ISSN - 0571 - 1712

UUS Ц В Р В Р Ч Ц АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

ВЫПУСК І

ОСТАТКИ СВЕРХНОВЫХ В ЛИНИЯХ На И НВ	
Е.О.Васильев, Ю.А.Щекинов	5
ПОЛЯРИМЕТРИЯ НОВОЙ V339 Del	
Д.Н.Шаховской, К.А.Антонюк, С.П.Белан	27
ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХ МАГНИТНЫХ	
КАТАКЛИЗМИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ SDSS J215427+155713	
И 5D55 J032855+052254	
Ю.В.Бабина, Е.П.Павленко, О.И.Антонюк	37
ДОЛГОВРЕМЕННАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ	
ЗАПЯТНЕННОЙ ЗВЕЗДЫ IN СОМ	
О.В.Козлова, И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова	51
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ	
АППРОКСИМАЦИЙ КРИВЫХ БЛЕСКА ЗАТМЕННЫХ ДВОЙ-	
НЫХ ЗВЕЗД С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ	
И.Л.Андронов, М.Г.Ткаченко, Л.Л.Чинарова	69
ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ	
ЗВЕЗД ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО	
ОБЗОРА НЕБА. III. ИНФРАКРАСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	
К.С.Гигоян, А.Саркиссиан, К.Росси, Д.Руссей, Г.Костандян, М.Калабреси, Ф.Жамкочян, М.Мефта	83

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

EPEBAH

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր Դ.Մ.Սեղրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան) Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)

Ժ.Ալեսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեղին (Ռուսաստան), Ե Թերզյան (ԱՄՆ), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան), Ի.Գ Կարաչենցև (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Բ Մ Շուստով (Ռուսաստան), Յու.Ա.Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ Չերեպաչչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Մալուկվաձե (Վրաստան) Մ Տուրատտո (Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

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

Ж.Алесян (Франция), Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), 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, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար։

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2017

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

ВЫПУСК 1

ОСТАТКИ СВЕРХНОВЫХ В ЛИНИЯХ На И НВ

Е.О.ВАСИЛЬЕВ^{1,2}, Ю.А.ЩЕКИНОВ³ Поступила 3 августа 2016

В рамках трехмерных газодинамических расчетов эволюции остатка сверхновой исследованы эволюционные свойства эмиссии в рекомбинационных линиях На. НВ и дисперсия скоростей ионизованного газа. Изучено влияние вариации содержания химических элементов, в частности. железа на тепловую и динамическую эволюцию остатка сверхновой. Найдено, что дисперсия скоростей газа в оболочке молодого остатка сверхновой лежит в широком интервале значений: практически от нуля и до ~100 - 120 км/с, при этом максимальное значение со временем уменьшается. Вариация содержания железа на уровне ±0.5 dex в газе с солнечными значениями для других элементов приводит к изменению тепловой структуры оболочки сверхновой и пропорциональному изменению интенсивности излучения в линии На Отношение интенсивностей в рекомбинационных линиях /(Но.)//(НВ) с возрастом остатка уменьшается и поэтому может служить индикатором его эволюционного статуса и может быть использовано для более аккуратного выделения вкладов остатков сверхновых и зон HII на диаграммах I(Ha) - о Показано, что дисперсия скоростей газа и интенсивность излучения в линии Ha для оболочек СН охватывает интервал значений, который тралиционно связывался с зонами ионизации, что нужно учитывать для корректной интерпретации наблюдений областей звездообразования в других галактиках.

Ключевые слова: сверхновые: остатки сверхновых: межзведная среда: рекомбинационные линии: кинематика и динамика ионизованного газа: ударные волны

1. Введение. Хорошо известно, что межзвездная среда в галактиках неоднородна по своему химическому и элементному (т.е. по относительным распространенностям тяжелых элементов) составу [1-7]. Причиной этого являются, в основном, активность молодых массивных звезд, сверхновых и различные выходы химических элементов при вспышках сверхновых [8-10].

Кроме того, короткие динамические времена расширяющихся остатков сверхновых по сравнению с характерными временными масштабами рекомбинации и охлаждения газа свидетельствуют о существенной нестационарности ионизационных и тепловых процессов в межзвездной среде. Впервые обсуждение эффектов нестационарности в процессах взаимодействия остатков сверхновых с окружающим газом было проведено в [11]. Более позднее развитие этого вопроса можно найти в [12]. Однако лишь в последнее время стало понятным, что они могут оказывать влияние на свойства и наблюдательные проявления межзвездной среды (например, [13]).

Спектральные наблюдения в оптических рекомбинационных линиях позволяют получить информацию о кинематике и в какой-то мере о физическом состоянии ионизованного газа в нестационарной межзвездной среде. Интерпретация этих данных основана на выделении областей на диаграмме "интенсивность излучения в линии Нα -дисперсия скоростей ионизованного газа" [14-18]. Очевидно при этом, что поскольку любая область на диаграмме является, вообще говоря, суперпозицией вкладов от перекрывающихся объемов горячего и ионизованного газа, принадлежащих окрестности различных звезд и остатков сверхновых, четкое разграничение между ними на плоскости $I(H\alpha) - \sigma$, особенно в случае нестационарного процесса, представляется довольно условным, а количественное описание грубым. Это обстоятельство было продемонстрировано в работе [19], где была рассмотрена эволюция диаграммы для вспышек взаимодействующих сверхновых. По этой причине важно исследовать как изменяется диаграмма в процессе эволюции источников рекомбинационного излучения и дисперсии скоростей газа: областей НІІ вокруг ОВ-звезд и остатков сверхновых. При этом необходимо учитывать не только источники нагрева и ионизации, но и свойства окружающей среды, в частности, ее металличность и химический состав, поскольку они в значительной степени определяют динамику рекомбинации водорода.

Настоящая работа посвящена исследованию эволюции интенсивности излучения в оптических рекомбинационных линиях водорода и дисперсии скоростей ионизованного газа в отдельном остатке сверхновой. Во 2-м разделе мы приводим описание модели и начальных условий, в 3-м мы изучаем влияния вариаций металличности и элементного состава (т.е. относительных распространенностей тяжелых элементов) на динамику охлаждения сверхновой, исследуем эволюционные изменения с помощью диаграмм "интенсивность излучения в линии Н α - дисперсия скоростей ионизованного газа". В 4-м обсуждаем возможную интерпретацию диаграмм, полученных в наблюдениях ближайших карликовых галактик. Результаты кратко суммируются в 5-м разделе.

 Модель и начальные условия. Задача будет решаться с помощью
3-мерного численного моделирования изолированных остатков сверхновых с учетом процессов нестационарной ионизационной кинетики и термодинамики.
Приведем краткое описание используемых методов и начальных условий.

2.1. Динамика газа Исследуем эволюцию остатка СН в однородной среде. Для этого будем решать уравнения газовой динамики с учетом радиационного охлаждения и нагрева в 3-мерном пространстве с декартовой геометрией. Для численного решения уравнений газовой динамики используется явная конечнообъемная схема без расшепления потоков величин по про-

странству с условием уменьшения полной вариации (TVD). Схема относится к типу монотонных противопоточных схем (MUSCL), причем для повышения точности при расчете потоков на границах ячеек применялся приближенный метод Хартена-Лаксаван-Леера с учетом контактного разрыва HLLC (см., например, [20]). Программный пакет успешно прошел весь набор газодинамических тестов [21].

2.2. Охлаждение газа. Численный самосогласованный расчет неравновесных функций охлаждения газа включает в себя следующие шаги. На первом шаге необходимо решить систему из более чем 100 лифференциальных уравнений для каждого из ионных состояний основных элементов для каждого элемента газа. Следующий шаг предусматривает расчет суммарных энергетических потерь за счет процессов столкновительной ионизации, возбуждения, рекомбинации и т.д. для полученного ионного состава, так, чтобы на следующем линамическом шаге использовать обновленные значения всех ионных состояний Очевидно, что подобный самосогласованный расчет ионизационной кинетики и функций охлаждения для двух- или трехфазной (обогащенной металлами) межзвездной среды на сегодняшний день трудно реализовать в многомерной газовой динамике из-за огромных затрат счетного времени. По этой причине в уравнении для энергии мы используем табулированную функцию охлаждения для столкновительного газа в интервале температур от 10⁸ до 10 К, полученную в результате неравновесного (эволюционного) расчета [22, 23], включающего ионизационную кинетику всех ионных состояний химических элементов H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si и Fe, а при температуре ниже 10⁴ К еще и химическую кинетику молекулярного водорода [23], который является основным агентом охлаждения газа с металличностью [Z/H] ниже -3. Солнечные содержания элементов взяты из [24], за исключением Ne, для которого выбрано повышенное значение из работы [25]. Массовая доля гелия предполагается равной Y₁₁ = 0.24, что соответствует [He/H]=0.081 и близко к наблюдательным оценкам [26].

