6	29	44790	8770.3	29	48027	9171.1	3599
44056	8677.7	119	44808	8772.6	29	48028	9171.2	1139
44060	8678.6	49	44901	8783.3	34	48218	9192.4	1799
44062	8678.7	179	44937	8790.2	37	48219	9192.5	3599
44064	8678.9	59	44970	8794.4	34	48220	9192.6	6599
44073	8680.4	39	44973	8795.6	34	48221	9192.8	1379
44086	8682.8	49	45030	8802.6	37	48222	9192.8	1499
44102	8684.5	19	45059	8807.2	41	48638	9246.2	1799
44115	8686.3	34	45061	8807.3	39	48639	9246.3	4499
44130	8688.8	34	45135	8818.2	50	49320	9317.0	3599
44155	8693.5	34	45244	8833.1	59	49321	9317.2	7199
44174	8695.7	34	45310	8845.0	79	49322	9317.3	3299
44193	8700.5	34	45359	8851.4	59	50494	9449.7	16499
44209	8703.9	34	45469	8864.4	69	50941	9503.6	20399
44233	8707.5	29	45547	8873.0	109	51387	9543.8	20695
44268	8711.9	29	45548	8873.0	99	51983	9594.4	25199
44305	8715.3	29	45670	8883.3	109	52846	9677.5	24599
44338	8717.8	29	46047	8919.1	169			
44377 -	8723.4	29	46064	8921.6	114			

normalized using the continuum task in onedspec package of the Image Reduction and analysis Facility (IRAF). The continuum was best fitted by a Chebyshev function of the fifth order and the emission line properties were measured from the normalized spectra.

3. Results. The study of the UV spectrum originating from the expanding ejecta provides important information about the evolution of the outburst. In this paper we studied a number of emission lines with a wide range of ionization potentials along with the short wavelength ultraviolet continuum. We studied the Fe II 1588 Å emission line, the C II 1336 Å resonance doublet, the O I 1306 Å collisionally excited resonance triplet pumped by Hydrogen Lyman β , the Al III 1854 Å line, the NV 1240 Å resonance line and the [Ne V] 1575 Å forbidden emission line. The time evolution curves for all the studied emission lines are



shown in Fig.1. We calculated the ultraviolet luminosity of the emitting regions using the equation

$$L_{\lambda} = 4\pi F_{\lambda} d^2 \quad \text{erg s}^{-1} \tag{1}$$

where F_{λ} is the integrated flux corrected for interstellar extinction using the equation

$$F = F_0 10^{0.4 X(\lambda) E(B-V)} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1}$$
(2)

where F_0 is the observed unnormalized flux and $X(\lambda)$ is the fitted UV interstellar extinction function of Seaton [16].

We assumed that V1974 Cyg has reached quiescent state at about JD 2449230 nearly 560 days after the discovery (the dashed line in Fig.1). This is consistent with the stopping of the hydrogen burning according to the model of Hachisu & Kato [13]. We used the ultraviolet luminosity after this date to calculate the mass accretion rate on the white dwarf $M_{\rm e}$ using

$$\dot{M}_{acc} = \frac{2L_{acc}R_{WD}}{GM_{WD}}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$$
(3)

where M_{WD} is the white dwarf mass taken as $1.05 M_{\odot}$ [13], G is the universal gravitational constant, and R_{WD} is the white dwarf's radius calculated using

$$R_{WD} = 0.78 \times 10^9 \left[\left(\frac{1.44 M_{\odot}}{M_{WD}} \right)^{2/3} - \left(\frac{M_{WD}}{1.44 M_{\odot}} \right)^{2/3} \right]^{1/2} \text{ (cm)}$$
(4)

from Nauenberg [17] and it was found to be $0.0073 R_{\odot}$.

4. Discussion. The evolution of different line fluxes relative to the continuum (F_{λ}/F_{c}) , show different phases of the outburst. The early spectrum of V1974 belongs to the permitted Fe II "P_E," class of Williams [18], where the spectrum originates from optically thick wind ejected by the white dwarf [1,19,20]. The Fe II 1588 Å line was the first line to reach maximum at JD 2448678 during the iron curtain phase of the outburst, where the cooling of the ejecta leads to the recombination of the iron peak elements. During this phase most of the remaining emission lines have low fluxes since they are blanketed by the iron curtain. The second line to peak was the C II 1336Å line at JD 2448682. By the time this recombination line reaches maximum, the iron curtain is being lifted and the ionization is enhanced due to the retreat of the pseudo-photosphere. The iron curtain was completely lifted when the O I 1304 Å line reached maximum at JD 2448717 which is consistent with the evolution of this line in Cassatella et al. [21], the maximum of this line marks iron optically thick phase (both the iron curtain and lifting the iron curtain phases). The maximum of this line coincides with the time when the Fe II line drops to very low fluxes (see Fig.1a, c). The outburst then enters the transition or pre-nebular phase and this is also clear from the optical observations of Rafanelli et al. [22]. The Al III 1854 Å line reached maximum at JD 2448725 and we can see from Fig.1d that this line can no longer be seen after JD 2448873 which means that it became completely ionized. The N V 1240 Å line reached maximum at JD 2448919 in the nebular phase. The last line to peak in our sample was the [Ne V] 1575 Å forbidden line at JD 2449061 in the nebular phase. At the times of maximum of the last two lines, the line opacity in the ejecta is now low and the ions are subject to harder radiation fields from the central white dwarf [7,20]. Tables 2-3 contain maximum, intermediate and minimum values for the studied lines. It can be seen that the studied lines reach maxima in order of increasing ionization potential showing that the outburst enters higher ionization line in the later phases of the outburst in Fig.1c, d and see Table 4. Cassatella et al. [24] studied the evolution of the integrated fluxes of four of the emission lines we studied (C II, Al III, O I and NV) during the first four stages

Table 2

V1974	Cyg	Fe	II,	С	Η	AND	0	Ι	LINES
-------	-----	----	-----	---	---	-----	---	---	-------

Value	Fe II	C II	1 0
	64.7 ± 0.4 $3.2 \pm 0.1 \times 10^{-9}$ $1.2 \pm 0.1 \times 10^{36}$ 13.6 ± 0.8 $6 \pm 2 \times 10^{-10}$ $2.4 \pm 0.8 \times 10^{35}$ 0.6 ± 0.4 $8 \pm 3 \times 10^{-13}$ $3 \pm 1 \times 10^{32}$	38.4 ± 0.3 $4.5 \pm 0.1 \times 10^{-9}$ $1.7 \pm 0.1 \times 10^{36}$ 10.5 ± 0.8 $6.8 \pm 0.3 \times 10^{-10}$ $2.6 \pm 0.2 \times 10^{35}$ 2.1 ± 0.6 $4.9 \pm 0.9 \times 10^{-12}$ $1.9 \pm 0.4 \times 10^{33}$	143 ± 1 3. 14 ± 0.02 × 10 ⁻⁸ 1. 2 ± 0.1 × 10 ³⁷ 27 ± 1 9.7 ± 0.2 × 10 ⁻¹⁰ 3.7 ± 0.3 × 10 ³⁵ 0.4 ± 0.2 7 ± 5 × 10 ⁻¹³ 3 ± 2 × 10 ³²

Table 3

V1974 Cyg Al III, N V AND [Ne V] LINES

Value	Al III	NV	Ne V
$ \begin{array}{l} (F_{\lambda}/F_{c})_{max} \\ F_{\lambda(max)} (erg \ cm^{-2} \ s^{-1} \ Å^{-1}) \\ L_{max} \ (erg \ s^{-1}) \\ (F_{\lambda}/F_{c})_{mid} \\ F_{\lambda(mid)} (erg \ cm^{-2} \ s^{-1} \ Å^{-1}) \\ L_{mid} \ (erg \ s^{-1}) \\ (F_{\lambda}/F_{c})_{min} \\ F_{\lambda(min)} \ (erg \ cm^{-2} \ s^{-1} \ Å^{-1}) \\ L_{min} \ (erg \ s^{-1}) \end{array} $	40.4 ± 0.4 7.5 ± 0.2 × 10 ⁻⁹ 2.9 ± 0.2 × 10 ³⁶ 16.9 ± 0.9 1.8 ± 0.1 × 10 ⁻⁹ 7.2 ± 0.7 × 10 ³⁵ 6 ± 3 1.1 ± 0.1 × 10 ⁻¹⁰ 4.2 ± 0.6 × 10 ³⁴	166.4 ± 0.4 $2.9 \pm 0.1 \times 10^{-9}$ $1.1 \pm 0.1 \times 10^{36}$ 62.5 ± 0.5 $1.05 \pm 0.02 \times 10^{-9}$ $4.1 \pm 0.3 \times 10^{35}$ 1.8 ± 0.2 $2.3 \pm 0.3 \times 10^{-12}$ $9 \pm 1 \times 10^{32}$	22.5 ± 0.5 $2.1 \pm 0.3 \times 10^{-10}$ $8 \pm 1 \times 10^{34}$ 6.4 ± 0.6 $4.1 \pm 0.3 \times 10^{-11}$ $1.6 \pm 0.2 \times 10^{34}$ 0.6 ± 0.2 $4 \pm 2 \times 10^{-13}$ $1.4 \pm 0.8 \times 10^{32}$

Table 4

TIMES	OF	MAXIMA	OF	DIFFERENT	EMISSION	LINES	AND
		THEIR	ION	IZATION PO	TENTIALS		

Line	T _{max} (JD-2440000)	Ionization Potential
Fe II	8678	7.90
	8682	11.26
10	8717	13.60
AI III	8725	18.83
NV	8919	77.47
Ne V	9061	97.12

of the outburst and our evolutionary curves show a similar spectral behavior to theirs. Our calculated integrated fluxes agree with those calculated by Austin et al. [20] in the nebular phase and those obtained by Shore et al. [25] in the late nebular and quiescent phases. We have also calculated the evolution of the fitted continuum flux of the whole short wavelength range (Fig.1g). The continuum flux reached a maximum value of $\sim 1.6 \pm 0.1 \times 10^{-7}$ erg cm⁻²s⁻¹ at JD 2448703 ± 8 which is consistent with the time of maximum of the continuum flux at 1455 Å of Cassatella et al. [21]. This happens while the iron curtain is lifting where the pseudo-photosphere is receding and the emission from the hotter central regions is harder. The peak lags about 28 days after the visual maximum which shows the shift of the maximum emission towards shorter wavelengths [21,26]. The average luminosity of the studied lines is $\sim 6.5 \pm 0.6 \times 10^{35}$ erg s⁻¹ and the average continuum luminosity is $\sim 1.5 \pm 0.2 \times 10^{37}$ erg s⁻¹.

The average expansion speed of nova outburst calculated from the velocities of the emission lines was ~2000 km s⁻¹. This, along with the adopted White dwarf mass make V1974 Cyg lie between models ONe1 and ONe2 of José & Hernanz [27]. The mass accretion rate is very low compared to the mass loss rate and the hydrogen burning rate in the early stages of the outburst and it only becomes significant in the quiescent phase of the nova [28]. Therefore we calculate the accretion rate in quiescence using equation (3) and we found a maximum value of $7.0 \pm 0.6 \times 10^{-9} M_{\odot}$ yr⁻¹ from the NV line 574 days after the discovery of the outburst. The average accretion rate calculated from all lines was $6.6 \pm 0.6 \times 10^{-10} M_{\odot}$ yr⁻¹.

Austin et al. [20] assumed the ejected mass during the outburst $\sim 5 \times 10^{-5} M_{\odot}$. This value along with our calculated average accretion rate suggests a recurrence time of $\sim 0.76 \times 10^{5}$ yr.

The average temperature calculated using Stefan-Boltzmann law from the average continuum luminosity is $\sim 5.3 \times 10^5$ K which is close to the value calculated by Austin et al. [20]. It is slightly higher than the value of $\sim 3 \times 10^5$ K estimated by

both Shore et al. [4] from the bolometric luminosity and Krautter et al. [29] by fitting the ROSAT X-ray observations during the nebular phase.

5. Conclusion. We used low resolution IUE spectra to investigate the spectral behavior of V1974 Cyg in both line and continuum. The temperature of the central white dwarf estimated from the fitted continuum is consistent with temperatures estimated by other authors.

The evolution of the spectral lines follows the linear relation between the time of maximum and the ionization potential of Cassatella et al. [23] although this relation was derived for CO novae while V1974 Cyg is an ONe nova.

The change in the ionization conditions such as opacity, temperature and density of the envelope leads to the variation of F_{λ}/F_{c} for different lines during different phases of the outburst.

The time of decline of continuum evolution curve is consistent with the time when hydrogen burning ends according to the model of Hachisu & Kato [13].

The average ejection velocity and adopted white dwarf mass suggest that V1974 Cyg lies between ONe1 and ONe2 classical nova models of José & Hernanz [27].

The evolutionary sequence described in Cassatella et al. [23] can be applied to V1974 Cyg adding the "Iron Curtain" phase before the initial phase.

Acknowledgement. Based on INES data from the IAU satellite.

- ¹ Stellar Astronomy Lab, Astronomy Department, National Research Institute of Astronomy and Geophysics, 11421 Helwan, Cairo, Egypt,
- e-mail: gamal.hamed@nriag.sci.eg mrsanad1@yahoo.com essam60@yahoo.com ² Department of Astronomy, Space Science and Meteorology, Cairo University, 12613 Giza, Egypt, e-mail: shahinazmostafa15@yahoo.com

ЭВОЛЮЦИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО СПЕКТРА V1974 Cyg HA IUE СПЕКТРАХ НИЗКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Г.М.ХАМЕД¹, М.Р.САНАД¹, А.ЭССАМ¹, Ш.ЮСЕФ²

Используя коротковолновые спектры IUE низкого спектрального разрешения, исследована спектральная эволюция некоторых нормированных эмиссионных линий ультрафиолетового диапазона на разных стадиях вспышки классической новой V1974 Cyg. Потоки эмиссионных линий рассчитаны и использованы для оценки ультрафиолетовой светимости излучающей области, а последняя использована для определения средней скорости аккреции массы во время фазы постновой. Оценены среднее значение яркости ультрафиолетового континуума $L_{cont} \sim 4.6 \pm 0.4 \times 10^{35}$ эрг с⁻¹ и средняя скорость аккреции массы $\dot{M}_{acc} \sim 6.6 \pm 0.6 \times 10^{-10} M_{\odot}$ г⁻¹. Используя значение светимости в континууме, для оценки температуры центрального белого карлика найдено среднее значение $\sim 3 \times 10^5$ К. Спектральное поведение объясняется изменением непрозрачности, температуры и плотности выбросов в разных фазах вспышки. Полученные результаты согласуются с теоретическими моделями классических ONe новых.