В уравнениях ионизационной кинетики учтены следующие основные процессы: столкновительная ионизация, многоэлектронная ионизация (эффект Оже), радиационная и диэлектронная рекомбинация, перезарядка при столкновениях с атомами водорода и гелия, ионами гелия. К этим уравнениям добавляется уравнение для энергии, в котором суммарные скорости охлаждения и нагрева рассчитываются с использованием фотоионизационного пакета CLOUDY (версия 10.00, [27]). Более полное описание метода вычисления ионизационной и тепловой эволюции газа, соответствующие ссылки на атомные данные можно найти в работах [22,23].

Заметим, что часто функции охлаждения рассматриваются отдельно для двух температурных интервалов: первый - T=10⁴ - 10⁸ K (например, [29,30,28])

и второй - $T < 10^4$ (например, [31,32]), и при необходимости использования функции охлаждения в широком интервале $T = 10^2 - 10^8$ К они комбинируются из таблиц, вычисленных при разных физических условиях. Эта несогласованность может существенно искажать динамику остатка CH [23].

Использование в гидродинамических расчетах табулированных неравновесных функций охлаждения не является, разумеется, полностью самосогласованным подходом и поэтому требует определенных форм контроля результатов моделирования. Неравновесные функции охлаждения, рассчитанные для элемента газа [30,28,22,23], могут быть получены в предположении как изобарического, так и изохорического процессов. Известно, что изобарические и изохорические функции охлаждения в интервале T = 10⁴ - 10⁸ К отличаются незначительно (например, [28]). Однако поскольку при увеличении плотности становятся существенными процессы столкновительной деактивации уровней тонкой структуры некоторых атомов и ионов, то различия между этими двумя процессами, оказываются существенными в области низких температур, где в случае изобарических процессов плотность газа увеличивается. В результате, при охлаждении до температур T ≤10⁴ K становится возможным переход к равновесной заселенности уровней тонкой структуры ионов и атомов металлов, в линиях которых и происходят основные потери энергии [32]. Переход зависит от плотности газа и происходит при различных значениях для разных ионов металлов. В изобарическом случае при охлаждении от $T = 10^8$ K до ≤10³ К фактор сжатия превышает 10⁵ раз. Поэтому для начальной плотности газа, например, n = 1 см³ при охлаждении до ≤10 К населенности уровней будут заведомо равновесными [32] и функции охлаждения и ионный состав газа при низкой температуре в изобарическом и изохорическом процессах могут различаться значительно [23].

После начала радиационной фазы плотность газа в оболочке СН начинает расти, причем, в численных расчетах она увеличивается всего на ~1-2 порядка (например, [33]), в том числе и из-за того, что функция охлаждения обрезается при $T \le 10^4$ K (например, [34]), затем начинают развиваться гидродинамические и тепловая неустойчивости (например, [36,35,37]) и оболочка постепенно разрушается. Таким образом, в численном моделировании эволюции оболочки СН не достигается фактор сжатия характерный для изобарического процесса, который, как упоминалось выше, при охлаждении от $T = 10^8$ K до $\le 10^3$ K должен превышать 10^5 раз. По этой причине в наших расчетах будем использовать функции охлаждения, полученные для изохорически охлаждающегося элемента газа.

При расширении остатка скорость ударной волны падает и чем старше остаток, температура газа непосредственно за фронтом уменьшается. В случае самосогласованного расчета ионизационной и тепловой эволюции газа степень ионизации и охлаждение рассчитываются корректно [38]. Самосогласованный расчет ионизационной и тепловой кинетики в рамках 3-мерного газодинамического моделирования чрезвычайно затратен, что по необходимости требует использование табулированных функций. Однако они получены в предположении, что газ начинает свою эволюцию от высоких температур, когда в качестве начального состояния ионизации можно использовать равновесное. Это соответствует очень ранним стадиям расширения остатка СН. Это обстоятельство накладывает определенные ограничения на использование табулированных функций охлаждения и степени ионизации газа. В работе [38] было показано, что функции охлаждения элемента газа, прошедшего через ударный фронт со скоростью ниже 120 км/с, могут заметно отличаться от функций для газа. охлаждающегося от T = 10⁸ К. Однако эти отличия существенны только при температуре близкой к значению непосредственно за фронтом, затем в газе довольно быстро происходит релаксация - ионный состав стремится к неравновесному при текущем значении температуры так, как если бы он начинал свою эволюцию от высоких температур. Вместе с тем, время релаксащии увеличивается с уменьшением скорости ударной волны. По этой причине в очень старых остатках, когда скорость расширения падает до 20-30 км/с и ниже. отличие между табулированными функциями охлаждения и рассчитанными самосогласованно может становиться более заметным, особенно при уменьшении скорости [38]. Таким образом, табулированные функции охлаждения могут применяться при скорости ударной волны в несколько десятков км/с (ошибка при этом ограничена 20% и быстро убывает в течение дальнейшей эволюции). В целом можно сказать, что отличия табулированной функции охлаждения от самосогласованной могут заметно варьироваться в самом начале эволюции при пересечении газом фронта, т.е. в высокотемпературной области, оставаясь при этом в пределах фактора 2. Однако интегрально влияние на динамику остатка и на эмиссионные свойства и дисперсии скоростей в линиях На, НВ оказывается незначительным - в пределах 20%. В области более низких температур до тех пор, пока ударный фронт способен полностью ионизовать водород, отличия тепловой эволюции после охлаждения газа ниже T ~ 2×10⁴ К несущественны, ошибка составляет менее нескольких процентов. Поскольку в наших расчетах мы интересуемся излучением в рекомбинационных линиях, которое наиболее эффективно при температуре $T < 2 \times 10^4$ K, то мы можем использовать табулированные значения степени ионизации газа.

2.3. Начальные условия. Мы рассматриваем эволюцию остатка сверхновой в однородной среде: фоновая плотность газа варьировалась в интервале $l - 100 \text{ см}^3$, температура фонового газа до взаимодействия с оболочкой СН поддерживалась постоянной на уровне $T = 10^4 \text{ K}$ за счет нагрева.

металличность считалась постоянной и одинаковой, в том числе и в эжекте - веществе, выброшенном сверхновой (здесь мы не рассматриваем процессы перемешивания металлов, выброшенных сверхновой), в большинстве расчетов она равнялась [Z/H] = 0. Энергия сверхновой, равная 10^{51} эрг, инжектировалась в форме тепловой энергии в объем радиусом r = 2 пк.

Размер счетной области варьировался в зависимости от значения плотности фонового газа, но пространственное разрешение оставалось постоянным и равным 0.5 пк. Расчеты проводились как с более высоким, так и низким пространственным разрешением, в результате было найдено, что даже при вдвое низком разрешении обеспечивается достаточная сходимость (нас интересовала в первую очередь динамика оболочки как целого, хотя понятно, что при увеличении разрешения в оболочке появляются все более мелкие детали - фрагменты, образующиеся благодаря развитию гидродинамических неустойчивостей, а при достаточном разрешении и тепловой неустойчивости). Сетка однородна по всем направлениям. Граничные условия полагались свободными, хотя размер счетной области подбирался так, чтобы весь остаток сверхновой находился внутри области в течение всего времени расчета.

3. Результаты.

3.1. Вариации функции охлаждения и эволюция остатка СН. В межзвездном газе возможны пространственные вариации распространенности тяжелых элементов [1,2], что обусловлено производством химических элементов различными источниками [8-10] и неэффективным перемешиванием химических неоднородностей [39-41]. Наблюдения распространенности металлов в звездном населении диска [4], в частности, в звездах спектральных классов F и G также показывают широкий разброс металличности [5-7]. Определенно, вариации металличности и элементного состава (т.е. относительных распространенностей тяжелых элементов) влияют на тепловую эволюцию газа [42]. По этой причине рассмотрим насколько небольшие вариации (δ [X/H] = ±0.5 dex) изменяют эволюцию остатка CH и его эмиссионные характеристики. В частности, наибольшее отклонение функции охлаждения при солнечном содержании химических элементов обусловлено вариацией относительной распространенности железа [42].