Ключевые слова: новые: катаклизмические переменные - звезды: V1974 Cyg ультрафиолет: звезды - белые карлики

REFERENCS

- 1. B. Warner, Cataclysmic Variable Stars (Cambridge: Cambridge University Press), doi:10.1017/CB09780511586491, 2003.
- 2. G.T.Bath, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 182, 35, 1978.
- 3. M.Kato, I.Hachisu, Astrophys. J., 437, 802, 1994.
- 4. S.N.Shore, G.Sonneborn, S.Starrfield et al., Astrophys. J., 421, 344, 1994.
- 5. G.J.Schwarz, S.N.Shore, S.Starrfield et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 320, 103, 2001.
- 6. S.N.Shore, in Classical Novae, 2nd Edition., ed. M.F.Bode & A.Evans, (Cambridge: Cambridge University Press), 43, 194-231, 2008.
- 7. S.N.Shore, Bulletin of the Astronomical Society of India, 40, 185, 2012.
- R. Gonzalez-Riestra, J. Krautter, in ESA Special Publication, Ultraviolet Astrophysics Beyond the IUE Final Archive, ed. W.Wamsteker, R.Gonzalez-Riestra, B.Harris, 413, 367, 1998.
- 9. P. Collins, B.A. Skiff, S.J. Bus et al., IAU Circ., 5454, 1992.
- 10. D. Chochol, L. Hric, Z. Urban et al., Astron. Astrophys., 277, 103, 1993.
- 11. D. Chochol, J. Grygar, T. Pribulla et al., Astron. Astrophys., 318, 908, 1997.
- 12. R.A. Downes, H.W. Duerbeck, Astron. J., 120, 2007, 2000.
- 13. I. Hachisu, M. Kato, Astrophys. J., 631, 1094, 2005.
- 14. F. Paresce, M. Livio, W. Hack, Astron. Astrophys., 299, 823, 1995.
- N.Loiseau, E.Solano, in ESA Special Publication, Ultraviolet Astrophysics Beyond the IUE Final Archive, ed. W.Wamsteker, R.Gonzalez Riestra, B.Harris, 413, 715, 1998.
- 16. M.J.Seaton, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 187, 73P, 1979.
- 17. M. Nauenberg, Astrophys. J., 175, 417, 1972.

18. R.E. Williams, Astron. J., 104, 725, 1992.

19. S.N.Shore, G.Sonneborn, S.Starrfield et al., Astron. J., 106, 2408, 1993.

20. S.J.Austin, R.M. Wagner, S.Starrfield et al., Astron. J., 111, 869, 1996.

21. A. Cassatella, A.Altamore, R. Gonzalez-Riestra, Astron. Astrophys., 384, 1023, 2002.

22. P.Rafanelli, L.Rosino, M.Radovich, Astron. Astrophys., 294, 488, 1995.

23. A. Cassatella, Astron. Astrophys., 439, 205, 2005.

24. A. Cassatella, H.J.G.L.M.Lamers, C.Rossi et al., Astron. Astrophys., 420, 571, 2004.

25. S.N.Shore, S.Starrfield, G.Sonneborn, Astrophys. J., 463, L21, 1996.

 A. Cassatella, R. Gonzalez-Riestra, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, IAU Colloq. 122: Physics of Classical Novae, ed. A. Cassatella & R. Viotti, 369, 115, 1990.

27. J.Jose, M.Hernanz, Astrophys. J., 494, 680, 1998.

28. I. Hachisu, Astrophys. J. Suppl. Ser., 167, 59, 2006.

29. J.Krautter, H.Oegelman, S.Starrfield et al., Astrophys. J., 456, 788, 1996.

АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

УСТОЙЧИВОСТЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ЧИСТО ВОДОРОДНОГО ГАЗА ОТНОСИТЕЛЬНО ЧИСЛА УЧИТЫВАЕМЫХ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ

О.М.БЕЛОВА¹, К.В.БЫЧКОВ² Поступила 7 сентября 2017 Принята к печати 14 декабря 2017

Исследовано влияние числа учитываемых уровней K атома водорода на охлаждение газа позали фронта ударной волны. Расчеты выполнены для условий в атмосферах долгопериолических переменных типа Миры Кита. Величина K варьировалась от 2 до 25. Получено, что электронная температура $T_i(t, K)$ и состояние ионизации x(t, K) при увеличении Kасимптотически стремятся к не зависящим от K предельным функциям $T_i(t)$ и x(t). После максимума электронной температуры наступает фаза частичного равновесия, во время которой населенности высоковозбужденных дискретных уровней с главным квантовым числом равным 8-ми и более подчиняются уравнению Саха с мгновенными значениями электронной температуры и электронной плотности.

Ключевые слова: ударная волна: долгопериодические переменные: звездные атмосферы

1. Введение. Целью настоящей работы является исследование влияния числа учитываемых уровней атома водорода на решение задачи о нестационарном охлаждении за фронтом ударной волны. Расчеты проводятся для условий в атмосферах переменных звезд типа Миры Кита.

Нестационарное охлаждение газа в звездных атмосферах определяется состоянием возбуждения ионов и атомов, в первую очередь атомов водорода. Важность учета возбужденных состояний водорода отмечена в пионерских работах Горбацкого [1], Brown [2], Костюк и Пикельнера [3]. В последующих компьютерных расчетах учитывалось разное число уровней, от двух до шести [4-9]. Нами [10] принята модель атома водорода, отражающая реальные условия в звездах типа Миры Кита: согласно критерию Инглиса-Теллера при электронной плотности $N_e \approx 10^{12}$ см⁻³ число реализуемых уровней равно 25.

В рамках модельной задачи [11,12] мы показали, что скорости процессов ионизации и рекомбинации определяются высоковозбужденными состояниями. Это приводит к установлению частичного термодинамического равновесия высоковозбужденных уровней с газом свободных электронов [13], в то время как основное и низковозбужденные состояния остаются существенно неравновесными. Естественно предположить, что и в решении полной задачи о

нестационарном охлаждении также есть два предельных случая: состояния низкого возбуждения с нестационарной населенностью и высоковозбужденные квазиравновесные состояния. Перейдем к прямым расчетам.

2. Уравнения задачи. Введем обозначения: N - концентрация атомов на k-м уровне, N - концентрация протонов, T_{a} и T_{ad} - электронная и атомно-ионная температуры, N_{a} - концентрация атомов,

$$N_{\alpha} = \sum_{k=1}^{K} N_k , \qquad (1)$$

где N - полная концентрация водорода:

$$N = N_a + N_p \,, \tag{2}$$

х - степень ионизации

$$x = N_e/N, \tag{3}$$

v - относительная населенность уровня

$$\mathbf{v}_k = N_k / N \,, \tag{4}$$

 $\frac{5}{2}k_BS$ - тепловая энергия, рассчитанная на одну тяжелую частицу - ион или атом, k_B - постоянная Больцмана; величина S в двухтемпературной частично ионизованной плазме равна

$$S = T_{ai} + xT_{e} . ag{5}$$

Ниже будем ее просто называть "тепловой энергией".

Начальные условия и прохождение вязкого скачка. Скорость натекания невозмущенного газа на неподвижный фронт ударной волны, концентрация газа N_0 и его температура T_0 приняты равными, соответственно, 50 км/с, 10^{12} см⁻³ и 3200 К. Состояние ионизации перед фронтом определялось по формуле Саха при заданных значениях N_0 и T_0 и нормальном космическом содержании химических элементов. Тепловая энергия $\frac{3}{2}k_BS$ и плотность позади фронта подчиняются адиабате Гюгонио, причем ее большая часть передается атомно-ионному компоненту, а увеличение температуры электронов происходит только вследствие адиабатического сжатия.

Через $x_m \approx 10^{-4}$ обозначим степень ионизации водорода, при которой его вклад в электронную плотность становится равным вкладу металлов, а t_a - момент времени, когда это происходит.

Пока степень ионизации водорода меньше x_m , электронная плотность обусловлена металлами (главным образом, магнием и железом). Для промежутка времени $t < t_m$ мы выполняли расчеты с учетом вклада металлов в электронную плотность способом, описанным в [10]. Решение этой задачи для момента $t = t_m$ мы принимаем как начальное условие для задачи о чисто водородном

газе:

$$x_0 = 10^{-4}, \quad S_0 = 70800 \,\mathrm{K}, \quad T_{e0} = 14000 \,\mathrm{K}.$$
 (6)

После прохождения фронта эти величины равны:

$$x_f = 10^{-9}, S_0 = 71000 \,\mathrm{K}, T_{e0} = 7700 \,\mathrm{K}.$$
 (7)

С этими начальными условиями были проведены расчеты подъема электронной температуры, достижения максимального значения T_{em} и последующего спада до величины $T_{fin} \approx 12000$ K, ниже которой потери энергии определяются металлами.

Система уравнений нестационарного охлаждения. В уравнении для тепловой энергии S мы учитываем работу соседних слоев, свободно-свободные, связанносвязанные и связанно-свободные переходы под действием электронных ударов, а также связанно-связанные и свободно-связанные радиационные переходы:

$$\left(\frac{3}{2} + \frac{d\ln u}{d\ln S}\right)\frac{dk_BS}{dt} = -N_e \left(S_{ex} - S_{deact} + S_{ion} - xN_e S_t + xS_r + xB\right).$$
(8)

Дифференцирование в левой части уравнения выполняется по лагранжевой координате t - времени, протекшему с момента пересечения фронта данным элементом газа. Переменная t связана с расстоянием от фронта l соотношением dl = u(t)dt, где u(t) - скорость оттока от фронта.

В стационарной ударной волне и является однозначной функцией S, формулы для (dlnu/dlnS) приведены в [10].

Выпишем явные выражения для слагаемых в правой части:

охлаждение при возбуждении атома электронным ударом:

$$S_{\rm er} = \sum_{u>l} q_{lu} \, \mathbf{v}_l \, E_{lu} \, ,$$

q_b - коэффициент возбуждения, E_b - энергетическая щель между уровнями;
 нагрев в результате деактивации электронным ударом:

$$S_{deact} = \sum_{u>l} q_{ul} \, v_u \, E_{lu} \, ,$$

q., - коэффициент деактивации;

- охлаждение при ударной ионизации:

$$S_{ion} = \sum_{k} q_k v_k I_k ,$$

q_k - коэффициент ионизации, I_k - работа выхода из k-го уровня;

- нагрев при тройной рекомбинации:

$$S_t = \sum \gamma_k I_k ,$$

ү_k - коэффициент тройной рекомбинации, алгебраические выражения для

коэффициентов ударных переходов q_{i} , q_{k} , взяты из статьи Johnson [14], коэффициенты тройной рекомбинации γ_{k} вычислены через q_{k} с помощью принципа детального баланса;

- охлаждение в результате фоторекомбинации:

$$S_r = \sum_k \frac{R_k}{1 + \eta_k}, \quad R_k = \int_0^\infty s_k v \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon, \qquad (9)$$

v и ε - тепловая скорость и энергия свободного электрона, $f(\varepsilon)$ максвелловская функция распределения, s_k - сечение фоторекомбинации, взятое здесь в приближении Крамерса. Запись фоторекомбинационных потерь энергии в форме (9) показывает, что S_r является заведомо положительной величиной. Мы воспользовались тождеством

$$R_k = P_k - I_k r_k ,$$

где P_k - потери на фоторекомбинацию, r_k - коэффициент фоторекомбинации:

$$P_{k} = \int_{0}^{\infty} s_{k} vh \vee f(\varepsilon) d\varepsilon \equiv M b_{k}^{1/2} I_{k} ,$$

$$r_{k} = \int_{0}^{\infty} s_{k} vf(\varepsilon) d\varepsilon \equiv M b_{k}^{3/2} e^{b_{k}} E_{1}(b_{k}) ,$$

$$b_{k} = \frac{I_{k}}{k_{B} T_{e}} , \quad E_{1}(x) = \int_{0}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt , \quad M = \frac{64}{3} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \alpha^{4} c a_{0}^{2} ,$$

с - скорость света, α - постоянная тонкой структуры, *a*₀ - боровский радиус; - охлаждение при тормозном излучении (в приближении Крамерса):

$$B=\frac{M}{2}\sqrt{Ry\cdot k_BT_e}.$$

Величина п, обозначает оптическую глубину по фотоионизации

$$\eta_k = \sigma_k^{(th)} N_k L,$$

где L - толщина слоя газа, $\sigma_k^{(th)}$ - сечение фотоионизации в пороге (в приближении Крамерса)

$$\sigma_k^{(th)} = \frac{64}{3\sqrt{3}} \alpha \pi a_0^2 k \, .$$

Запишем уравнение для электронной температуры:

$$\frac{dk_B T_e}{dt} = -\frac{T_e}{S} \frac{d \ln u}{d \ln S} \frac{dk_B S}{dt} + k_B (T_{ai} - T_e) N(\psi_a + \psi_i) - N(S_{ex} - S_{deact} + T_{ion} - xN_e T_t + xT_r + xB).$$
(10)

Скорость обмена энергии между атомно-ионной и электронной компонентами плазмы определяется функциями ψ_{a} и ψ_{i} :

$$\begin{split} \psi_a &= (1-x) f_e , \quad f_e = \frac{m_e}{m_H} \pi a_0^2 \nu_0 , \\ \psi_I &= \frac{8}{3\sqrt{3}} x f_e \Lambda \cdot \left(\frac{Ry}{k_B T_e}\right)^{3/2} , \\ \Lambda &= 2 \ln \left(\frac{3}{4\sqrt{4\pi}}\right) + 3 \ln \left(\frac{Ry}{k_B T_e}\right) - \ln \left(N_e a_0^2\right) \end{split}$$

 m_{e} и m_{H} - массы, соответственно, электрона и атома водорода, v_{0} - скорость электрона на первой боровской орбите. В правой части (10) слагаемые T_{ion} , T_{i} и T_{p} , описывающие переходы между связанными состояниями и континуумом, отличаются от аналогичных величин в правой части (8):

потери энергии при ионизации электронным ударом:

$$T_{ion} = \sum_{k} q_{k} v_{k} \left(I_{k} + \frac{3}{2} k_{B} T_{e} \right),$$

нагрев при тройной рекомбинации:

$$T_t = \sum_k \gamma_k \left(I_k + \frac{3}{2} k_B T_e \right),$$

- скорость изменения температуры в результате фоторекомбинации:

$$T_r = \sum_k \frac{P_k - I_k r_k - \frac{3}{2} k_B T_e}{1 + \eta_k},$$

которая может иметь любой знак - положительный и отрицательный.