На рис.1 представлены неравновесные функции охлаждения изохорически эволюционирующего газа с металличностью [Z/H] = -1 (штрихпунктирная линия) и [Z/H] = 0 (толстая сплошная линия) и плотностью n = 1 см³. Для солнечной металличности показаны функции с вариацией содержания железа: верхняя линия соответствует увеличенному на 0.5 dex содержанию Fe, относительно солнечного значения, нижняя линия - уменьшенному на 0.5 dex. Хорошо видно, что вклад от потерь в линиях железа в суммарное охлаждение



Рис.1. Неравновесные функции охлаждения изохорически эволюционирующего газа с плотностью $n = 1 \text{ см}^{-3}$ и металличностью [Z/H] = -1 (штрихпунктирная) и [Z/H] = 0 (толстая сплошная). Тонкие сплошные линии соответствуют функциям охлаждения изохорически эволюционирующего газа с солнечной металличностью и вариацией содержания железа: верхняя линия соответствует увеличенному на 0.5 dex содержанию.

газа существенен как при высокой, так и при низкой температуре газа.

Поскольку нас в дальнейшем будет интересовать не только тепловая эволюция остатка, но и эволюция излучательной способности газа в рекомбинационных линиях водорода На, Нβ, то на рис.2 приведем зависимость



Рис.2. Степень ионизации. Обозначения такие же, как и на рис.1.

Е.О.ВАСИЛЬЕВ И ДР.

степени ионизации газа для тех же условий, что и на рис.1. Концентрация электронов быстро убывает с уменьшением температуры в газе с металличностью 1/10 солнечного значения, что связано с увеличением характерного времени эволюции, необходимого для достижения более низкой температуры, т.е., с увеличением времени охлаждения. Таким образом, больше электронов успевает рекомбинировать с ионами. В газе с солнечной металличностью степень ионизации остается на довольно высоком уровне, $x_e \ge 0.1$, при низкой температуре, $T \ge 100$ K, что определенно проявится в эмиссионных



Рис.3. Распределение массы газа по температуре в остатке CH, эволюционирующем в среде с концентрацией $n = 1 \text{ см}^3$ и металличностью [Z/H] = 0 (вверху) и -1 (внизу).

характеристиках газа.

Эволюция остатка СН в однородной среде описывалась много раз (например, [43,44,34,35,37]). В настоящей работе мы ограничимся только теми аспектами, которые могут проявляться в вариациях металличности и элементного состава и неравновесности ионного состава и функции охлаждения, в том числе на наблюдательных характеристиках. В самых общих чертах остаток СН проходит следующие несколько стадий: вначале выброс расширяется свободно, нагребая окружающее вещество, после образования достаточно массивной оболочки он переходит на адиабатическую фазу, затем в какой-то момент в оболочке становятся эффективными радиационные потери, которые приводят к охлаждению и уплотнению оболочки, наконец масса оболочки возрастает настолько, что ее скорость оболочки падает до звуковой для окружающего газа, горячая каверна постепенно охлаждается и остаток "растворяется" в межзвездной среде.

На верхней панели рис.3 представлены распределения массы газа по температуре в остатке СН, эволюционирующем в среде с солнечной металличностью и концентрацией $n = 1 \, \text{см}^{-3}$ для нескольких моментов времени. Хорощо заметны два пика в распределениях: газ с высокой температурой соответствует разреженному пузырю, а газ с низкой температурой находится в плотной оболочке. Со временем пики смещаются в область низких температур охлаждается как горячая часть остатка, так и газ в тонкой холодной оболочке. Интенсивное охлаждение проявляется и в уменьшении со временем массы горячего газа в пузыре. В то время как масса холодной оболочки возрастает почти на порядок с момента времени 0.15 млн. лет к 1 млн. лет, при этом средняя температура холодного газа падает с 10⁴ K до 100-200 K. В газе с низкой металличностью потери энергии оказываются меньшими, поэтому для [Z/H] = -1 (см. нижнюю панель рис.3) оболочка СН не успевает к 1 млн. лет так значительно охладиться и характерные значения температуры газа в оболочке СН лежат в интервале ~10³ - 10⁴ К. При низкой металличности, в общем, распределение объемов газа смещено в область более высоких температур.

Заметные вариации элементного состава приводят к изменениям темпа охлаждения газа [42]. В частности, вариация распространенности железа в интервале $\delta[X/H] = \pm 0.5$ dex проявляется в наиболее существенных изменениях скорости охлаждения по сравнению с остальными тяжелыми элементами (рис.1). Однако при вариации содержания железа распределение массы газа по температуре в остатке меняется не так значительно. В общем, рост содержания железа приводит в увеличению массы холодного газа - распределение смещается в область низких температур. Например, для момента времени 0.25 млн. лет пик в распределении, приходящийся на $T \sim 10^3$ K в случае солнечного содержания железа, сместится к $T \sim 0.6 \times 10^3$ K при увеличенном содержании железа на 0.5 dex. Для остальных времен смещение

13

также составит фактор 1.5-2 по температуре. Уменьшение содержания железа на 0.5 dex приводит к заметному смещению распределения в область более высоких температур только для поздних времен. Существенных изменений в распределении горячего газа при изменении содержания железа не обнаруживается. По этим причинам мы не приводим графики для распределений массы газа при вариации содержания железа. Таким образом, при вариации содержания железа некоторые количественные отличия в распределении присутствуют: оболочка СН в случае увеличенного содержания железа оказывается холоднее, в этом случае пик в распределении температуры газа лежит около 100 К, в то время как для пониженного содержания железа пик находится около 300 К. Нельзя сказать, что это оказывается принципиальным для динамики остатка, но излучательная способность газа в рекомбинационных линиях водорода зависит, в том числе, от степени ионизации газа, а в интервале 100-300 К можно заметить существенное се изменение (рис.2), что, вероятно, скажется на эмиссионных характеристиках газа.

3.2. Эмиссия в линии На и дисперсия скоростей газа. Охлаждение газа в остатке СН приводит к увеличению светимости в рекомбинационных линиях водорода, в частности, На и Нβ. В горячем ($T \sim 10^6$ K) и разреженном пузыре число рекомбинации мало, но в охлаждающейся оболочке их количество растет. Поэтому интенсивность излучения рекобинирующего газа определяется эволюционным статусом оболочки, а уширение линии характеризуется распределяется эволюционным статусом оболочки, а уширение линии характеризуется распределяется скоростей газа вдоль луча зрения [14]. Вообще говоря, в изолированном остатке СН (не взаимодействующем с соседними остатками) дисперсия скоростей определяется скоростью расширения оболочки СН. Поэтому линамическую и тепловую эволюцию остатка СН можно проследить с помощью диаграмм "интенсивность - дисперсия скоростей", $I(H\alpha) - \sigma$.

На рис.4 представлена диаграмма $I(H\alpha) - \sigma$ для остатка СН, эволюционирующего в среде с концентрацией n=1, 3 и 10 см⁻³ для нескольких моментов времени. В молодом остатке СН, расширяющемся в оновом газе с n=1 см⁻³, дисперсия скоростей достигает высоких значений, $\sigma \sim 100 - 120$ км/с, что соответствует части оболочки, движущейся вдоль луча эрения. В простом сферическом приближении меньшая дисперсия соответствует областям оболочки, скорости которых составляют значительный угол с лучом зрения. На краю оболочки луч эрения пересекает только саму оболочку, поэтому газ с малой дисперсией скоростей имеет более высокую светимость в рекомбинационных линиях. По мере расширения остатка скорости газа уменьшаются, следовательно, падает и дисперсия скоростей. Например, в момент t=0.5 млн. лет дисперсия скоростей не превышает 50 км/с. Охлаждение оболочки приводит к росту плотности газа, поэтому интенсивность в линии Н α растет в 2-3 раза с $\sim 10^{-15}$ до $\sim 3 \times 10^{-15}$ эрг/(см² с угл. с). В



Рис.4. Диаграмма "интенсивность - дисперсия скоростей", $I(H\alpha) - \sigma$, для остатка СН, эволюционирующего в среде с солнечной металличностью и концентрацией n = 1 см (вверху), 3 см³ (по центру) и 10 см³ (внизу). Различные типы символов и градании серого цвета соответствуют возрасту остатка СН 0.15, 0.25, 0.5, 1 млн. лет (от светлосерого к черному). дальнейшем температура газа в оболочке достигает 100 - 200 К, при которой происходит заметное уменьшение концентрации электронов (рис.2) и интенсивность излучения газа в оболочке падает. Оболочка ко времени ~1 млн. лет становится довольно массивной и по этой причине начинает быстро тормозиться и разрушаться. Давление внугри горячего пузыря уже не достаточно для поддержания дальнейшего расширения. Дисперсия скоростей в остатке оказывается на уровне ~20 км/с.