Населенности дискретных уровней описываются кинетическими уравнениями

$$\frac{d \mathbf{v}_{k}}{dt} = -\left[q_{k}N_{e} + \sum_{k>i} \left(A_{k}^{*} + q_{ki}N_{e}\right) + \sum_{kk} \left(A_{a}^{*} + q_{ik}N_{e}\right) + \sum_{k
(11)$$

Величина А, обозначает вероятность спонтанного перехода с учетом рассеяний:

$$A_{ij}^*=\frac{A_{ij}}{\zeta_{ij}},$$

где ζ_{ij} - число рассеяний перед выходом кванта из среды.

Рассеяние излучения в частотах дискретных переходов учитываем в рамках метода Соболева-Бибермана-Холстейна по известной оптической глубине τ_{ij} в центре спектральных линий. В случае теплового доплеровского профиля число рассеяний равно

$$\zeta_{ij} = 2\tau_{ij}\sqrt{\pi \ln \tau_{ij}}$$

Последнее уравнение системы получаем из (1)-(4):

$$\sum_{k} \mathbf{v}_{k} + x = 1. \tag{12}$$

Уравнения (6) для тепловой энергии и (10) для электронной температуры удобно решать явным методом Эйлера. Применение явных методов к системе (11), (12) может потребовать неприемлемо малого шага интегрирования, либо привести к появлению отрицательных населенностей. К этой системе мы применяем неявный метод Эйлера, а к получающейся в результате системе нелинейных алгебраических уравнений - метод Ньютона.

3. Результаты. В результате решения уравнений задачи с заданным числом учитываемых уровней K мы получаем функции $S^{(\kappa)}(t)$, $T_{\bullet}^{(\kappa)}(t)$, $x(t)^{(\kappa)}$ и $v_{k}^{(\kappa)}(t)$. Тепловая энергия $S = S^{(\kappa)}(t)$ монотонно уменьшается по мере высвечивания за фронтом, она связана с лагранжевой переменной t взаимнооднозначным соответствием: $t = t(S^{(\kappa)})$. Следовательно, для каждой функции $f^{(\kappa)}(t)$ можно исключить время t и получить функцию $F^{(\kappa)}(S^{(\kappa)})$.

3.1. Устойчивость решения относительно числа учитываемых уровней. Убедимся, что для каждой из вышеприведенных зависимостей $F^{(\kappa)}(S)$ существует предельная функция F(S), к которой асимптотически стремится $F^{(\kappa)}(S)$ при увеличении K. То же самое проверим для отдельных выделенных моментов эволюции газа: максимума электронной температуры и момента, когда теряется половина тепловой энергии.

Устойчивость решения была бы заранее очевидна и не потребовала доказательств в случае фотоионизации и фоторекомбинации - процессов, скорость которых уменьшается с ростом главного квантового числа. Но доминирующие в холодных звездах ударные процессы, наоборот, становятся более быстрыми: при фиксированной температуре коэффициент ударной ионизации пропорционален $k^{2.2+2.4}$, а тройной рекомбинации - $k^{2.2+2.4}$ [11]. Следовательно, сильновозбужденные состояния могут оказывать сильное влияние на состояние ионизации, и без специальных расчетов нельзя исключать зависимость решения от числа учитываемых уровней.

Проведенные нами расчеты указывают на устойчивость решения. Результаты для электронной температуры как функции S приведены на рис.1 в виде последовательности кривых $T_{*}^{(\kappa)}(S)$.

Хорошо видно, что при фиксированном значении S зависимость решения от K немонотонна: сначала температура уменьшается вплоть до K=5, а затем монотонно увеличивается. Различие между кривыми K и K+1 начинает уменьшаться, начиная с K=10, и в диапазоне K>15 становится пренебрежимо

УСТОЙЧИВОСТЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ 125

малым во всем диапазоне изменения температуры. Таким образом, существует некоторая предельная функция T(S), не зависящая от числа учитываемых уровней. В практических расчетах достаточная точность достигается уже при $K \approx 15$. Зависимость от K наиболее существенна в той области за фронтом ударной волны, где велико значение упругого обмена энергией электронов с атомно-ионной компонентой.



Рис.1. Набор кривых $T_s^{(D)}(S)$ для K = 2 + 5 (слева) и K = 2, 5, 10, 25 (справа); при $K \ge 5$ температура T_s при фиксированном S уменьшается с ростом K, а при K > 5 она монотонно растет.

На поздних стадиях охлаждения, для S < 45000 K, где роль обмена энергией уменьшается, зависимость функций $T_{\epsilon}^{(\kappa)}(S^{(\kappa)})$ от K очень слаба уже для $K \ge 2$.

Наличие предела у максимума электронной температуры $T_{em}(K)$ демонстрирует сплошная кривая на рис.2. Здесь немонотонность наблюдается в большем диапазоне K, вплоть до K=9, но затем $T_{em}(K)$ стремится к своему пределу монотонно. Аналогично ведет себя x_m (штриховая линия) - степень ионизации водорода в точке максимума T_e .

Предельная кривая также существует у последовательности функций $x^{(\kappa)}(S^{(\kappa)})$ на рис.3. На левом графике видно монотонное уменьшение $x^{(\kappa)}$ при фиксированном S в диапазоне $K \ge 5$. Графики правого рисунка показывают, что при K > 5 ионизация растет с увеличением K, также стремясь к пределу: различие между $x^{(10)}$ и $x^{(25)}$ можно считать пренебрежимо малым.

3.2. Частично равновесные состояния. Поскольку скорости ударных



Рис.2. Пределы последовательностей Т_10 (сплошная линия) и х_10 (штриховая).



Рис.3. Последовательность функций x^(D)(S^(D))для набора К из рис.1.

процессов ионизации и тройной рекомбинации быстро растут с увеличением главного квантового числа, следует ожидать, что, начиная с некоторого уровня, состояния становятся "квазиравновесными", а именно, устанавливается частичное ионизационное равновесие, при котором населенность определяется формулой Саха при текущих значениях $T_{\epsilon}(t)$ и Ne(t). Удобным инструментом для описания эволюции населенностей в данном случае являются множители Мензела b_{k} .

126

УСТОЙЧИВОСТЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ 127

На рис.4 приведены результаты расчетов для 25-уровневой системы. По вертикальной оси отложены десятичные логарифмы b_k , по горизонтальной – степень охлаждения $\Delta S/S_f$, где $\Delta S = S_f - S(t)$. На этом рисунке квазиравновесным состояниям соответствует нижняя горизонтальная прямая $\log b_k = 0$.



Рис.4. Логарифм множителя Мензела в зависимости от степени охлаждения; номера кривых соответствуют значению главного квантового числа.

Хорошо видно, что при $k \ge 8$ величина b_k стремится к единице ($b_k < 1.01$), когда потеряна примерно половина тепловой энергии. Основное состояние и возбужденные уровни с k < 6 остаются существенно неравновесными на протяжении всего интервала $S > 20000 \text{ K} \approx 2T_{fin}$.

На ранних стадиях эволюции газа за фронтом, пока $S > S_f/2$, множители Мензела являются функциями времени, т.е., ни одно состояние не находится в квазиравновесном режиме. Это объясняется обменом энергией между атомноионной компонентой газа и электронами. Большая скорость нагрева электронов путем упругих ударов обеспечивает быстрое изменение электронной температуры. Скорости неупругих процессов значительно ниже, чем упругих соударений, поэтому ионизация и возбуждение "отстают" от температуры. В результате дискретные состояния не могут "подстроиться" под текущие значения N_e и T_e . Такое положение дел имеет место до максимума электронной температуры и некоторое время после максимума. Скорость обмена энергией при этом

О.М.БЕЛОВА, К.В.БЫЧКОВ

монотонно уменьшается, главным образом, за счет разности $(T_{al} - T_{a})$, и в конце концов высоковозбужденные уровни приходят в состояние равновесия со свободными электронами. Доля высветившейся энергии определяется изменением полной энергии за вычетом работы, обозначим эту величину W. На рис.5 степень высвечивания $\Delta W/W_f$, где $\Delta W = W_f - W(t)$, представлена в зависимости от величины охлаждения $\Delta S/S_f$. Ее сопоставление с рис.4 показывает, что к моменту, когда наступает квазистационарный режим, высвечивается около 6% первоначальной энергии газа.



Рис.5. Зависимость степени высвечивания $\Delta W/W_f$ от потерь тепловой энергии $\Delta S/S_f$.

4. Заключение. Сформулируем основные результаты.

1. При увеличении числа учитываемых дискретных состояний атома водорода K последовательности $T_{\epsilon}^{(K)}(S^{(K)})$, $x^{(K)}(S^{(K)})$ равномерно сходятся каждая к своей предельной функции.

2. В практических расчетах отличие от предельных кривых становится пренебрежимо малым при $K \ge 15$ К, что значительно меньше максимального значения главного квантового числа, допустимого по критерию Инглиса-Теллера (для звезд-гигантов около 25).

3. Вскоре после максимума электронной температуры наступает фаза частичного равновесия, во время которой населенности высоковозбужденных дискретных уровней v_k при $k \ge 8$ подчиняются уравнению Саха с мгновенными значениями $T_e(t)$ и $N_e(t)$. На более ранних стадиях выходу на квазистационарный режим всех дискретных состояний препятствует обмен энергией электронов с атомно-ионной компонентой путем упругих соударений.

устойчивость нестационарного охлаждения 129

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 15-03-03302 и гранта научной школы НШ 9670.2016.2.

1 Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,

- физический факультет, Москва, Россия, e-mail: whitecanvas05122010@mail.ru
- ² Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
- Астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия, e-mail: bychkov@sai.msu.ru

STABILITY OF NON STATIONARY COOLING OF PURE HYDROGEN GAS AGAINST NUMBER OF DISCRETE LEVELS TAKEN INTO ACCOUNT

O.M.BELOVA¹, K.V.BYCHKOV²

We investigate the influence of K on non-stationary cooling of the shocked pure hydrogen gas, where K is the number of discrete levels taken into account. Calculations are performed for conditions in atmospheres of long periodic stars of the Mira Ceti type. The value of K is taken in the range $2 \le 2 \le 25$. Electron temperature $T_e(t, K)$ and ionization state x(t, K) tend to K-independed functions $T_e(t)$ and x(t) when K is increasing. A phase of partial equilibrium is reached after a moment of the T_e maximum. At this phase occupation of high excited levels with the principal quantum number $k \ge 8$ obeys Saha equation with current values T_e and electron density.

Key words: shock waves: long-period variables: stellar atmospheres: radiative cooling

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.Г.Горбацкий, Астрон. ж., 38, 256, 1961.
- 2. J.C.Brown, Solar Phys., 29, 421, 1973.
- 3. Н.Д.Костюк, С.Б.Пикельнер, Астрон. ж., 51, 1002, 1974.
- 4. М.М.Кацова, А.Г.Косовичев, М.М.Лившиц, Астрофизика, 17, 285, 1981, (Astrophysics, 17, 156, 1981).
- 5. M.W.Fox, P.R.Wood, Astrophys. J., 297, 455, 1985.
- 6. Yu.A.Fadeev, D.Gillet, Astron. Astrophys., 354, 349, 2000.

- 7. Yu.A.Fadeev, D.Gillet, Astron. Astrophys., 420, 423, 2004.
- 8. D. Gillet, A.B. Fokin, Astron. Astrophys., 565, 423, 2014.
- 9. J.C.Allred, A.F.Kowalski, M.Carlsson, Astrophys. J., 809, 104, 2015.
- 10. О.М.Белова, К.В.Бычков, Е.С.Морченко и др., Астрон. ж., 91, 745, 2014. (Astronomy reports, 58, 650, 2014).
- 11. О.М.Белова, К.В.Бычков, Астрофизика, 60, 127, 2017, (Astrophysics, 60, 111, 2017).
- 12. О.М.Белова, К.В.Бычков, Астрофизика, 60, 219, 2017, (Astrophysics, 60, 200, 2017).
- 13. О.М.Белова, К.В.Бычков, Астрофизика, 60, 387, 2017, (Astrophysics, 60, 357, 2017).
- 14. L.C.Johnson, Astron. J., 174, 227, 1972.

АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ГИБРИДНЫХ ЗВЕЗДАХ

Д.М.СЕДРАКЯН¹, М.В.АЙРАПЕТЯН¹, Д.БАГДАСАРЯН² Поступила 6 октября 2017

Рассмотрен механизм генерации магнитного поля в гибридной нейтронной звезде (содержащей "пре" апронную, "2SC" и "CFL" кварковые фазы). Предположено, что вращательные вихри в "пре" и "CFL" фазах с квантом циркуляции h/2m продолжаются также в "2SC" фазе. Так как сверхпроводящие компоненты в "пре" и "2SC" фазах заряжены, то вокруг вихрей возникают токи увлечения, которые генерируют магнитное поле. Среднее значение магнитного поля в кварковой фазе порядка $5 \cdot 10^{15}$ Гс и превышает значение поля в "пре" фазе на два-три порядка. Магнитное поле проникает в "CFL" фазу посредством магнитных вихрей с потоком $2\Phi_0$, а в "пре" фазе оно может частично разрушить протонную сверхпроводящость. На поверхности звезды магнитное поле достигает значений $5 \cdot 10^{14}$ Гс, что сопоставимо с магнитными полями магнетаров. Поэтому магнетары являются кандидатами в объекты, содержащие кварковую материю.

Ключевые слова: магнетары: гибридные звезды: кварки: сверхпроводимость

1. Введение. За полувековой период наблюдений за пульсарами нейтронными звездами (с 1967г.) накопилось множество наблюдательных фактов и выдвигались различные теории для их объяснения. Тем не менее, много проблем, стоящих в истоках физики нейтронных звезд, остаются пока нерешенными. Одна из них касается магнитных полей нейтронных звезд. Значения магнитных полей на поверхности нейтронных звезд, которые оцениваются по магнитодипольному механизму торможения пульсаров, меняются в довольно широком интервале от порядка 10⁸ Гс (миллисекундные пульсары) до порядка 10¹⁴-10¹⁵ Гс (магнетары). Подавляющее большинство пульсаров (радиопульсары) обладают магнитным полем порядка 10¹² Гс [1]. Значения магнитных полей радиопульсаров можно объяснить замораживанием магнитного потока звезды - прародителя во время коллапса, а значения полей миллисекундных пульсаров - эволюцией первоначального магнитного поля в течение времени жизни этих объектов (порядка 10⁷ лет). С этой точки зрения магнитные поля порядка 10¹⁴-10¹⁵ Гс у магнетаров трудно объяснить, так как количество звезд - прародителей с относительно большими магнитными полями недостаточно для обеспечения темпа рождения магнетаров [2]. В работах [3,4] предложен механизм генерации магнитных полей пульсаров с учетом сверхтекучести и сверхпроводимости адронной фазы нейтронной звезды. Согласно этому механизму, из-за ядерного взаимодействия часть протонов увлекается в сверхтекучее движение нейтронов. Возникающие токи увлечения генерируют магнитные поля, значения которых также достигают порядка 10^{12} Гс (см. разд.2). Таким образом, сверхсильные магнитные поля магнетаров не поддаются объяснению в рамках стандартных моделей нейтронных звезд с сверхтекучим адронным веществом.

Еще одна проблема связана с вопросом о наличии кварковой материи в недрах компактных объектов. Оказывается, кварковую материю могут содержать гибридные звезды, в которых кварковая фаза окружена "пре" адронной фазой, причем в зависимости от плотности вещества, существуют две кварковые фазы - "2SC" и "CFL". "2SC" фаза состоит из равного количества спаренных и, d кварков и электронов, компенсирующих избыточный положительный заряд кварков [5]. "CFL" фаза состоит из равного количества спаренных и, d, s кварков и не содержит электронов [6-8]. Устойчивые конфигурации гибридных звезд - нейтронных звезд с кварковым ядром, исследованы в многих работах [9-12]. Согласно работе [12], в зависимости от параметров фазового перехода между адронной и кварковой, а также между "2SC" и "CFL" фазами, может существовать триплет звезд с данной массой - нейтронная звезда с адронной фазой, гибридная звезда с "2SC" фазой, гибридная звезда с "2SC" и "CFL" фазами. Таким образом, теоретические расчеты подтверждают возможность наличия кварковой материи в недрах компактных звезд, однако необходимо исследовать такие свойства гибридных звезд, которые могут проявлятся в наблюдениях.

Известно, что сверхтекучесть и сверхпроводимость "пре" фазы приводит к генерации магнитных полей нейтронных звезд порядка 10^{12} Гс. В настоящей работе рассматривается возможность генерации магнитных полей в сверхтекучей гибридной звезде. Цель работы - показать, что в "2SC" фазе гибридной звезды также могут возникать токи увлечения с дальнейшей генерацией сверхсильных магнитных полей. В разделе 2 вкратце описан механизм генерации магнитных поля в "пре" фазе, в разделе 3 рассмотренный механизм применен для "2SC" фазы, в разделе 4 рассматривается процесс энерговыделения в кварковом ядре гибридной звезды. Показано, что на поверхности гибридной звезды значение магнитных полей магнетаров. Следовательно, магнетары являются кандидатами в компактные звезды, содержащих кварковую материю. Изучены также особенности вихревой структуры гибридной звезды, и показано, что замедление звезды сопровождается энерговыделением, интенсивность которого порядка общих потерь энергии вращения пульсаров.

2. Генерация магнитного поля в "пре" фазе. Как было отмечено,

в сверхтекучем ядре вращающейся нейтронной звезды возникает решетка вихревых нитей, параллельных оси вращения звезды. Скорость нейтронной жидкости в окрестности вихря во вращающейся системе координат описывается следующим выражением:

$$v = \frac{\chi}{r}.$$
 (1)

Здесь $\chi = \hbar/2 m$, *m* - масса нейтрона. Плотность нейтронных вихрей зависит от угловой скорости вращения и определяется как

$$n = \frac{2\Omega}{\chi},$$
 (2)

а радиус вихря равен

$$b = \sqrt{\frac{\hbar}{2\,m\,\Omega}} \,. \tag{3}$$

Из-за сильного взаимодействия между нейтронами и протонами происходит увлечение сверхпроводящих протонов в сверхтекучее движение нейтронов вокруг вихря. Увлеченные протоны создают электрический ток, определяемый следующим выражением:

$$\vec{J}_p = -\frac{e}{m} k \rho_p \vec{\nu} \,, \tag{4}$$

где ρ_p - плотность протонов, k - коэффициент увлечения, для "пре" фазы $k \approx -0.5$ [13]. Токи увлечения генерируют магнитное поле, определяемое уравнением Максвелла:

ot
$$\vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_p$$
. (5)

Известно, что протоны образуют сверхпроводник второго рода. Там, где значения магнитного поля выше первого критического поля H_{c1} для протонного сверхпроводника, возникают магнитные вихри, через нормалльную сердцевину которых магнитное поле проникает в протонный сверхпроводник. Следовательно, вокруг каждого нейтронного вихря образуется кластер магнитных протонных вихрей. Определим радиус магнитного вихревого кластера вокруг нейтронных вихрей. Решение уравнения (5) имеет следующий вид [4]:

$$H(r) = \frac{|k|\Phi_0}{2\pi\lambda_p^2} \ln \frac{b}{r},$$
(6)

где *r* - расстояние от сердцевины нейтронного вихря, λ_p - глубина проникновения магнитного поля для протонного сверхпроводника:

$$\lambda_p^2 = \frac{m^2 c^2}{4\pi e^2 \rho_p},\tag{7}$$

 $\Phi_0 = \pi \hbar c/e = 2 \cdot 10^{-7} \, \Gamma c \, cm^2$ - квант магнитного поля. При получении выражения (6) принято, что на расстоянии *b* от сердцевины вихря, т.е. посередине соседних вихрей магнитное поле равно нулю. Для плотности протонных вихрей *n* имеем следующее выражение [4]:

$$n_{p} = \frac{H(r) - H_{c1}}{\Phi_{0}},$$
 (8)

где

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{6\pi\lambda_p^2} \ln \frac{\lambda_p}{\xi_p}$$
(9)

- значение первого критического поля протонного сверхпроводника в сферическом виде [14], а ξ_p - длина когерентности протонов. Как видно из выражения (8), плотность протонных вихрей велика у сердцевины нейтронного вихря, т.е. при $r = \xi_p$ и, при увеличении расстояния, постепенно снижается до 0 - при $r = r_1$, удовлетворяющему условию $H(r_1) = H_{c1}$. Из выражений (6) и (9) находим радиус r_1 вихревого кластера:

$$\frac{r_{\rm i}}{b} = \left(\frac{\lambda_{\rm F}}{\xi_{\rm F}}\right)^{-1/3|k|}.$$
(10)

Вычислим среднее значение магнитной индукции нейтронного вихря. Оно равно полному магнитному потоку, пронизывающего нейтронный вихрь (или вихревой кластер), деленный на площадь поверхности вихря. Учитывая цилиндрическую симметрию, для средней индукции нейтронного вихря получим выражение:

$$\overline{B} = \frac{1}{\pi b^2} \int_0^2 (H(r) - H_{c1}) 2\pi r dr = \frac{|k| \Phi_0}{4\pi \lambda_p^2} \left(\frac{\xi_p}{\lambda_p} \right)^{\frac{2}{3|k|}}.$$
 (11)

Как видно из формулы (11), среднее значение магнитного поля нейтронного вихря не зависит от радиуса самого вихря, а зависит от микроскопических параметров протонного сверхпроводника. Подставляя в выражение (11) характерные значения $\xi_p = 10^{-12} - 2 \cdot 10^{-12}$ см, $\lambda_p = 10^{-11}$ см [4], для среднего магнитного поля получаем $\overline{B} \sim 10^{11} - 10^{12}$ Гс. Заметим также, что радиус кластера, как следует из (10), равняется $r_1 \approx 0.1b$, а средняя индукция вихревого кластера в $(b/r_1)^2 \approx 100$ раз превышает полученное значение $\overline{B}: \overline{B}_C \sim 10^{13} - 10^{14}$ Гс. Таким образом, генерированное токами увлечения в "пре" фазе магнитное поле сосредоточено в магнитных кластерах, однако можно принять, что в "пре" фазе в среднем имеется почти однородное поле с индукцией порядка $\overline{B} \sim 10^{11} - 10^{12}$ Гс. Эти значения соответствуют магнитным полям большинства нейтронных звезд - радиопульсаров.

3. Генерация магнитного поля в кварковой фазе. Рассмотрим гибридную звезду, содержащую кварковые "CFL" и "2SC" фазы. Электронейтральная "CFL" фаза по сверхтекучим свойствам должна была быть аналогичной нейтронной жидкости. В частности, в "CFL" фазе также возникают вращательные вихри, именуемые полусверхтекучими вихрями М, [15-17]. Вокруг этих вихрей поле скоростей также определяется выражением (1). Вихри М, отличаются от нейтронных вихрей тем, что из-за вращательного электромагнетизма они несут магнитный поток 2Ф. Для того, чтобы механический момент звезды не зависел от координаты Z, предположим, что в "2SC" фазе, находящейся между "пре" и "CFL" фазами, также возникают вращательные вихри с полем скоростей (1). Таким образом, каждый нейтронный вихрь будет иметь свое "продолжение" в кварковой фазе. Тогда, аналогично механизму генерации магнитного поля в "пре" фазе, должен существовать механизм генерации магнитного поля в "2SC" фазе. Действительно, сверхтекучее движение кваркового конденсата относительно электронов приводит к возникновению токов. В отличие от "пре" фазы, где токи создают только увлеченные протоны, в "2SC" фазе вся сверхтекучая кварковая жилкость участвует в движении вокруг вихря и вносит вклад в токи увлечения. В этом случае формулу (4) для тока увлечения можно переписать для "2SC" фазы. заменив в ней е на e/3, m на $2m_{e}$ и подставляя k = 1:

$$\vec{j}_q = \frac{e}{6m_q} \rho_q \, \vec{\nu} \,, \tag{12}$$

где ρ_q - плотность кваркового вещества в "2SC" фазе, m_q - масса кварка. Тогда, решая аналогичное уравнению (5) уравнение с \vec{j}_q из (12), получим распределение магнитного поля вокруг кваркового вихря:

$$H(r) = \frac{\Phi_0}{\pi \lambda_q^2} \ln \frac{b}{r},$$
(13)

где $\lambda_q^2 = \frac{(2m_q)^2 c^2}{4\pi (e/3)^2 \rho_q}$ - глубина проникновения магнитного поля для кваркового сверхпроводника. Для определения радиуса вихревого кластера в "2SC" фазе учтем, что первое критическое поле H_{e1} для сферической "2SC" фазы определяется как [18]:

$$H_{\rm el} = \frac{\Phi_q}{6\pi\lambda_q^2} \ln\frac{\lambda_q}{\xi_q},\tag{14}$$

где Φ_q - магнитный поток через нормальную сердцевину кваркового вихря. Из условия $H(r_1) = H_{c1}$ и выражений (13), (14) для радиуса магнитного вихревого кластера получим:

$$\frac{b}{r_1} = \left(\frac{\lambda_q}{\xi_q}\right)^{\Phi_q/6\Phi_0}.$$
(15)

В работах по исследованию кваркового сверхпроводника было получено решение уравнений Гинзбурга-Ландау в виде магнитных вихрей с потоком $\Phi_a = 6\Phi_0$ [18-20]. В этом случае из (15) получим

$$\frac{b}{r_1} = \frac{\lambda_q}{\xi_q}.$$
 (16)

Для определения средней индукции в "2SC" фазе воспользуемся определением \overline{B} согласно (11), подставляя в него формулы (13) и (14). Тогда, с учетом (16), для \overline{B} получим следующее выражение:

$$\overline{B} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_q^2} \left(\frac{r_1}{b}\right)^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_q^2} \left(\frac{\xi_q}{\lambda_q}\right)^2.$$
(17)

Для оценки значений радиуса r_1 вихревого кластера и средней индукции \overline{B} в "2SC" фазе можно использовать следующие значения величин ξ_4 и λ_4 для кваркового вещества: $\xi_4 \sim 1 \, \text{фм}$ и $\lambda_4 \sim 5 - 10 \, \text{фm}$ [15]. Тогда из (16) и (17) получим следующие значения: $r_1 \approx 0.1b - 0.2b$ и $\overline{B} \sim 5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$ Гс. Для средней индукции кластера получим оценку $\overline{B}_C = \Phi_0/2\pi\lambda_4^2 \approx 3 \cdot 10^{16} - 1.5 \cdot 10^{17}$ Гс. Таким образом, средняя индукция генерированного поля в "2SC" фазе на три порядка больше, чем получается этим же механиизмом в "пре" фазе.