Рост плотности фонового газа (см. нижние панели рис.4) приводит к пропорциональному увеличению интенсивности излучения в линии Н α и к более раннему началу ралиационной фазы. Интенсивность в среднем возрастает как n^2 . Так при вспышке СН в газе с плотностью 1 см⁻³ интенсивность излучения от молодого остатка СН (~0.15 - 0.25 млн. лет) составляет ~10⁻¹⁵ эрг/(см² с угл. с), а в газе с плотностью 10 см⁻³ она увеличивается почти до ~ 5×10⁻¹¹ эрг/(см² с угл. с). Более старые остатки излучают не так эффективно и при росте плотности фонового газа интенсивность быстро падает со временем, что, очевидно, связано с уменьшением времени охлаждения и быстрой рекомбинацией газа. Ранее начало радиационной фазы, как следствие, способствует уменьшению дисперсии скоростей газа для одного и того же момента времени. Например, к моменту времени 0.25 млн. лет дисперсия скоростей достигает 100-120 км/с при вспышке СН в газе с плотностью 1 см⁻³ (нижняя панель).



Рис.5. Диаграмма "интенсивность - дисперсия скоростей". $I(H\alpha) - \sigma$, для остатка CH, эволюционирующего в среде с концентрацией n = 1 см³ и металличностью [Z/H] = -1. Различные типы символов и градации серого цвета соответствуют возрасту остатка CH 0.15, 0.25, 0.5, 1 млн. лет (от светло-серого к черному).

Уменьшение металличности газа приводит к увеличению времени эволюции (например, [23]), таким образом, концентрация электронов в газе с температурой $T \le 10^4$ К падает значительнее с уменьшением температуры. Для примера можно сравнить эволюцию концентрации электронов в газе со значениями металличности [Z/H] = -1 и 0 на рис.2. Как следствие, в газе с температурой $T \le 10^4$ К и низкой металличностью падает излучательная способность в рекомбинационных линиях. На рис.5 показана диаграмма $I(H\alpha) - \sigma$ для остатка CH, эволюционирующего в среде с концентрацией n = 1 см³ и



I(Hα), эргсм⁻²с⁻¹угл. с²

Рис.6. Диаграмма "интенсивность - дисперсия скоростей", $I(H\alpha) - \sigma$, для остатка CH, эволюционирующего в среде с концентрацией n = 1 см³ и солнечным содержанием тяжелых элементов, кроме железа: верхняя панель соответствует уменьшенному на 0.5 dex содержанию Fe, относительно солнечного значения, нижняя - увеличенному на 0.5 dex. Различные типы символов и градации серого цвета соответствуют возрасту остатка CH 0.15, 0.25, 0.5, 1 млн. лет (от светло-серого к черному). металличностью [Z/H] = -1. Как и ожидалось, интенсивность меньше, чем в случае солнечной металличности (верхняя панель рис.4), и она падает быстрее с увеличением возраста остатка. Такое поведение интенсивности обусловлено в том числе и тем, что плотность в оболочке растет после начала радиационной фазы, которая в случае металличности [Z/H] = -1 наступает только к ~0.1 млн. лет, что примерно в 3 раза дольше, чем в газе с солнечной металличностью. Можно заметить, что и дисперсия скоростей газа ниже, чем для газа с солнечной металличностью. Это тоже связано с более поздним наступлением радиационной фазы в газе с низкой металличностью.

Вариации элементного состава газа способствуют изменению функции охлаждения и, следовательно, излучательной способности в рекомбинационных линиях. На рис.6 представлена диаграмма "интенсивность - дисперсия скоростей" для остатка CH. эволюционирующего в среде с концентрацией $n = 1 \text{ см}^{-3}$ и вариацией содержания железа относительно солнечного значения: верхняя панель соответствует уменьшенному на 0.5 dex содержанию Fe, нижняя увеличенному на 0.5 dex. Как было отмечено выше, увеличение темпа охлаждения газа ведет к ускорению эволюции газа и, таким образом, к задержке рекомбинации по отношению к тепловой эволюции, обусловленной более длинными временами рекомбинации по сравнению с временем охлаждения. Вообще, именно задержка рекомбинации ионов определяет отличие ионного состава эволюционирующего газа от равновесного случая (например, [30,22]). Она появляется благодаря более длинным временам рекомбинации ионов по сравнению с характерным временем охлаждения. Таким образом, при увеличении содержания железа растет степень ионизации газа при заданном значении температуры, что ясно видно на рис.2. По этой причине интенсивность излучения в линии На также повышается при большем значении содержания железа.

Излучательная способность газа в рекомбинационных линиях водорода серии Бальмера зависит от температуры газа различным образом: $\varepsilon \sim T^{\alpha}$, где $\alpha = 0.8$, 1 для линий Н α и Н β (например, [45]), и в этом случае бальмеровский декремент $I(H\alpha)/I(H\beta)$ может служить индикатором температуры газа. На рис.7 показано отношение интенсивностей в линиях Н α и Н β от дисперсии скоростей газа для остатка СН, эволюционирующего в среде с концентрацией n=1 см⁻¹ и солнечной металличностью. Различные типы символов и градации серого цвета соответствуют возрасту остатка СН 0.15, 0.25, 0.5, 1 млн. лет (от светло-серого к черному). Для удобства приведены вертикальные линии, соответствующие отношению $I(H\alpha)/I(H\beta)$ в газе с температурой 10^2 , 10^3 , 10^4 К (слева направо). Хорошо видно, что значение $I(H\alpha)/I(H\beta)$ в процессе эволюции остатка смещается в область меньших значений, т.е. низких температур, таким образом величина отношения интенсивностей для остатка СН заметно отличается от значений для зон ионизации HII. В последних характерная температура газа равна 10^4 К и $I(H\alpha)/I(H\beta) \sim 10^{0.45}$, следовательно, если величина отношения окажется заметно ниже $10^{0.3}$, то это соответствует низкотемпературному газу, не относящемуся к зонам ионизации, и можно с большой долей уверенности утверждать, что такой газ прошел через сильную ударную волну и затем охладился до $T \leq 10^3$ К.



Рис.7. Зависимость отношения интенсивностей в линиях На и Н β $I(H\alpha)/I(H\beta)$ от лисперсии скоростей газа, σ , для остатка СН, эволюционирующего в среде с концентрацией n = 1 см³ и солнечной металличностью. Различные типы символов и градации серого цвета соответствуют возрасту остатка СН 0.15, 0.25, 0.5, 1 млн лет (от светло-серого к черному). Вертикальные линии соответствуют логарифму отношения $I(H\alpha)/I(H\beta)$ в газе с температурой 10², 10³, 10⁴ К (слева направо).

4. Обсуждение. Вспышки СН - один из основных источников турбулентности в межзвездной среде [13]. Наблюдаемой характеристикой турбулентных движений является дисперсия скоростей газа, определяемая как стандартное отклонение гауссова профиля бальмеровских линий после учета инструментальных эффектов. Поэтому для интерпретации наблюдений областей звездообразования было предложено использовать соотношение между интенсивностью в линии На (то есть, поверхностную яркость в эмиссионной линии) и дисперсией скоростей, $I(H\alpha) - \sigma$ [14,15]. Эта методика успешно применяется для изучения звездообразования в карликовых галактиках [16,46,17,18]. Качественная интерпретация полученных в наблюдениях диаграмм основана на рассуждении, приведенном в работе [14], и кратко заключается в том, что области с высокой дисперсией скоростей и низкой поверхностной яркостью связывают с оболочками СН, а области с низкой дисперсией и высокой яркостью с зонами ионизации вокруг звезд и их скоплений. Первая попытка проверить эту интерпретацию в численных моделях была предпринята в работе [19], в которой были рассчитаны диаграммы $I(H\alpha)$ - σ для моделей множественных вспышек СН из [47] и исследовано влияние пространственного разрешения в наблюдениях на структуру диаграммы. В частности, была подтверждена связь областей с высокой дисперсией скоростей и низкой поверхностной яркостью с множественными оболочками СН. Однако более детальный анализ областей с низкой дисперсией и влияния на них неравновесных (эволюционных) эффектов показывает, что они большей частью могут относиться к остывающим оболочкам остатков сверхновых.