Теперь рассмотрим поведение генерированного в "2SC" фазе магнитного поля в "CFL" и "пре" фазах. Сверхтекучее и сверхпроводимое состояние "CFL" фазы состоит из равного количества спаривающихся "u", "d" и "s" кварков всех трех цветов [6-8], с полным отсутствием электронов, что исключает возникновение токов увлечения. Следовательно в "CFL" фазе нет генерации магнитного поля. Магнитное поле может проникать в "CFL" фазе нет генерации магнитного поля. Магнитное поле может проникать в "CFL" фазу через нормальные сердцевины вращательных M_1 вихрей, обладающих магнитным потоком $2\Phi_0$, однако их количество слишком мало, чтобы обеспечить проникновение через них магнитного поля. В "CFL" фазе внешнее магнитное поле может создать новые неабелевские магнитные вихри с потоком $2\Phi_0$, являющимся продолжением магнитных вихрей в "2SC" фазе. При этом один магнитный вихрь в "2SC" фазе, обладающий потоком $6\Phi_0$, разделится на три магнитных вихря с потоком $2\Phi_0$. Таким образом, во всем кварковом ядре магнитное поле будет почти однородным с средним значением индукции $\overline{B} \sim 5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$ Гс. Что касается "пре" фазы, то при проникновении в нее магнитное поле кластера \overline{B}_{C} может частично или полностью разрушить протонную сверхпроводимость, так как полученные значения \overline{B}_{C} выше второго критического поля для протонного сверхпроводника - $H_{c2} \approx 4 \cdot 10^{15} - 10^{16}$ Гс [4]. При переходе протонов в нормальное состояние поле вне кваркового ядра будет иметь дипольный характер. Оценим значение магнитного поля на поверхности гибридной звезды. Для этого воспользуемся одной из моделей звезды с радиусом примерно $R \approx 11$ км, в котором кварковое ядро имеет радиус $R_{\star} \approx 6.5$ км [12]. Магнитный момент кваркового ядра равен

$$M=\frac{\overline{B}R_q^3}{2},$$

а поле на поверхности можно оценить как

$$B_{ext} \approx \frac{\overline{B}}{2} \left(\frac{R_q}{R} \right)^3 \approx 5 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{14} \, \Gamma \mathrm{c} \, .$$

Примечательно, что значения полученных оценок соответствуют магнитным полям магнетаров, следовательно можно утверждать, что магнетары могут содержать кварковое ядро с достаточно большим объемом.

4. Энерговыделение в кварковом ядре гибридной звезды. Магнитное поле, сосредоточенное вблизи вращательных вихрей, может стать источником излучения гибридных звезд. Действительно, как следует из выражения (2) плотности вихрей, при замедлении звезды их плотность должна уменьшаться. т.е. вихри должны удаляться от оси вращения звезды. Однако из-за намагниченности нейтронных вихрей ширина безвихревой зоны у границы "пре" фазы увеличивается от размеров порядка межвихревого расстояния b~10⁻³ см до макроскопических размеров порядка 5 м [21]. В этом случае последний нейтронный вихрь, который достигает границы безвихревой зоны и аннигилируется, имеет длину порядка 100 м. Тогда схлопывается также кластер магнитных вихрей, возникший из-за токов увлечения и, как показано в работах [22,23], магнитная энергия схлопывающего кластера может служить источником радиоизлучения. Интенсивность энерговыделения достигает значений порядка 10²⁵-10³⁰ эрг/с, что порядка радиосветимости пульсаров. Теперь рассмотрим кварковую фазу гибридной звезды и вычислим ширину безвихревой зоны вблизи "2SC" фазы. Как показано в работе [21], ширина безвихревой зоны зависит от соотношения плотностей магнитной энергии и кинетической энергии вращения, а ее радиус определяется из уравнения

$$\frac{R_q}{R_1} - \frac{R_1}{R_q} \approx \left(\frac{\overline{B}^2 / 8\pi}{\rho_q \Omega^2 R_q^2}\right)^{1/2} = \delta^{1/2} , \qquad (18)$$

где R_1 - радиус вихревой зоны. Воспользуемся моделью гибридной звезды с радиусом кваркового ядра $R_q \approx 6.5$ км и средним магнитным полем в кварковой фазе $\overline{B} \sim 10^{15}$ Гс, учтем также, что объекты с магнитными полями на поверхности выше 10^{14} Гс имеют угловую скорость вращения порядка $\Omega \sim 5$ с⁻¹. Подставляя эти значения в уравнение (18), получим $\delta \sim 1$. Из решения уравнения (18) получаем, что радиус вихревой зоны в среднем равен $R_1 \approx 5$ км, а ширина безвихревой зоны порядка $\Delta R \approx 1.5$ км. В этом случае длина последнего вихревого кластера равна $\ell = 2\sqrt{(2R_q - \Delta R)} \Delta R \approx 8$ км. При достижении границы безвихревой зоны и схлопывании, вся магнитная энергия, заключенная в вихревых кластерах, излучается по поверхности цилиндра радиусом R_1 и длиной ℓ . Интенсивность энерговыделения можно оценить следующей формулой [22]:

$$I = \frac{\overline{B}^2}{8\pi} \frac{|\dot{\Omega}|}{|\Omega|} R_1 \cdot 2\pi R_1 \,\ell = 2.5 \cdot 10^{35} \,\overline{B}_{15}^{\,2} \frac{|\dot{\Omega}|}{|\Omega|}_{-12} R_{16}^2 \,\ell_6 \,. \tag{19}$$

Подставляя в формулу (19) значения $R_{16} = 0.5$, $\ell_6 = 0.8$, получим $I = 5 \cdot 10^{34}$ эрг/с при среднем значении магнитного поля в кварковом ядре $\overline{B} \sim 10^{15}$ Гс. Заметим, что основная часть потери кинетической энергии вращения магнетаров приходится на излучение в рентгеновском диапазоне, а ее величина в среднем порядка 10^{34} - 10^{35} эрг/с. Таким образом наличие кварковой материи может получить еще одно подтверждение в наблюдениях излучения пульсаров.

5. Заключение. Модель гибридной звезды для магнетаров может объяснить сверхвысокие значения магнитного поля этих объектов порядка 10¹⁴-10¹⁵ Гс. Это означает, что магнетары могут содержать сверхтекучую и сверхпроводящую кварковую материю, причем в значительной части объема звезды. Большое значение магнитного поля в кварковом ядре приводит также к значениям интенсивности энерговыделения на его поверхности порядка 10³⁴-10³⁵ эрг/с. Наблюдаемые значения потерь энергии вращения магнетаров лежат в этом интервале значений, что может быть еще одним проявлением наличия кварковой материи в недрах этих объектов.

¹ Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: dsedrak@ysu.am mhayrapetyan@ysu.am

² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.Амбариумяна, Армения, e-mail: daniel.baghdasaryan@gmail.com

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ MAGNETIC FIELD GENERATION IN HYBRID STARS

D.M.SEDRAKIAN¹, M.V.HAYRAPETYAN¹, D.S.BAGHDASARYAN²

The mechanism of magnetic field generation in hybrid neutron stars (consisting of "npe" hadronic, "2SC" and "CFL" quark phases) is considered. We assume that rotational vortices in "npe" and "CFL" phases with quantum of circulation h/2mare continued in "2SC" phase as well. Since superconducting matter in "npe" and "2SC" phases is charged, rotation induced entrainment currents arise around vortices, which generate magnetic field. Mean value of generated magnetic field is about 5.10¹⁵ G and exceeds one in "npe" phase by three orders of magnitude. Magnetic field penetrates in "CFL" phase via magnetic vortices with magnetic flux $2\Phi_0$. In the "npe" phase this magnetic field can destroy proton superconductivity. Magnetic field on the surface of a star reaches the value of 5 10¹⁴ G, which is comparable with magnetic field of magnetars. Therefore, magnetars are candidates of compact objects containing quark matter.

Key words: magnetars: hybrid stars: auarks: superconductivity

ЛИТЕРАТУРА

- 1. R.N.Manchester, G.B.Hobbs, A.Teoh et al., Astron. J., 129, 1993, 2005, astroph/0412641, http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat.
- 2. S. Mereghetti, J.A. Pones, A. Melatos, Magnetars: Properties, Origin and Evolution. in "The Strongest Magnetic fields in the Universe", eds. V.S.Beskin et al., Springer, 2016, astro-ph.HE/1503.06313.
- 3. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Успехи физ. наук, 161(7), 3, 1991.
- 4. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, Astrophys. J., 447, 305, 1995.
- 5. D.Bailin, A.Love, Phys. Rep., 107, 325, 1984.
- 6. M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek, Nucl. Phys, B537, 443, 1999.
- 7. T.Schäfer, F.Wilczek, Phys. Rev. Lett., 82, 3956, 1999.
- 8. T.Schäfer, Nucl. Phys., B575, 269, 2000.
- 9. N.Ippolito, M.Ruggieri, D.Rischke et al., Phys. Rev., D 77, 023004, 2008.
- 10. B. Knippel, A.Sedrakian, Phys. Rev., D 79, 083007, 2009.
- 11. N.S.Ayvazyan, G.Colucci, D.Rischke et al., Astron. Astrophys., 559, A118, 2013.
- 12. M.G.Alford, A.Sedrakian, astro-ph.HE/1706.01592.
- 13. Г.А.Варданян, Д.М.Седракян, ЖЭТФ, 81, 919, 1981.
- 14. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян, Астрофизика, 20, 547, 1984, (Astrophysics, 20, 656, 1985).

- 15. K.lida, G.Baym, Phys. Rev., D 66, 014015, 2002, hep-ph/0204124.
- 16. K.lida, Phys. Rev., D 71, 054011, 2005.
- 17. A.P.Balachandran, S.Digal, T.Matsuura, Phys. Rev., D 73, 074009, 2006.
- 18. D.Blaschke, D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasian, Astron. Astrophys., 350, L47, 1999.
- 19. D.Blaschke, D.M.Sedrakian, nucl-th/0006038.
- 20. M.Alford, A.Sedrakian, J. Phys., G 37, 075202, 2010.
- 21. Д.М. Седракян, Астрофизика, 43, 377, 2000, (Astrophysics, 43, 275, 2000).
- 22. Д.М. Седракян, М.В. Айрапетян, Астрофизика, 55, 421, 2012, (Astrophysics, 55, 377, 2012).
- 23. Д.М. Седракян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 58, 145, 2015, (Astrophysics, 58, 131, 2015).

АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

ОБ УСКОРЕННОМ РАСШИРЕНИИ РАННЕЙ И ПОЗДНЕЙ ВСЕЛЕННОЙ В РАМКАХ СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ. II

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН Поступила 29 мая 2017 Принята к печати 14 декабря 2017

В "эйнштейновском" представлении модифицированной теории Йордана описана космологическая динамика квазидеситтеровской модели методом качественной теории динамических систем. Получена инфляционная картина расширения в интервале изменения безразмерного параметра ускорения от единицы до нуля.

Ключевые слова: космология: качественная эволюция: модифицированная гравитация

1. Введение. Инфляционная парадигма обеспечивает естественный способ решения проблем плоскостности и горизонта в стандартной космологии, а также генерирует возмущения плотности, являющиеся источником для образования крупномасштабной структуры Вселенной. Как известно, одним из интересных объектов исследований, связанных с инфляцией ранней Вселенной, являются де-ситтеровские модели в присутствии скалярных полей. Тот факт, что предлагаемые космологические модели в итоге могут быть непосредственно проверены измерениями температурной анизотропии космического микроволнового фона (СМВ), стимулирует рассмотрение различных вариантов инфляционных процессов в рамках альтернативных теорий гравитации, в частности, скалярно-тензорных и f(R) теориях [1].

2. Модель и инфляционное решение. В рамках модифицированной скалярно-тензорной теории Йордана [2], в ее эйнштейновском представлении рассматривается процесс экспоненциального расширения ранней Вселенной с помощью качественных методов теории динамических систем. Рассматриваемая однородная и изотропная модель с минимально-связанным скалярным полем Φ в присутствии космологического скаляра $\varphi(\Phi)$ описывается с помощью функционала действия [3]

$$S = \int \sqrt{-g} \left[-\frac{\phi_0}{16\pi} (R + 2\phi(\Phi)) + \frac{1}{2} \Phi^{\alpha} \Phi_{\alpha} \right] d^4x \,, \tag{1}$$

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН

Где с - безразмерный параметр теории Йордана, G - гравитационная постоянная, $\phi_0 = \frac{2(2+\varsigma)}{G(3+2\varsigma)}, \quad \Phi_\alpha = \frac{\phi_\alpha}{\phi} \sqrt{\phi_0 \frac{(3+2\varsigma)}{16\pi}} = \frac{\partial \Phi}{\partial x^\alpha}$ - связь потенциала скалярного поля Φ в "эйнштейновском" представлении с потенциалом ϕ в собственном представлении теории Йордана [4].

Уравнения поля представлены в метрике Фридмана-Робертсона-Уокера

$$dS^{2} = dt^{2} - a^{2}(t) \Big(dr^{2} + r^{2} d \Omega^{2} \Big), \qquad (2)$$

гле все величины зависят только от времени

$$\Phi + 3\Phi H + V'_E(\Phi) = 0, \qquad (3)$$

$$3H^2 = 8\pi G \left(\frac{\Phi^2}{2} + V_E(\Phi) \right), \tag{4}$$

$$2H = -8\pi G \Phi^2 \,. \tag{5}$$

Здесь введены обозначения H = a/a, $V_{\mathcal{E}}(\Phi) = \phi(\Phi)/(8\pi G)$; точкой обозначена производная по времени, а штрихом - производная по скалярному полю Φ . Исключив H из системы (3)-(5) и вводя безразмерные величины $x = \Phi/\Phi_0$, $\tau = t/t_0$ (t_0 - положительная константа с размерностью времени), получаем уравнения автономной динамической системы в виде [5,6]

$$\frac{dx}{d\tau} = y, \tag{6}$$

$$\frac{dy}{d\tau} = -\Phi_0 \sqrt{12\pi G} y (y^2 + 2V(x))^{1/2} - V'(x), \qquad (7)$$

где фигурирует безразмерная потенциальная энергия $V(x) = (t_0/\Phi_0)^2 V_E(\Phi_0 x)$. При этом параметр Хаббла определяется как

$$H^{2} = \frac{\Phi_{0}^{2}}{i_{0}^{2}} \frac{4\pi G}{3} \left(y^{2} + 2V(x) \right).$$
(8)

В результате (6)-(7) описывают космологическую динамику в "эйнштейновском" представлении теории Йордана в деситтеровском случае с пренебрежением обычного вещества (P=0, $\varepsilon = 0$).

Используя метод качественной теории динамических систем, для исследования такой гравискалярной космологической модели в случае положительного V(x) целесообразно ввести вспомогательную функцию X(x) [7]

$$y = \sqrt{2V(x)} \operatorname{sh} X(x). \tag{9}$$

Тогда уравнение для фазовой траектории принимает вид

$$K'(x) + \frac{\nu'}{2\nu(x)} cth X(x) + \Phi_0 \sqrt{\frac{3}{2}} m_p^{-2} = 0, \qquad (10)$$

где $m_p = \sqrt{\hbar c/(8\pi G)}$ - планковская масса.

В частном случае X(x) = cx,

$$c = -\Phi_0 \sqrt{12\pi G} - \frac{V'(x)}{2V(x)} cth(cx).$$
(11)

Такой выбор X(x) позволяет из (11) получить потенциал V(x) в виде

$$V = V_0 (chcx)^{-2(1+(\Phi_0 \sqrt{12\pi G}/c))}.$$
 (12)

Тогда

$$y = \frac{\sqrt{2V_0} thcx}{(chcx)^{\Phi_0 \sqrt{12\pi G/c}}}.$$
(13)

Из (8), имея в виду (12) и (13), получаем

$$H = \frac{\Phi_0}{t_0} \sqrt{\frac{8\pi G V_0}{3} (chcx)^{-\Phi_0 \sqrt{12\pi G/c}}}.$$
 (14)

Полевое уравнение (5) можно преобразовать к виду

$$q = 1 - \frac{3y^2}{y^2 + V(x)},$$
 (15)

что позволяет придти к выражению для безразмерного ускорения $q = aa/a^2$

$$q = 1 - 3th^2 cx \tag{16}$$

независимо от выбора V(x). Динамику рассматриваемого процесса можно представить, используя (16). Из (5) и (16) следует

$$\frac{1}{H^2}\frac{dH}{dt}=q-1=-3th^2cx,$$

что удобно записать в виде

$$\frac{dH_0/H}{d\tau} = 3t_0 H_0 \left(1 - \frac{1}{ch^2 cx} \right).$$
(17)

Имея в виду (14)

$$chcx = \left(\frac{H_0}{H}\right)^{c/\Phi_0\sqrt{12\pi G}},$$
(18)

где
$$H_0 = \frac{\Phi_0}{t_0} \sqrt{\frac{V_0 8\pi G}{3}}$$
, уравнение (17) перепишем в виде

$$\int d(H_0/H) + \int \frac{d(H_0/H)}{\left(\frac{H_0}{H}\right)^{2c/\Phi_0\sqrt{12\pi G}}} = 3t_0 H_0(\tau - \tau_0).$$
(19)

Космологический скаляр, по сути, является переменным аналогом Л,

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН

поэтому из (11) в случае $V \approx (H_0/H)^n$ [8] получим

$$c = -\Phi_0 \sqrt{12\pi G} + \frac{n}{2} \Phi_0 \sqrt{12\pi G}$$
 (20)

и, соответственно,

$$y = \frac{\sqrt{2V_0} thcx}{(chcx)^{2/(n-2)}},$$
(21)

$$H = \frac{H_0}{(chcx)^{2/(n-2)}},$$
 (22)

$$V = V_0 \cdot (chcx)^{2n/(n-2)}, \qquad (23)$$

$$q = 1 - 3th\left(\frac{n-2}{2}\Phi_0\sqrt{12\pi G}\cdot x\right).$$
 (24)

В частном случае n=4, $c = \Phi_0 \sqrt{12\pi G}$. Система уравнений (6)-(7) при таком выборе потенциальной энергии скалярного поля принимает следующий вид:

)

$$\frac{dx}{d\tau} = y, \quad \frac{dy}{d\tau} = cy^2 \left(chtcx - \frac{2}{chtcx} \right), \tag{25}$$

а фазовая траектория

$$y = y_0 \frac{shcx}{chcx},$$
 (26)



Рис.1. Временная зависимость параметра Хаббла.

144

где
$$y_0 = \frac{H_0 t_0}{\Phi_0} \sqrt{\frac{3}{4\pi G}}$$
.

Введя обозначение $z = H_0/H$ и интегрируя (19) в пределах от $z \approx 1$ до z, получим решение

$$z-1+\int \frac{dz}{z^2-1} = 3H_0(t-t_0), \qquad (27)$$

ассимптотическое поведение которого представлено на рис.1.

При этом безразмерное ускорение $q = \ddot{a}a/a^2 = \dot{H}/H^2 + 1$ оказывается равным [9]

$$q = 3\left(\frac{H}{H_{DS}}\right) - 2 \tag{28}$$

и примерно при значении $H_c = \sqrt{2/3} H_0$ обращается в нуль. При анализе (28) имеем следующую асимптотику $t \to -\infty$, $H(t) \approx H_0(1 - \exp(6H_0(t-t_0)))$, т.е. параметр Хаббла экспоненциально быстро стремится к H_0 . На рис.1, изображающем временную зависимость H(t), нулевое значение параметра q реализуется в момент t=0, где меняется поведение параметра масштабного фактора от экспоненциального характера к степенному ($t \to \infty$, $H(t) \to 1/3t$). Таким образом, в рамках рассматриваемой модели возникновение инфляционного процесса можно связать с асимптотическим квазидеситтеровским процессом при изменении параметра Хаббла от $H_0 = \text{const}$ до значения $\approx 0.82 H_0$, что соответствует интервалу положительного q от единицы до нуля, после чего ускорение становится отрицательным.

Подтверждением конца инфляции может служить поведение параметра Хаббла, следующее из (18)

$$\frac{\dot{H}}{H^2} = q - 1 = 3 \left[\left(\frac{H}{H_0} \right)^2 - 1 \right],$$
(29)

поскольку при $q \to 0 |\dot{H}/H^2| = 3\Phi^2/(2V) \to 1$ нарушается один из критериев медленного скатывания. Что касается потенциала скалярного поля, то

$$V(q) = \frac{3}{8\pi G} H_0^2 \left(\frac{H}{H_0}\right)^4 = \frac{3}{8\pi G} H_0^2 \left(\frac{q+2}{3}\right)^2,$$
 (30)

при q = 0 равно $V = 3H_0^2/(2\pi G)$, что также отличается от оценки медленного скатывания [10].

Более детально поведение полученного решения представлено на рисунках, изображающих временное поведение $\Phi(t)$, q(t) и V(t).

На рис.2 представлен результат интегрирования уравнения x(t)

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{\sqrt{2V_0} thcx}{ch^2 cx},$$
(31)

имеющего вид



Рис.2. Временное поведение безразмерной переменной х(п).

Приведенные зависимости от *t* позволяют подтвердить факт, что инфляция в такой модели соответствует интервалу изменения *q* от 1 до нуля. Рис.2 свидетельствует о том, что в процессе инфляции $\Phi \to 0$. Из уравнения фазовой траектории следует $\Phi \to 0$, а из уравнения (5) $H \to 0$, т.е. идет



Рис.3. Временные зависимости безразмерных величин $V(t)/V_0$, q(t), y(t).

146
ОБ УСКОРЕННОМ РАСШИРЕНИИ ВСЕЛЕННОЙ

процесс $H \rightarrow \text{const}$ с максимально возможным расширением, соответствующим q = 1.

Таким образом, подтверждена традиционная интерпретация инфляции – механическое скатывание по профилю V(t) при наличии зависящего от времени "хаббловского трения" с коэффициентом 3*H*. Сравнение кривых позволяет сделать заключение о том, что инфляционный процесс заканчивается при устремлении потенциальной энергии к нулю, тогда как кинетическая энергия, напротив, начинает расти, что приводит к замедлению расширения Вселенной и, возможно, к горячей стадии ее расширения [10].

3. Качественный анализ инфляционного процесса. Для качественного анализа системы (6)-(7) воспользуемся известным приемом исследования кривых вблизи особых точек [11]. Введя обозначения автономных систем

$$\frac{dx}{d\tau} = y = P, \quad \frac{dy}{d\tau} = -cy \left[y^2 + 2V(x) \right]^{1/2} - V'(x) = Q, \quad (33)$$

используем известное характеристическое уравнение системы (33)

$$S^{2} - \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y}\right)S + \left(\frac{\partial P}{\partial x}\frac{\partial Q}{\partial y} - \frac{\partial P}{\partial y}\frac{\partial Q}{\partial x}\right) = 0, \qquad (34)$$

которое в нашем случае сводится к

$$S^{2} + c\sqrt{2V(x_{c})}S + V'(x_{c}) = 0.$$
(35)

В результате получим

$$S = -c\sqrt{\frac{V(x_c)}{2}} \pm \sqrt{\frac{c^2 V(x_c)}{2} - V''(x_c)}.$$
 (36)

Когда критической точкой в фазовом пространстве (x, y) является координата $(x_c, 0)$, где $V'(x_c) = 0$, а $V(x_c) \ge 0$ функция Хаббла является постоянной величиной

$$H_c^2 = \frac{\delta \pi G}{3} V_E(\Phi_c), \qquad (37)$$

соответствующей пространству Минковского для $V_E(\Phi_c) = 0$ и пространству де-Ситтера с космологической постоянной $\Lambda = 8\pi G V_E(\Phi)$ в случае $V_E(\Phi_c) \neq 0$.

Для максимума потенциала V'(xc) < 0 имеем критическую точку, соответствующую седлу с направлениями сепаратрисы $e^{\alpha} = (1, S_{\alpha})/\sqrt{1+S_{\alpha}^2}$. Из (23) в частном случае n = 4 определяем производные потенциала V(x)

$$V'(x) = -5V_0 c \frac{shcx}{(chcx)^5}, \qquad (38)$$

$$V^{*}(x) = -\frac{5V_{0}c}{ch^{4}cx} \left(1 - \frac{5sh^{2}cx}{ch^{2}cx}\right)$$
(39)

Из (39) критическая точка $x_c = 0$, а $V''(x_c) = -5V_0c/ch^4cx < 0$, следовательно в данной задаче имеем неустойчивое равновесие в седле. Для построения фазового портрета на бесконечности воспользуемся полярными координатами (ρ, θ) , которые определим как

$$x = \frac{\rho \cos\theta}{1 - \rho}, \quad y = \frac{\rho \sin\theta}{1 - \rho} \tag{40}$$

с $\theta \le \rho \le 1$, $0 \le \theta \le 2\pi$, т.е. фазовое пространство проектируем на единичную окружность, а точки на бесконечности соответствуют $\rho = 1$. Динамическая система на бесконечности имеет 4 критические точки: $\theta = 0$, $\theta = \pi$ - устойчивые узлы, $\theta = \pi/2$, $\theta = 3\pi/2$ -неустойчивые узлы.

На рис.4 изображен фазовый портрет с седлом в качестве критической точки, к которой примыкают только две пары полутраекторий с определенными касательными. Таким образом, рассмотренное выше частное инфляционное



Рис.4. Фазовый портрет, спроектированный на единичный круг.

решение соответствует сепаратрисам, выходящим из седловой точки. Как видно из рис.3, эволюция начинается с седла, с максимума V, постоянного значения H и q = 1 при очень малом значении инфлатона $(x \approx 0)$ и кинетической энергии $(x \approx 0)$. Затем идет убыль потенциальной и рост кинетической энергии, а также уменьшение q до нуля. К концу инфляции, по всей вероятности q = 0, потенциальная энергия значительно падает, а кинетическая достигает максимума. Согласно фазовому портрету возможны 4 качественно различные модели космологической эволюции, разделенные сепаратрисами седловой точки, соответствующей максимуму потенциальной энергии.

ОБ УСКОРЕННОМ РАСШИРЕНИИ ВСЕЛЕННОЙ

Для оценки числа e - фолдингов $N = \ln(a(\Phi_k)/a(\Phi))$ (Φ - поле инфлантона в процессе инфляции, Φ_k - его значение в конце инфляции) имеем

$$N_{tot}(\Phi) = \int_{\Phi}^{\Phi} H(\Phi) \frac{d \Phi}{\dot{\Phi}}.$$
 (41)

Из соотношения (5) $\Phi = -H'/(4\pi G)$, так что в итоге

$$N_{rot}(\Phi) = -4\pi G \int \frac{H}{H'} d\Phi = \frac{1}{3} \ln \frac{sh\Phi_k}{sh\Phi}.$$
 (42)

Таким образом, учитывая поведение Φ в процессе инфляции ($\Phi \approx 0$), приходим к выводу, что необходимая величина N получается задолго до конца инфляции.

Что касается длительности рассматриваемого процесса, то из ассимптотического поведения (27) можно получить

$$\ln\left(1-\frac{H(t)}{H_0}\right)\approx 6H_0(t-t_0),\tag{43}$$

допуская, что конец инфляции определяется занулением ускорения q = 0, а функция Хаббла $H \approx 0.82 H_0$. Поскольку предположительное значение функции Хаббла на стадии инфляции $10^{36} \text{ c}^{-1} < H_0 < 10^{42} \text{ c}^{-1}$, то из (43) получается общепринятое время инфляционного процесса.

4. Заключение. Построение инфляционной истории развития Вселенной - это задание начальных условий, обеспечивающих близкую к действительности эволюцию Вселенной. Предполагаемое наличие темной энергии источника антигравитации, привело к использованию скалярно-тензорных теорий гравитации, в частности, модифицированной теории Йордана-Дикке-Бранса, построенной, как и ОТО, на основе математического аппарата дифференциальной геометрии, в которой существенную роль выполняет специфический космологический скаляр, являющийся по сути переменным аналогом "эйнштейновской" космологической постоянной А. В настоящее время Л, введенная в теорию Эйнштейна, может быть квалифицирована как феномен глобального масштаба, проявляющий себя в динамике космологического расширения. Л связывают с антигравитацией, которая имеет место только в рамках масштабов, где реально наблюдается регулярное космологическое расширение по закону Хаббла. Этот факт и соображения из физики микромира позволяют предположить наличие функциональной связи космологической постоянной Л с параметром Хаббла. В основу модели инфляционного развития рассматриваемой задачи положена зависимость космологического скаляра от различных степеней параметра Хаббла. Используется "эйнштейновское" представление теории Йордана, рассматривается деситтеровский случай пренебрежения обычным веществом, а космологический

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН

скаляр играет роль потенциальной энергии инфлантона.

Система гравитационных уравнений для такой модели может быть записана в виде системы уравнений автономной динамической системы, что позволяет использовать метод качественной теории динамических систем.

Полученные результаты наглядно показывают наличие ассимптотического инфляционного процесса, продолжительность и число *е*-фолдингов которого соответствуют общепринятым значениям. Эволюция инфляционного процесса начинается с максимума потенциала инфлантона, что соответствует постоянному значению параметра Хаббла H_0 , и q=1 при малых значениях инфлантона и кинетической энергии. Далее идет убыль потенциальной и рост кинетической энергии до максимального значения при q=0. Таким образом, инфляционный процесс характеризуется интервалом изменения q от единицы до нуля, после чего начинается горячая стадия и замедление расширения Вселенной.