В этой связи проанализируем вклалы различных областей изолированной остывающей сверхновой на диаграмме I(Hα)-σ. Например, на рис.4 можно вилеть, что лисперсия скоростей газа и интенсивность излучения в линии На меняются в широком интервале, охватывающем области не только традиционно связанные с оболочками СН, но и с зонами НП. Это объясняется тем, что при вспышке СН в плотной среде оболочка за короткое время переходит на радиационную фазу и начинает интенсивно излучать в рекомбинационных линиях. Представим себе ансамбль невзаимодействующих СН, находящихся на разных эволюционных фазах, взорвавшихся в среде с разной плотностью. Пусть возраст сверхновых варьируется от 0.15 до 0.5 млн лет с шагом 0.05 млн. лет, для учета старых остатков добавлены данные для возраста 0.7 и 0.9 млн. лет. Весь ансамбль сверхновых разобьем на 3 популяции, соответствующие трем значениям окружающей плотности: n = 1, 3, 10 см³, таким образом, общее число СН в ансамбле составит 30 штук. Рис.8 показывает синтетическую диаграмму /(На)- о для ансамбля невзаимодействующих остатков СН, эволюционирующих в среде с солнечной металличностью. Хорошо заметно, что точки на этой диаграмме занимают область, близкую к треугольной форме, характерной для диаграмм, полученных в наблюдениях [18]. На верхней панели показана связь положения точек на диаграмме с возрастом остатка СН: видно, например, что области с высокой дисперсией соответствуют молодым остаткам, хотя остатки в газе низкой плотности $(n = 1 \text{ см}^3)$ показывают достаточно высокую дисперсию (вплоть до 60 км/с) и на стадиях около 1 млн. лет. Легко видеть также, что оболочки остатков СН могут вносить значительный вклад в низкоскоростные области с высокой яркостью $H\alpha$: в интервале $\sigma < 40$ км с⁻¹ и $I(H\alpha) > 10^{-14.5} - 10^{-13}$, и тем самым, мимикрировать присутствие областей НП. Этот вклад возникает вследствие того, что даже в холодных областях оболочек (T < 10³ K) из-за отставания рекомбинаций от охлаждения остается значительное количество электронов и ионизованного водорода. В принципе, разделить вклады остатков сверхновых и зон HII в H α -эмиссию в этой части диаграммы можно по отношению $I(H\alpha)/I(H\beta)$, которое, будучи слабозависящим от температуры $\propto T^{-\alpha}$, может все-таки заметно отличаться для остатков и зон HII при различии в температурах более чем на порядок, как это видно на нижней панели. При уменьшении металличности газа представленная картина сместится в область меньших значений интенсивности. Здесь уместно обратить внимание



I(Hα), эргсм⁻²с⁻¹угл.с⁻²

Рис.8. Синтетическая диаграмма "интенсивность – дисперсия скоростей", $I(\text{Ha}) - \sigma_{\perp}$ для ансамбля невзаимодействующих остатков CH, эволющионирующих в среде с солнечной металличностью и концентрацией n = 1, 3, 10 см³ На верхней панели градации серого цвета соответствуют различному возрасту остатка CH (в млн. лет), на нижней - логарифму отношения I(Ha)/I(HB). В зонах HII $\log_{10} I(\text{Ha})/I(\text{HB}) \sim 0.45$.

Е.О.ВАСИЛЬЕВ И ДР.

на то, что пространственное разрешение в численных расчетах, на основе которых получены эти диаграммы, неизмеримо выше, чем в наблюдениях, поэтому при огрублении (понижении) разрешения дисперсия скоростей может уменьшиться в тех случаях, когда физический размер наблюдаемой области оказывается меньше наблюдательного разрешения [19]. На наш взгляд, правильная интерпретация диаграммы $I(H\alpha) - \sigma$ областей звездообразования в других галактиках требует, как показано в настоящей работе, учета неравновесных тепловых и ионизационных эффектов в остатках сверхновых.

5. Заключение. Используя 3-мерные газодинамические модели эволюции остатка сверхновой, были исследованы дисперсия скоростей газа и его эмиссионные свойства в рекомбинационных линиях Hα, Hβ для широкого интервала значений плотности и нескольких значений металличности среды, в которою расширяется остаток. Изучено влияние вариаций содержания химических элементов, в частности, железа на тепловую и динамическую эволюцию остатка сверхновой. В результате найдено, что

- дисперсия скоростей газа в оболочке сверхновой достигает высоких значений: σ ~ 100 – 120 км/с, и со временем уменьшается; причем, на заданный момент времени в газе с почти одинаковой интенсивностью излучения дисперсия скоростей лежит в широком интервале значений: практически от нуля до максимальной;

- плотность и металличность фонового газа определяют интенсивность излучения в рекомбинационных линиях водорода: интенсивность в среднем возрастает как n^2 , например, при вспышке сверхновой в газе с солнечной металличностью и плотностью 1 см⁻³ интенсивность излучения от молодого остатка сверхновой (~0.15-0.25 млн. лет) составляет ~10⁻¹⁵ эрг/(см² с угл. с), а в газе с плотностью 10 см⁻³ она увеличивается почти до ~ 5×10⁻¹⁴ эрг/(см² с угл. с), в то время как уменьшение металличности приводит к уменьшению интенсивности, оссобенно это заметно для остатков сверхновых на поздней радиационной фазе;

- вариация содержания железа на уровне ±0.5 dex в газе с солнечными значениями для других элементов приводит к изменению тепловой структуры оболочки сверхновой и эмиссионных характеристик в рекомбинационных линиях водорода - различие на порядок величины содержания железа в газе с солнечным химическим составом соответствует изменению на порядок интенсивности излучения в линии Нα;

- отношение $I(H\alpha)/I(H\beta)$ может служить индикатором температуры газа и поэтому его можно использовать для более аккуратного выделения вкладов остатков сверхновых и зон HII на диаграммах $I(H\alpha)$ - о областей звездообразования.

Подробно рассмотрены изменения диаграммы "интенсивность - дисперсия

скоростей", $I(H\alpha) - \sigma$, в зависимости от времени, плотности, металличности. Показано, что дисперсия скоростей газа и интенсивность излучения в линии На меняются в широком интервале, охватывающем области, не только традиционно связанные с оболочками СН, но и с зонами ионизации. Это обстоятельство необходимо учитывать для правильной интерпретации наблюдений ярких областей звездообразования в других галактиках.

Авторы выражают благодарность Г.С.Бисноватому-Когану и Т.А.Лозинской за обсуждение результатов. Численные расчеты выполнены (Е.В.) при поддержке РНФ (14-50-00043). Работа частично (Ю.Ш.) выполнена в рамках грантов РФФИ (коды проектов 15-02-08293 и 15-52-45114_ИНД) и гранта Президента РФ по поддержке научных школ (код проекта НШ-4235.2014.2). Работа частично выполнена при поддержке Министерства образования и науки (проект 213.01-11/2014-5).

'Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

- ² Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия, e-mail: eugstar@mail.ru
- ¹ Физический институт им П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия, e-mail: yus@asc.rssi.ru

SUPERNOVA REMNANTS IN Hα AND Hβ LINES

E.O.VASILIEV¹², Yu.A.SHCHEKINOV³

Using three-dimensional simulations of a supernova remnant evolution we studied time-dependent emission characteristics in H α , H β recombination lines and the dispersion velocity of ionized gas. We investigated the influence of variations of chemical element abundances, in particular, the iron abundance, on thermal and dynamical evolution of a supernova remnant. We found that the gas velocity dispersion in the young supernova shell varies in a wide range: nearly from zero to ~100 - 120 km/s, and its maximum decreases with time. Variation of the iron abundance within ± 0.5 dex in a gas with the solar abundances of other elements results in hanging of thermal structure of the supernova shell and the corresponding change of H α emission intensity. The ratio of the recombination line intensities $I(H\alpha)/I(H\beta)$ is decreased with the remnant age, and can serve as a probe of the evolution status of the remnant and be used to presicely identify contributions from supernova remnants and H1I zones on the $I(H\alpha)-\sigma$ diagrams.

It is shown that the velocity dispersion and $H\alpha$ line intensity for supernova shells over the range, which is traditionally associated with HII zones, the fact should be accounted for correct interpretation of the observations of starforming regions in galaxies.