Работа выполнена при поддержке Госкомитета по науке МОН РА в рамках совместного русско-армянского исследовательского проекта 15РФ-009.

Кафедра теоретической физики им. Г.С.Саакяна, ЕГУ, Армения, e-mail: rolavag@ysu.am hagohar@ysu.am

ON THE ACCELERATED EXPANSION OF THE EARLY AND LATE STAGES OF UNIVERSE IN THE FRAME-WORK OF SCALAR-TENSOR THEORY OF GRAVITY. II

R.M.AVAGYAN, G.H.HARUTYUNYAN

The dynamics of the quasi de Sitter model in the Einstein representation of the modified Jordan theory is described by using the methods of qualitative theory of dynamical systems. The inflationary picture of the expansion is obtained in the range of the dimensionless parameter of the acceleration from zero to one.

Key words: Cosmology: Qualitative evolution: Modified gravity

ЛИТЕРАТУРА

- 1. A.A.Starobinski, Phys. Lett. B., 117, 175, 1982.
- 2. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, Астрофизика, 48, 455, 2005, (Astrophysics, 48, 381, 2005).
- 3. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, Астрофизика, 48, 633, 2005, (Astrophysics, 48, 532, 2005).
- 4. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян и др., Астрофизика, 57, 327, 2014, (Astrophysics, 57, 304, 2014).
- 5. O.I.Bogoyavlensky, Methods in the Qualitative Theory of Dynamical Systems, Springer, Berlin, 1985.
- 6. I. Wainwright, G.F.R. Ellis, Dynamical Systems in Cosmology. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- 7. R.M.Avagyan, E.V.Chubaryan, G.H.Harutunyan et al., Gen. Relativ. Gravit., 48, 21, 1-21, 2016.
- 8. S. Carneiro, Int. Mod. Phys., D 15, 2241, 2006.
- 9. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, С.В.Сушков, Астрофизика, 60, 159, 2017, (Astrophysics, 60, 142, 2017).
- 10. Д.С.Горбунов, В.А.Рубаков, Введение в теорию ранней Вселенной, М., 2006.
- 11. A.A. Coley, Dynamical Systems and Cosmology, Kluwer Academic Publishers, Pordrecht, 2003.



АСТРОФИЗИКА

TOM 61

ФЕВРАЛЬ, 2018

ВЫПУСК 1

LRS BIANCHI TYPE-I BULK VISCOUS COSMOLOGICAL MODELS IN f(R, T) GRAVITY

P.SAHOO, R.REDDY Received 8 July 2017 Accepted 14 December 2017

We have studied the locally rotationally symmetric (LRS) Bianchi type-I cosmological model in f(R, T) gravity (R is the Ricci scalar and T is the trace of the stress energy tensor) with bulk viscous fluid as matter content. The model is constructed for the linear form f(R, T) = R + 2f(T). The exact solution of field equations is obtained by using a time varying deceleration parameter qfor a suitable choice of the function f(T). In this case, the bulk viscous pressure \overline{p} is found to be negative and energy density ρ is found to be positive. The obtained model is anisotropic, accelerating and compatible with the results of astronomical observations. Also, some important features of physical parameters of this model have been discussed.

Key words: Bianchi universe: bulk viscous fluid: deceleration parameter

1. Introduction. Our understanding of universe is that it is not just undergoing a phase of expansion but it is also estimated that this expansion is accelerating with time as forecasted by astronomical observations and results. A few years ago, the high red shift super-novae experiments [1-5] and cosmic microwave background radiation [6,7] have provided the strongest evidence for the accelerated expansion of the universe. It is believed that a most common reason for this expansion is attributed to dark energy (DE) which is an exotic matter with negative pressure. However, knowing the real nature of dark energy has always been a challenge to scientists even though evidence shows that they constitute a larger portion of total matter in the universe. In approximate percentage terms, the Planck 2015 results indicate 69% dark energy, 26% dark matter, and 5% ordinary matter as the mass-energy balance of the universe. Many theories have established a very lucid relationship between dark energy and expansion of the universe. In order to explain this accelerated expansion of the universe two different ways are usually chosen. One is by constructing various dark energy candidates like cosmological constant [8], quintessence [9,10], phantom energy [11,12], k-essence [13], tachyon [14], Chaplying gas [15] and cosmological nuclear energy [16]. The second one is to modify Einstein's theory of gravitation. Therefore a cosmological model with many modified theories of Einstein's general relativity has always been close approximations of the real behavior of the universe. However, the rationale behind these modifications comes from Einstein-Hilbert action to obtain alternative theories of Einstein's theory of gravitation. Some relevant alternatives theories are Brans-Dicke (BD) theory, scalar tensor theories of gravitation, f(R) gravity [17-19], f(T) gravity [20,21], f(G) gravity [22-24], f(R, G) gravity, where R, T and G are the scalar curvature, the torsion scalar and the Gauss-Bonnet scalar respectively and the recent generalisation of f(R) gravity by introducing the trace of stress energy momentum tensor has become a most popular theory to represent the nature of expansion of the universe, known as f(R, T) gravity proposed by Harko in 2011 [25], where the matter Lagrangian consists of a arbitrary function of the curvature scalar R and the trace of the energy momentum tensor T.

In the wake of late time acceleration and existence of dark energy, modified theories of general relativity have been formulated using various cosmological models. It also gives a holistic view of the distribution of matter present in the universe. In this work, we considered the bulk viscous fluid as matter content. The big bang singularity can be avoided through the presence of bulk viscous matter [26]. In modern cosmology, the bulk viscosity is behaving more precise especially at inflationary phase for getting the accelerated expansion of the current universe.

In this paper, an exact solution of Einstein's field equations has been derived through Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW) metric. An interesting aspect of this solution is that it explains the homogeneity, isotropic expansion or contraction of the universe, which is not necessarily simply connected but is path connected [27]. Similarly, an error free generalization of a flat universe is Friedman-Robertson-Walker (FRW) universe. On the same lines, we know that Bianchi type-I universe is the simplest spatially homogeneous and anisotropic flat universe. However, Bianchi type-I universe has different scale factors for all the three spatial directions, unlike FRW universe. Also, the Bianchi type-I universe converges to Kanser Universe near the singularity. Anisotropy has also been a major concern for scientists to use Bianchi type-I cosmological model in f(R, T)gravity as an alternative to FRW models. The nature of Bianchi type-I cosmological model has been studied in the context of a viscous fluid. It has been observed that viscosity can cause the qualitative behavior of solutions near the singularity without removing the total initial big bang singularity [28].

This work is organized in the following manner; In the second section, the metric and field equations are described and the solutions of the field equation with the physical and geometric behavior of the models are discussed. Finally, the third section ends with conclusions of this work.

2. Field Equations and Solutions. By considering the metric dependent

Lagrangian density L_{n} , the respective field equation for f(R, T) gravity is formulated from the Hilbert-Einstein variational principle in the following manner.

$$S = \int \sqrt{-g} \left(\frac{1}{16\pi G} f(R,T) + L_m \right) d^4 x \,, \tag{1}$$

where, L_m is the usual matter Lagrangian density of matter source, f(R, T) is an arbitrary function of Ricci scalar R and the trace T of the energy-momentum tensor T_w of the matter source and g is the determinant of the metric tensor g_{gr} . The energy-momentum tensor T_w from Lagrangian matter is defined in the form

$$T_{ij} = -\frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta\left(\sqrt{-g} L_m\right)}{\delta g^{ij}},\tag{2}$$

and its trace is $T = g^{ij}T_{ij}$.

Here, we have assumed that the matter Lagrangian L_{\perp} depends only on the metric tensor component g_{μ} rather than its derivatives. Hence, we obtain

$$T_{ij} = g_{ij} L_m - \frac{\partial L_m}{\partial g^{ij}}.$$
 (3)

By varying the action S in Eq. (1) with respect to g_{ψ} , the f(R, T) gravity field equations are obtained as

$$F(R,T)R_{ij} - \frac{1}{2}f(R,T)g_{ij} + (g_{ij} \square - \nabla_i \nabla_j)F(R,T) = 8\pi T_{ij} - \mathcal{F}(R,T)T_{ij} - \mathcal{F}(R,T)\Theta_{ij} \quad (4)$$
where

where,

$$\Theta_{ij} = -2T_{ij} + g_{ij}L_m - 2g^{lm} \frac{\partial^2 L_m}{\partial g^{ij} \partial g^{lm}}.$$
 (5)

Here, $F(R,T) = \partial f(R,T)/\partial R$, $F(R,T) = \partial f(R,T)/\partial T$, $\Box = \nabla^i \nabla_i$, where ∇_i is the covariant derivative.

Contracting Eq. (4), we get

$$F(R,T)R+3\Box F(R,T)-2f(R,T)=(8\pi-\mathcal{F}(R,T))T-\mathcal{F}(R,T)\Theta$$
(6)

where $\Theta = g^{ij} \Theta_{ij}$.

From Eqs (4) and (6), the f(R, T) gravity field equations takes the form

$$F(R,T)(R_{ij}-Rg_{ij})+\frac{1}{6}f(R,T)g_{ij}=8\pi-\mathcal{F}(R,T)\left(T_{ij}-\frac{1}{3}Tg_{ij}\right)-\mathcal{F}(R,T)\left(\Theta_{ij}-\frac{1}{3}\Theta g_{ij}\right)+\nabla_{i}\nabla_{j}F(R,T).$$
(7)

It is important to note that the physical nature of the matter field is very important for the field equations of f(R, T) gravity through the tensor θ_y . So for different choices of matter, one can construct several cosmological models addressing with a different explicit form of f(R, T) such as:

- f(R,T) = R + 2 f(T),
- $f(R,T) = f_1(R) + f_2(T),$
- $f(R,T) = f_1(R) + f_2(R)f_3(T)$.

Various cosmological models have been constructed in different choices of f(R, T) gravity in several aspects [29-33]. Here, we consider the spatially homogeneous LRS Bianchi type-I metric as

$$ds^{2} = dt^{2} - a_{1}^{2} dx^{2} - a_{2}^{2} \left(dy^{2} + dz^{2} \right)$$
(8)

where a_1 , a_2 are functions of cosmic time t only.

The energy momentum tensor in matter of bulk viscus fluid is taken as in this form

$$T_{ij} = (\rho + \overline{p})u_i u_j - \overline{p}g_{ij} \tag{9}$$

where u = (0, 0, 0, 1) is the four velocity vector in co-moving coordinate system satisfying $u \mu = 1$,

$$\overline{p} = p - 3\xi H \tag{10}$$

is the bulk viscous pressure which satisfies the linear equation of state $p = \gamma \rho$; $0 \le \gamma \le 1$, ξ is the bulk viscous coefficient, *H* is Hubble's parameter, *p* is pressure and ρ is the energy density.

The trace of energy momentum tensor is given as

$$T = \rho - 3\,\overline{p}\,.\tag{11}$$

The field equations of f(R, T) gravity using linear case f(R, T) = R + 2f(T) can be written as

$$R_{ij} - \frac{1}{2} Rg_{ij} = 8\pi T_{ij} - 2(T_{ij} + \Theta_{ij}) f'(T) + f(T)g_{ij}, \qquad (12)$$

where $f(T) = \alpha T$, α is an arbitrary constant.

The field equations (12) for the metric (8) are obtained as

$$-2\frac{\ddot{a}_{2}}{a_{2}}-\frac{\dot{a}_{2}^{2}}{a_{2}^{2}}=(8\pi+3\alpha)\bar{p}-\alpha\rho, \qquad (13)$$

$$-\frac{a_1}{a_1} - \frac{\ddot{a}_2}{a_2} - \frac{\dot{a}_1 \dot{a}_2}{a_1 a_2} = (8\pi + 3\alpha) \bar{p} - \alpha \rho, \qquad (14)$$

$$2\frac{\dot{a}_{1}\dot{a}_{2}}{a_{1}a_{2}} + \frac{\dot{a}_{2}^{2}}{a_{2}^{2}} = (8\pi + 3\alpha)\rho - \alpha \,\overline{p}, \qquad (15)$$

where dots represent the derivatives with respect to time t.

The deceleration parameter is defined as

$$q = -\frac{a\dot{a}}{\dot{a}^2},\tag{16}$$

where *a* is the average scale factor.

Integrating the above equation we get

$$a(t) = e^{\delta} \exp\left[\int \frac{dt}{\int (1+q)dt + \eta}\right],$$
(17)

where δ and η are integration constants.

Here, we have three field equations involving four unknown parameters as a_1 , a_2 , $\overline{p} \& \rho$. In order to solve these undetermined system of equations, we assume a time dependent deceleration parameter q as

$$q = -\frac{k_1}{t^2} + (k_2 - 1), \tag{18}$$

where $k_1 > 0$, $k_2 > 1$ are constants.

As per the observational results [2,5] the universe exhibits phase transition, that means the transition occurs from the past decelerating phase to the recent accelerating expansion phase. The physics of this phenomena can be conducted through a geometrical parameter called as deceleration parameter q which describes the acceleration or deceleration behavior of the Universe depending on the negative or positive value. Due to this reason, it has great impacts on the behavior of the cosmological model in the expansion of the universe. Hence our choice of variable q is physically acceptable.

From equation (18) one can observe that the deceleration parameter $q \to \infty$ at t=0 and it reduces to zero at $t=\sqrt{k_1/(k_2-1)}$. The period of acceleration depends on k_1 and k_2 which is an increasing function of time as per the accelerated



Fig.1. q vs. cosmic time t with $k_1 = 150$, $k_2 = 1.5$.

phenomenology of the present universe. From Fig.1, it can be seen that the deceleration parameter is completely negative with large value of k_1 and it provides the major evidence for our model is accelerating one.

Using equation (18) in equation (17) and by considering $\delta = \eta = 0$ for simplicity, we get,

$$a(t) = \left(t^2 + \frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2k_2}$$
(19)

From field equation (12) to (14) we obtain

$$\frac{a_1}{a_2} = c_2 \exp\left(\int \frac{c_1}{a^3} dt\right).$$
 (20)

Here, the volume $V = a^3 = a_1 a_2^2$ and c_1 , c_2 are integration constants.