Key words: supernova: supernova remnants: interstellar medium: recombination lines: kinematics and dynamics of ionized gas: shock waves

ЛИТЕРАТУРА

- 1. D.Kunth, W.L.W.Sargent, Astrophys. J., 300, 496, 1986.
- 2. J. R.Roy, D.Kunth, Astron. Astrophys., 294, 432, 1995.
- 3. T.J.Satterfield, A.M.Katz, A.R.Sibley et al., Astron. J., 144, 27, 2012.
- 4. B.Edvardson et al., Astron. Astrophys., 275, 101, 1993.
- 5. R.E.Luck, V.V.Kovtyukh, S.M.Andrievsky, Astrophys. J., 132, 902, 2006.
- 6 E.A.Karitskaya, N.G.Bochkarev, V.V.Shimansky, G.A.Galazutdinov, ASP Conf. Ser. 445, 335, 2011.
- 7. N.G.Bochkarev, E.A.Karitskaya, V.V.Shimansky, G.A.Galazutdinov, Astron. Nachricht, 334, 835, 2013.
- 8. S.E. Woosley, T.A. Weaver, Astrophys. J. Suppl. Ser., 101, 181, 1995.
- 9 L.B. van den Hoek, M.A.T.Groenewegen, Astr. & Astrophys. Suppl., 123, 305, 1997.
- 10. K.Nomoto, C.Kobayashi, N.Tominaga, Ann. Rev. Astr. & Astrophys., 51, 457, 2013.
- 11 С.Бисноватой-Коган, Астрон. ж., 49, 453, 1972.
- 12 R.McCray, T.P.Snow Jr., Ann. Rev. Astr. & Astrophys., 17, 213, 1979.
- 13. B.G.Elmegreen, J.Scalo, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 42, 211, 2004.
- C. Mun oz-Tuñon, G. Tenorio-Tagle, H.O. Castaneda, R. Terlevich, Astron. J. 112, 1636, 1996.
- 15. H.Yang, Y-H.Chu, E.D.Skillman, R.Terlevich, Astron. J., 112, 146, 1996.
- 16 I.Martinez-Delgado, G.Tenorio-Tagle, C.Mun oz-Tun on et al., Astron. J., 133, 2892, 2007.
- 17 A.V.Moiseev, S.A.Pustilnik, A.Y.Kniazev, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 405, 2453, 2010.
- 18. A.V. Moiseev, T.A. Lozinskaya, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 423, 1831, 2012.
- 19. E.O. Vasiliev, A.V. Moiseev, Yu.A. Shchekinov, Balt. Astron., 24, 213, 2015.
- 20. E.F. Toro, Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics. A Practical Introduction, Springer, Berlin, 1997
- 21. Ch. Klingenberg, W. Schmidt, K. Waagan, J. Comp. Phys., 227, 12, 2007.
- 22. E.O. Vasiliev, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 414, 3145, 2011.
- 23. E.O. Vasiliev, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 431, 638, 2013.

- M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, in ASP Conf. Ser., 336, Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, ed. T.G. Barnes III & F.N. Bash (San Francisco: ASP), 25, 2005.
- 25. J.J.Drake, P.Testa, Nature, 436, 525, 2005.
- 26. Yu. I. Izotov, T.X. Thuan, Astrophys. J., 500, 188, 1998.
- 27. G.J.Ferland, K.T.Korista, D.A.Verner et al., Pac. Astron. Soc. Publ., 110, 761, 1998.
- 28. O.Gnat, A.Sternberg, Astrophys. J. Suppl. Ser., 168, 213, 2007
- 29. J.C. Raymond, D.P. Cox, B.W. Smith, Astrophys. J., 204, 290, 1976.
- 30. R.S.Sutherland, M.A.Dopita, Astrophys. J. Suppl. Ser., 88, 253, 1993.
- 31. A.Dalgarno, R.A.McCray, Ann. Rev. Astrophys. Astron., 10, 375, 1972.
- 32. D. Hollenbach, C.F. McKee, Astrophys. J., 342, 306, 1989.
- 33. K. Thornton, M. Gaudlitz, H.-Th. Janka, M. Steinmetz, Astrophys. J., 500, 95, 1998.
- 34. D.F. Cioffi, C.F. McKee, E. Bertschinger, Astrophys. J., 334, 252, 1988.
- 35. Ch.-Y. Wang, R.A. Chevalier, Astrophys. J., 549, 1119, 2001.
- В.В.Королев, Е.О.Васильев, И.Г.Коваленко, Ю.А.Шекинов, Астрон. ж., 92, 559, 2015.
- D.A.Badjin, S.I.Glazyrin, K.V.Manukovskiy, S.I.Blinnikov, Mon. Not. Roy Astron. Soc., 459, 2188, 2016.
- 38. E.O. Vasiliev, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 419, 3641, 2012.
- 39. M. de Avillez, M.M.Mac-Low, Astrophys. J., 581, 1047, 2002.
- 40. С.Ю.Дедиков, Ю.А.Щекинов, Астрон. ж., 81, 11, 2004.
- 41. Е.О.Васильев, С.Ю.Дедиков, Ю.А.Шекинов, Астрофиз. бюлл. 64, 333, 2009.
- 42. Е.О. Васильев, Ю.А. Щекинов, Астрон. ж., 93, 892. 2016.
- 43. D.P.Cox, Astrophys. J., 78, 159, 1972.
- 44. R.A. Chevalier, Astrophys. J., 188, 501, 1974.
- 45. С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер, Физика межзвездной среды, М., Наука, 1979.
- 46. V. Bordalo, H. Plana, E. Telles, Astrophys. J., 696, 1668, 2009.
- E.O.Vasiliev, B.B.Nath, Yu.A.Shchekinov, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 446, 1703, 2015.



АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

выпуск 1

ПОЛЯРИМЕТРИЯ НОВОЙ V339 Del

Д.Н.ШАХОВСКОЙ¹, К.А.АНТОНЮК^{1,2}, С.П.БЕЛАН¹ Поступила 13 июня 2016 Принята к печати 14 декабря 2016

В результате поляриметрических UBVRI наблюдений Новой V339 Del в период 5-108 дней после максимума вспышки 2013г. обнаружена переменность степени линейной поляризации с амплитудой около 0.2% Характер переменности параметров поляризации указывает на формирование в период до 30 дней посде максимума вспышки несферической рассеивающей оболочки, геометрия которой имеет скорее биполярный, чем дискообразный характер. На ранней небулярной стадии (30-100 дней после максимума) наблюдалась переменность позиционного угла собственной поляризации, что указывает на отклонение формы оболочки от осевой симметрии

Ключевые слова: звезды: Новые звезды: кривая блеска: поляризация

1. Введение. Новая N Del 2013 (V339 Del) была открыта 14 августа 2013г. [1], и достигла максимального блеска $V \sim 4^m$ 2 16 августа 2013г. Кривая блеска в полосе *R* по данным AAVSO приведена на рис.1. Кривая блеска типична для "быстрых" новых, однако имеет особенность в виде плато на 20-40 дней после максимума. Спектроскопические исследования [2,3] показывают, что до стадии плато основным источником видимого излучения



Рис. 1. Кривая блеска Новой V339 Del в полосе R по данным AAVSO. Горизонтальноя линией отмечен интервал поляримстрических наблюдений.

является оптически толстая в континууме оболочка, на плато значительный вклад принадлежит оптически тонкому газу. Стадия быстрого падения блеска после плато соответствует "ранней небулярной фазе" [3]. Анализ профилей спектральных линий на поздних стадиях указывает на довольно сложную, несферическую структуру оболочки, с тремя и более компонентами в профилях спектральных линий [3]. Поляриметрические наблюдения чувствительны именно к отклонениям формы оболочки от сферической симметрии и могут обеспечить дополнительные ограничения и независимые оценки для моделирования параметров оболочки по спектроскопическим данным.

2. Наблюдения. Поляриметрические наблюдения V339 Del проводились в интервале дат JD 2456526-2456629 (соответственно с 5 до 108 дней после максимума вспышки), отображенном горизонтальным отрезком на рис.1. Наблюдения проводились на 1.25-м телескопе A3T-11 в КрАО с помощью UBVRI фотометра-поляриметра. Данный прибор позволяет одновременно проводить фотоэлектрические и поляриметрические наблюдения в пяти полосах с эффективными длинами волн 0.36, 0.44, 0.53, 0.69 и 0.83 мкм. В поляриметре

Таблица Іа

JD		U		В		V		R		1
2456000+	P. %	σΡ	P, %	σP	P, %	σΡ	P. %	σP	P. %	σΡ
526.43	0.58	0 044	0.57	0.023	0 56	0.034	0.50	0.014	0.36	0.017
527 39	0 49	0.023	0.57	0.025	0.46	0.031	0.51	0.013	0.33	0.015
528.41	0.43	0.029	0.43	0.021	0.34	0.038	0.45	0.013	0.32	0.017
529 40	0.41	0.058	0.44	0.033	0.40	0.044	0.46	0.014	0.34	0.021
530.41	0.34	0.026	0.38	0.03	0.40	0.035	0.45	0.014	0.31	0.019
531 42	0.50	0.047	0.47	0.031	0.45	0.045	0.48	0.014	0.35	0.019
532.38	0.40	0.051	0.44	0.036	0.36	0.051	0.44	0.016	0.32	0.024
534.38	0.40	0.040	0.45	0.029	0.33	0.048	0.41	0.017	0.28	0.023
537.47	0.56	0.131	0.48	0.066	0.45	0.052	0.36	0.017	0.31	0.023
541.46	0.47	0.104	0.45	0.045	0.42	0.062	0.36	0.019	0.27	0.024
547_35	0.41	0.059	0.35	0.049	0.27	0.069	0.30	0.023	0.22	0.029
563.35	0.43	0.123	0.38	0.075	0.43	0.082	0.34	0.027	0.28	0.045
577.25	0.55	0.133	0.39	0.127	0.41	0.156	0.39	0.034	0.40	0.059
586.28	0 52	0.193	0.57	0.128	0.85	0.215	0.34	0.053	0.23	0.086
591.25	0.30	0.137	0.32	0.108	0.42	0.181	0.31	0.054	0.08	0.081
598.24	0.17	0 185	0.27	0.112	0.44	0.212	0.51	0.057	0.34	0.113
607 19	0.37	0.203	0.61	0.133	0.42	0.207	0.44	0.061	0.57	0.152
612.19	0.65	0.257	0 69	0.18	0.74	0.261	0.27	0.065	0.65	0.144
616.29	0.91	0.548	0.77	0.305	0.61	0 429	0.69	0.100	041	0.235
617.21	0.56	0.210	0.53	0.132	0.23	0.235	0.34	0.054	0.28	0.139
629.20	0.45	0.286	0.65	0.145	0.81	0.231	0.32	0.067	0.62	0.163

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ (СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ) V339 Del

ПОЛЯРИМЕТРИЯ НОВОЙ V339 Del

Таблица 16

ЛD	U		В		V		F	2	I	
2456000+	Θ, ο	σΘ	Θ, °	σΘ	Θ, °	σΘ	Θ, ο	σΘ	Θ, Ο	σΘ
526.43	51.6	2.1	49.6	1.1	50.9	1.7	50.1	0.8	49.6	1.3
527.39	48.2	1.3	46.7	1.2	47.1	1.9	49_1	0.7	49.6	1.3
528.41	48.4	1.9	48.2	1.3	47.5	3.0	50.2	0.8	48.0	1.5
529 40	46.7	3.9	51.8	2.0	49.2	3.1	50.5	0.8	49.4	1.7
530.41	45.2	2.1	46.7	2.2	48.0	2.4	47.8	0.8	49.4	1.7
531.42	40.1	2.6	47.4	1.8	48.2	2.7	50.5	0.8	54.8	1.5
532.38	43.4	3.5	50.1	2.2	41.2	3.9	50.4	1.0	50.4	2 .1
534.38	33.9	2.8	46.5	1.8	44.8	4.1	51.2	1.1	49.1	2.2
537.47	49.0	6.5	63.5	3.8	42.1	3.2	48.5	1.3	47 1	2.0
541.46	45.5	6.2	49.4	2.8	49.2	4.1	50.8	1.4	48.2	2.5
547.35	36.4	4.0	50.8	3.9	48.2	7.0	41.6	2.1	50.0	3.6
563.35	31.6	7.9	49.8	5.4	55.4	5.3	45.5	2.2	59,2	4.5
577.25	40.5	6.7	39.0	8.9	21	10	47.4	2.4	44 4	4.1
586.28	53	10	59.9	6.3	57 7	7.0	50.3	4.3	37.0	9.8
591.25	46	12	52.0	9.2	46	11	39.8	4.8	57	21
598.24	81	34	26	10	46	12	48 7	3.1	51.3	9.0
607 19	7	14	29.2	6.0	53	12	45.7	3.9	47.4	7.4
612.19	70	10	62.9	7.3	63.2	96	47.4	6.7	27.8	6.2
616.29	73	11	68	10	45.8	7.4	42.3	4.0	28	14
617.21	31	10	39.4	6.9	1	22	31.4	4.5	79	13
629.20	33	20	49.7	6.2	50.2	7.9	42.5	5.7	54.7	7.2

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ (ФАЗОВЫЙ УГОЛ) V339 Del

[4] используется пластина Савара как поляризационный анализатор; пятикомпонентная ахроматическая полуволновая фазовая пластинка, вращающаяся с шагом 22.5 градуса, установленная перед анализатором и механический модулятор, перебрасывающий поочередно, с частотой 25 Гц, обыкновенный и необыкновенный лучи анализатора на пять ФЭУ, с делением пучка на спектральные полосы с помощью дихроичных фильтров.

При обработке поляриметрических наблюдений учитывалась инструментальная поляризация, определявшаяся по наблюдениям стандартных звезд с малой и большой поляризацией, отдельно для каждого фильтра и усредняемая за 1-2 месяца. Точность ее определения была не хуже ~0.02% в полосах RI и ~0.04% в полосах *UBV*. Для каждой ночи наблюдений вычислялись средние значения нормализованных параметров Стокса Px = U/I, Py = Q/I, и их среднеквалратичные ошибки. Степень линейной поляризации и позиционный угол, представленные в табл.1, вычислялись из усредненных нормализованных параметров Стокса.

Для анализа переменности поляризации более подходящими, чем степень



Рис 2. Переменность нормализованных параметров Стокса в полосах UBVRI

поляризации являются параметры Рх. Ру, поскольку наличие постоянного межзвездного компонента поляризации сказывается на них только как сдвиг нуль-пункта. Переменность этих параметров со временем представлена на рис.2.

3. Оценка степени и позиционного угла собственной поляризации. Как видно из рис.2, переменность, значительно превышающая ошибки наблюдений, наблюдается только в полосах *RI* и только у параметра Ру. Амплитуда этого спада Ру, наблюдавшегося на начальном этале вспышки, до 30 дней после максимума, составляет примерно 0.2%. Она может служить лишь оценкой снизу для степени собственной поляризации, поскольку значение межзвездной поляризации неизвестно. Более того, неизвестно какое из экстремальных значений Ру соответствует максимуму и минимуму собственной поляризации. Исследование межзвездной поляризации по звездам окрестности, скорее всего, не намного улучшило бы ситуацию, поскольку такое исследование, как правило, не позволяет оценить межзвездную поляризацию с точностью более чем 0.2%.

Существуют методы определения межзвездного (или любого постоянного) компонента наблюдаемой поляризации с большей точностью, основанные на моделях переменного компонента. Они применимы, если удается обнаружить некоторые ограничения для него, например, если и позиционный угол переменного компонента и его спектральная зависимость постоянны. Анализ графиков на рис.3 и 4 дает основания считать такие условия выполняющимися для начального этапа вспышки, где наблюдался спад параметра Ру. Корреляция параметра Ру в полосах *R* и *I* (рис.4) указывает на постоянство волновой зависимости переменного компонента. Наблюдения в этом интервале на плоскости параметров Стокса ложатся на прямую линию (рис.3), что указывает на постоянство



Рис.3. Данные наблюдений в полосе *R* на плоскости нормализованных параметров Стокса Рх, Ру. Кружки - наблюдения после JD 2456563.





позиционного угла переменного компонента.

Однако на тех же рисунках видно, что соответствующие регрессионные прямые, к которым тяготеют наблюдаемые точки данных, проходят через, или очень близко к началу координат. То есть "показатель цвета" переменного компонента равен показателю постоянного компонента, а их позиционные углы либо совпадают, либо отличаются на 90°. Это делает использование модели переменного компонента невозможным. Согласованным с моделью оказывается любое положение параметров постоянного компонента на соответствующих линиях регрессии. Однако для дальнейших соображений о геометрии и ориентации оболочки важным является ограничение угла между плоскостями межзвездной и собственной поляризацией выбором между 0° и 90°.

Не противоречит такой картине переменности также возможность пренебрежимо малой межзвездной поляризации, но ее можно отбросить, исходя из значительного межзвездного покраснения E(B - V) = 0.18, определенного по спектрофотометрии [3,5], которое статистически соответствует межзвездной поляризации около 1.5% [6].

4. Предполагаемая геометрия и ориентация оболочки. Предположив совпадение позиционных углов межзвездного и переменного компонентов, необходимо считать максимумом собственной поляризации начальный момент наблюдений (5 дней после максимума блеска), а минимумом - момент, соответствующий стадии плато (30 дней после максимума блеска). Это противоречит известным из спектроскопии характеристикам оболочки Новой. Действительно, любые механизмы рассеяния обеспечивают деполяризацию при многократном рассеянии в оптически толстой оболочке, наблюдающейся вблизи максимума вспышки. Напротив, наблюдающееся на стадии плато сочетание оптически толстого источника континуума и ионизованной оболочки, излучающей в линиях, обеспечивает максимально благоприятные условия для однократного рассеяния на свободных электронах в оболочке и, следовательно - для максимума наблюдаемой поляризации. Таким образом, более вероятным вариантом следует признать ортогональность межзвездного и собственного компонентов наблюдаемой поляризации.