To find the values of the metric potentials a_1 , a_2 we consider a particular case $k_2 = 3/2$ in equation (19), so that

$$a(t) = (t^2 + b^2)^{1/3}$$
, (21)

where $b^2 = 2k_1/3$:

If we consider $k_i = 0$ in equation (19) then

$$a(t) = t^{1/k_2} , \qquad (22)$$

which yields a constant deceleration parameter $q = k_2 - 1$ throughout the universe [34].

From equation (20), we obtain the metric potentials as:

$$a_{1} = c_{2}^{2/3} \sqrt[3]{b^{2} + t^{2}} \exp\left(\frac{2c_{1} \tan^{-1}(t/b)}{3b}\right),$$
(23)

$$a_{2} = \frac{\sqrt[3]{b^{2} + t^{2} \exp\left(\frac{c_{1} \tan\left(t/b\right)}{3b}\right)}}{\sqrt[3]{c_{2}}}.$$
 (24)

By solving the field equations (14) and (15), the values of ρ and \overline{p} are obtained as:

$$\rho = \frac{8\pi t^2 - \alpha (b^2 - 3t^2) - (\alpha + 2\pi)c_1^2}{6(\alpha^2 + 6\pi\alpha + 8\pi^2)(b^2 + t^2)^2},$$
(25)

$$\overline{p} = -\frac{(3\alpha + 8\pi)b^2 + (\alpha + 2\pi)c_1^2 - \alpha t^2}{6(\alpha^2 + 6\pi\alpha + 8\pi^2)(b^2 + t^2)^2}.$$
(26)

The values of coefficient of bulk viscosity ξ and the Equation of State (EOS) parameter are

$$\xi = \frac{b^2 (8\pi - \alpha(\gamma - 3)) - (\alpha + 2\pi)(\gamma - 1)c_1^2}{12(\alpha^2 + 6\pi\alpha + 8\pi^2)t(b^2 + t^2)} + \frac{t^2 (3\alpha\gamma - \alpha + 8\pi\gamma)}{12(\alpha^2 + 6\pi\alpha + 8\pi^2)t(b^2 + t^2)},$$
 (27)

LRS BIANCHI TYPE-I COSMOLOGICAL MODELS

$$\omega = \frac{p}{\bar{p}} = -\frac{8\pi t^2 - \alpha (b^2 - 3t^2) - (\alpha + 2\pi)c_1^2}{(3\alpha + 8\pi)b^2 + (\alpha + 2\pi)c_1^2 - \alpha t^2}.$$
 (28)

From equation 25 to 28, we have observed that the energy density is positive throughout the universe and decreases with time and at the late time it approaches to zero i.e $\rho \rightarrow 0$ as $t \rightarrow \infty$. The behavior of bulk viscous pressure \overline{p} against cosmic time t revealed that bulk viscous pressure is a negative increasing function starting off from a large negative value and it is tending to zero with the evolution of time i.e. $\overline{p} \rightarrow 0$ at $t \rightarrow \infty$. Recent observational astronomy has predicted a specified range in the value of EOS parameter ω , which is a function of pressure and energy density i.e. $\omega = \rho/\overline{p}$, is $-1 \le \omega \le 0$, in which case the evolution of the universe is under acceleration. In the simplest case, the cosmological constant Λ appears for a particular value of EOS parameter; $\omega = -1$. Similarly, phantom model and quintessence model also arise in cosmology when $\omega \le -1$ and $\omega \ge -1$ respectively. Here we have covered a quintessence cosmological model, where the accelerated expansion of the universe was indeed observed. Some other physical parameters of this model are obtained as:

Spatial volume V:

$$V = a_1 a_2^2 = (t^2 + b^2).$$
⁽²⁹⁾

Hubble parameter:

$$H = \frac{1}{3} (H_1 + 2H_2) = \frac{2t}{3} (t^2 + b^2)^1.$$
(30)

Expansion scalar:

$$\theta = 3H = (2t)(t^2 + b^2)^1.$$
(31)

Shear scalar:

$$\sigma^2 = \frac{c_1^2}{3(b^2 + t^2)^2}.$$
 (32)

Mean anisotropic parameter:

$$\Delta = 6 \frac{\sigma^2}{\theta^2} = \frac{c_1^2}{2t^2}.$$
(33)

In this model, the spatial volume is zero at initial time t=0 but it will increase along with time. The expansion scalar is a decreasing function of time. It starts from the infinite value at the initial epoch of time and then approaches to zero at a later stage. Δ is the mean anisotropy parameter of this model given in equation (33). We observe that it is a decreasing function of time i.e at late time when $t \to \infty$, $\Delta \to 0$. The dynamics of the mean anisotropic parameter in our model shows a transition from initial anisotropy to isotropy in the current epoch

P.SAHOO, R.REDDY

which is in good agreement with recent observations.

3. Conclusion. In order to obtain a physically viable cosmological model. it is necessary that it can reproduce the several different epochs in the present evolution of the Universe. From the viewpoint of the fluid description, and the current cosmological observational data, the energy components of the universe are treated as imperfect fluids due to the presence of a bulk viscosity in them. Many works are described with viscous fluid to study the evolution of the universe as section-I review. As per the literature, the cosmic bulk viscosity is treated as a viable candidate for providing a theoretical explanation for early and late time expansion of the universe. Therefore, in this work, we have investigated an accelerated cosmological model in an anisotropic universe using the linear frame of f(R, T) gravity theory. A new class of Bianchi-I bulk viscous model has been observed, where the time varying deceleration parameter plays an important role to get exact solutions of field equations. Our model also represents expanding and shearing which approaches to isotropy for large values of t. This is consistent with the behavior of the present universe. Through our work, we hope to present a better understanding of the evolution of the universe in the Bianchi type-I space time within the framework of f(R, T) gravity which may be useful to study the role of bulk viscosity in the expansion and evolution of the universe.

Birla Institute of Technology and Science-Pilani, Hyderabad Campus, Hyderabad-500078, India, e-mail: sahooparbati1990@gmail.com vedire8228@gmail.com

ЛОКАЛЬНАЯ ПОЛНОСТЬЮ ВЯЗКАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БИАНКИ ПЕРВОГО ТИПА В f(R, T) ГРАВИТАЦИИ

П.К.САХОО, Р.РЕДДИ

Рассматривается локальная вращательно-симметричная модель Бианки первого типа в f(R, T) гравитации (R - скаляр Риччи, T - след тензора энергии давления) при наличии полностью вязкой жидкости. Модель строится для линейной функции f(R, T) = R + 2f(T). С помощью подходящего выбора функции f(T) для меняющегося по времени параметра замедления q получено точное решение уравнений поля. В этом случае давление p, обусловленное вязкостью, оказывается отрицательным, а плотность энергии ρ положительной.

160

Полученная модель является анизотропной, ускоряющейся и согласуется с результатами астрономических наблюдений. Обсуждаются также некоторые важные особенности физических параметров модели.

Ключевые слова: Вселенная Бианки: полностью вязкая жидкость: параметр замедления

REFERENCE

- 1. P.M. Garnavich et al., Astrophys. J., 493, L53, 1998.
- 2. A.G.Riess et al., Astron. J., 116, 1009, 1998.
- 3. S. Perlmutter et al., Astrophys. J., 517, 565, 1999.
- 4. S.Perlmutter et al., Astrophys. J., 483, 565, 1997.
- 5. C.L.Bennett et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 148, 1, 2003.
- 6. D.N.Spergel et al., Astrophys. J. Suppl., 148, 175, 2003.
- 7. D.N.Spergel et al., Astrophys. J. Suppl., 170, 377, 2007.
- 8. T.Padmanabhan, Phys. Rept., 380, 235, 2003.
- 9. M.U.Farooq et al., Astrophys. Space Sci., 334(2), 243, 2011.
- 10. J. Martin, Mod. Phys. Lett. A, 23, 1252, 2008.
- 11. S.Nojiri, S.D.Odintsov, Phys. Lett. B, 562, 147, 2003.
- 12. M.Jamil, I.Hussain, D.Momeni, Eur. Phys. J. Plus, 126, 80, 2011.
- 13. T. Chilba et al., Phys. Rev. D, 62, 023511, 2000.
- 14. T.Padmanabhan, T.R. Chudhary, Phys. Rev. D, 66, 081301, 2002.
- 15. M.C.Bento, O.Bertolami, A.A.Sen, Phys. Rev. D, 66, 043507, 2002.
- 16. R.C. Gupta, A. Pradhan, Int. J. Theor. Phys., 49(4), 821, 2010.
- 17. S.M. Carroll, V. Duvvuri, M. Trodden, M.S. Turner, Phys. Rev. D, 70, 043528, 2004.
- 18. S. Nojiri, S.D. Odintsov, Int. J. Geom. Methods Mod. Phys., 4(1), 115, 2007.
- 19. O.Bertolami et al., Phys. Rev. D, 75, 104016, 2007.
- 20. G.R.Bengochea, R.Ferraro, Phys. Rev. D, 79, 124019, 2009.
- 21. E.V.Linder, Phys. Rev. D, 81, 127301, 2010.
- 22. K.Bamba, C.Q.Geng, S.Nojiri et al., Euro Phys. Lett., 89(5), 50003, 2010. 23. K.Bamba, S.D.Odintsov, L.Sebastiani et al., Eur. Phys. J.C., 67(1), 295, 2010. 24. M.E.Rodrigues, M.J.S.Houndjo, D.Mommeni et al., Can J. Phys., 92(2), 173, 2014.
- 25. T.Harko, F.S.N.Lobo, S.Nojiri et al., Phys. Rev. D, 84, 024020, 2011.
- 26. G.L. Murphy, Big-Bang Model Without Singularities, Phys. Rev. D, 8, 4231, 1973.
- 27. M.Lachieze-Rey, J.P.Luminet, Cosmic Topology, Phys. Reports, 254, 135, 1995.
- 28. V.A. Belinskii, I.M. Khalatnikov, Influence of viscosity on the character of cosmological evolution, Sov. Phys. JETP, 42, 205, 1975.
- 29. K.L. Mahanta, Astro. Space Sci., 353, 683, 2014.

P.SAHOO, R.REDDY

- 30. C.P.Singh, V.Singh, Gen. Rel. Grav., 46, 1696, 2014.
- 31. P.K.Sahoo, M.Sivakumar, Astrophys. Space Sci., 357, 60, 2015.
- 32. P.K.Sahoo, Parbati Sahoo, B.K.Bishi, Int. J. Geom. Methods Mod. Phys., 14, 1750097, 2017.
- 33. P.K.Sahoo, Acta Physica Polonica B Proceeding Supplement, 10, 369, 2017.
- M.S.Berman, A special law of variation for Hubbles parameter, Nuovo Cimento B, 74, 182186, 1983.

CONTENTS

Dust-corrected star formation rates in galaxies with outer rings	
I.Kostiuk, O.Silchenko	5
On peculiarities of spectral variability of the Herbig Ae/Be star	
HD 37800	
M.A. Pogodin, S.E. Pavlovskiy, U.V. Kozlova, N.G. Beskrovnaya, I. Yu. Alekseev, G.G. Valyavin	15
On quasi-periodic brightness variations of P Cygni	
N.Kochiashvili, S.Beradze, R.Natsvlishvili, I.Kochiashvili, M.Vardosanidze, A.Pannicke	31
Spots and flare on active dwarf star FR Cnc	
A.V.Kozhevnikova, V.P.Kozhevnikov, I.Yu.Alekseev	41
On chemical element abundances in RR Lyrae variables and their kinematic parameters	
M.L.Gozha, V.A.Marsakov, V.V.Koval'	55
New variable stars of the catalog KP2001, found from the data base of the northern sky variability survey	
G.V. Petrosvan	65
NY Ser: outburst activity and multi-periodic processes on different stages in 2014 and 2016	00
A.S.Sklyanov, E.P.Pavlenko, O.I.Antonyuk, A.A.Sosnovskij,	
V.P. Malanushenko, N.V.Pit', K.A.Antonyuk,	
A.N.Khairutdinova, Yu.V.Babina, A.I.Galeev	79
New asymptotic giant branch carbon stars in the galactic halo	
N.Mauron, K.S.Gigoyan, G.R.Kostandyan	101
Ultraviolet spectral evolution of V1974 Cyg using IUE low resolution spectra	
G.M.Hamed, M.R.Sanad, A.Essam, S.Yousef	109
Stability of non stationary cooling of pure hydrogen gas against number of discrete levels taken into account	
O. M. Belova, K.V. Bychkov	119
Magnetic field generation in hybrid stars	
D. M. Sedrakian, M.V. Havrapetvan, D.S. Baghdasarvan	131
On the accelerated expansion of the early and late stages of universe in the framework of scalar-tensor theory of gravity. II	
R.M.Ayagyan, G.H.Harutvunvan	141
LRS Bianchi type-I bulk viscous cosmological models in f(R. T) gravity	
P.Sahoo, R.Reddy	153
	+

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

NY Ser. ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И МУЛЬТИПЕРИОДИЧЕС-КИЕ ПРОЦЕССЫ НА РАЗНЫХ ЕЕ СТАДИЯХ В 2014 И 2016гг.

А.С.Склянов, Е.П.Павленко, О.И.Антонюк, А.А.Сосновский, В.П.Маланушенко, Н.В.Пить, К.А.Антонюк, А.Н.Хайрутдинова, Ю.В.Бабина, А.И.Галеев

НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ВЕТВИ ГИГАНТОВ В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ГАЛО

Н. Маурон, К.С.Гигоян, Г.Р.Костандян 101

ЭВОЛЮЦИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО СПЕКТРА V1974 Сув НА IUE СПЕКТРАХ НИЗКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Г.М.Хамед, М.Р.Санад, А.Эссам, Ш.Юсеф 109 УСТОЙЧИВОСТЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ЧИСТО ВОДОРОДНОГО ГАЗА ОТНОСИТЕЛЬНО ЧИСЛА УЧИТЫВАЕМЫХ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ

О.М.Белова, К.В.Бычков 119 ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ГИБРИДНЫХ ЗВЕЗДАХ

Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Д.Багдасарян 131 ОБ УСКОРЕННОМ РАСШИРЕНИИ РАННЕЙ И ПОЗДНЕЙ ВСЕЛЕННОЙ В РАМКАХ СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ. II

Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян 141 ЛОКАЛЬНАЯ ПОЛНОСТЬЮ ВЯЗКАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БИАНКИ ПЕРВОГО ТИПА В f(R, T) ГРАВИТАЦИИ П.К.Сахоо, Р.Редди 153

79