Такая взаимная ориентация оболочки Новой и галактического магнитного поля вряд ли является случайной. Новые являются сравнительно молодыми объектами, с большой вероятностью формировавшимися при современном направлении магнитного поля и с предпочтительной ориентацией оси вращения вдоль поля. В таком случае ортогональность поляризации при рассеянии в оболочке и межзвездной поляризации обеспечивается при биполярной геометрии оболочки, а совпадение плоскостей межзвездной и собственной поляризации - при дисковой геометрии.

Таким образом, доминирующей структурой в оболочке на стадии плато, где наблюдается максимум поляризации, видимо, являются полярные полости, что вполне соответствует выводам спектроскопических исследований [2,3]

5. Возможные отклонения от осевой симметрии. При рассеянии осесимметричной оболочкой, с изменением ее формы и других параметров позиционный угол результирующей поляризации может либо оставаться постоянным, либо скачкообразно поворачиваться на 90°. В плоскости параметров Стокса наблюдаемые параметры поляризации остаются на одной



Рис.5 Переменность нормализованного параметра Стокса Рх в полосе U на начальном этале затухания вспышки динии. Это действительно имеет место для полос IR на начальном этапе затухания вспышки (рис.4).

В случае наших данных, поскольку такая линия для этого периода вертикальна (рис.3), любая значимая переменность параметра Рх является признаком отклонения от осевой симметрии. В полосе R после JD 2456547 (21 день после максимума блеска) заметно значимое увеличение Рх: все наблюдения, полученные позже, лежат справа от вертикальной линии, образованной точками наблюдений на раннем этапе развития вспышки. Смещение среднего этой группы точек составляет 0.09 \pm 0.02%, и не обнаруживается для остальных полос, где ошибки наблюдений в несколько раз превышают ошибки в полосе R.

Друтой значимый эпизод переменности Рх наблюдался в полосе U в самом начале периода наблюдений, до JD 2456535 или до 14-го дня после максимума блеска (рис.5). В данном случае отсутствие такого эффекта в других полосах не может быть следствием ошибок наблюлений. Возможной интерпретацией этого эффекта является наличие "горячих пятен" на поверхности оптически толстой оболочки, существующей на этой стадии, с механизмом образования поляризации аналогичным используемому в моделях для запятненных звезд [7].

6. Заключение В целом картина эволюции новой V339 Del по данным поляризационных наблюдений такова:

На ранней стадии спада блеска, до 25 дней после максимума, происходил рост собственной поляризации, связанный с уменьшением оптической толщи биполярной, осесимметричной оболочки. В начале этого периода есть основания предполагать наличие несимметричных "горячих пятен" в фотосфере оптически толстой оболочки. Максимальная собственная поляризация составляет не менее 0.2% и наблюдалась на стадии фотометрического плато.

После фазы плато и до 100 дней после максимума существенных изменений свойств рассеивающей оболочки не происходило, однако наблюдались признаки отклонения ее геометрии от осевой симметрии.

Авторы выражают благодарность наблюдателям, участвовавшим в создании всемирной базы данных AAVSO, за использование их наблюдений. Данная работа, в части анализа наблюдательных данных, выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-50-00043, направление "Экзопланеты") и при поддержке фонда РФФИ (грант 15-02-06178).

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым

² Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия, e-mail: kirillantoniuk@gmail.com

поляриметрия новой V339 Del POLARIMETRY OF THE NOVA V339 Del

D.N.SHAKHOVSKOY, K.A.ANTONYUK, S.P. BELAN

In course of our UBVRI polarimetric observations of the Nova V339 Del, during 5-108 days after the outburst maximum, we observed variability of linear polarization with amplitude of about 0.2%. The pattern of polarization parameters variation is consistent with the formation of a non-spherical scattering shell in 30 days after the maximum. The shell is more likely to be bipolar than disklike. During early nebular stage (30-100 days after the maximum) the PA of intrinsic polarization changes, indicating shell's geometry deviating from axial symmetry.

Key words: stars: Nova stars: luminosity curve: polarization

ЛИТЕРАТУРА

1. E.O. Waagen, AAVSO Alert Notice, 489, 2013.

2. A.Skopal, H.Drechsel, T.Tarasova et al., Astron. Astrophys., 569, 112, 2014.

3. T.H. Tapacosa, A. Ckonan, TIAX, 42, 13, 2016, (Astron. Lett. 42, 10, 2016).

4. V. Piirola, Observ. Astrophys. Labor. Univ. Helsinki Rept., 6, 151, 1984.

5. T. Tomov, K.Ilkiewicz, E.Swierczynski et al., ATel, 5288, 2013.

6. С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер, Физика межзвездной среды, М., Наука, 1979.

7. J. Huovelin, S. H. Saar, Astrophys. J., 374, 319, 1991.

.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

ВЫПУСК 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХ МАГНИТНЫХ КАТАКЛИЗМИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ SDSS J215427+155713 И SDSS J032855+052254

Ю.В.БАБИНА, Е.П. ПАВЛЕНКО, О.И.АНТОНЮК Поступила 13 октября 2016 Принята к печати 14 декабря 2014

В данной работе представлены результаты анализа впервые полученных длинных фотомстрических рядов наблюдений двух малоизученных поляров SDSS J032855+052254 и SDSS J215427+155713 (далее - SDSS J0328 и SDSS J2154) в Крымской астрофизической обсерватории и в обсерватории Терскол в интегральном свете и в полосах *BVRc* По результатам уточнены их орбитальные периоды в впервые определены орбитальные эфемериды. Показано, что у SDSS J0328 наблюдалась двухполюсная аккрешия По высокоточным наблюдениям с разрешением 15 с были зарегистрированы колебания блеска с характерным временем около 4 мин и амплитудой, достигавшей 0^{то}. Для SDSS J2154 по показателям цвета сделан вывод о том, что на протяжении орбитального цикла в изменение блеска системы вносят вклад несколько источников, максимум излучения которых приходится на разные диапазоны спектра.

Ключевые слова: аккреция: поляры: катаклизмические переменные: SDSS J032855+052254; SDSS J215427+155713

1. Введение. Поляры - это такие системы, которые состоят из маломассивной звезды - спутника позднего спектрального класса, заполняющего свою полость Роша, вследствие чего через внутреннюю точку Лагранжа происходит перенос плазмы на компактную звезду - белый карлик с магнитным полем порядка 10'-10' Гс [1]. Вещество из аккреционной струи, попадая в область действия магнитного поля, начинает двигаться вдоль силовых линий и выпалает в область магнитных полюсов. Поскольку у поляров нет аккреционных лисков из-за того, что магнитное поле не допускает их образование, такие объекты не показывают вспышек типа карликовых новых, которые вызваны нестабильностью в аккреционном диске. Вместо этого поляры могут демонстрировать два состояния яркости с непредсказуемым переходом из одного состояния в другое. Предполагается, что изменение состояний яркости вызывается изменением темпа потери вещества красным карликом и, как следствие, изменением темпа аккреции. Поэтому высокие и низкие состояния поляров понимаются как высокие и низкие состояния аккреции. Нельзя исключить, что в процессе эволюции поляр может претерпеть вспышку типа классической новой, как это продемонстрировала Новая Лебедя 1975 - V1500 Суд, впоследствии оказавшаяся поляром [2,3].

SDSS J0328 и SDSS J2154 - малоизученные поляры, для которых известны из литературы только эпизодические наблюдения. Поэтому основной целью данной работы было получение фотометрических рядов наблюдений, уточнение орбитального периода и характера аккреции для каждого объекта, спустя несколько лет с момента последних наблюдений.

В статье приводятся впервые полученные длинные фотометрические ряды данных, описывается характер аккреции, уточнена величина орбитального периода для двух магнитных катаклизмических систем SDSS J032855+052254 [4] и SDSS J215427+155713[5].

2. SDSS J032855+052254. SDSS J032855+052254 впервые была определена как магнитная катаклизмическая переменная Шкоди и др. [4]. Ими же были приведены единственные спектрополяриметрические и фотометрические наблюдения объекта и результаты их обработки. Показано, что крутовая поляризация SDSS J0328 имеет величину +0.48% и за 2 часа изменяется с амплитудой 2.5%. По спектру этого объекта была определена величина магнитного поля, которая составляет 33 ± 5 МГ. По эмиссионной линии Н α был найден период 120 ± 9 мин (0.0833 ± 0.0063 сут.). В этой же работе по полученным данным авторы сделали вывод, что система имеет два активных полюса, но аккрепия у SDSS J0328 идет преимущественно на один полюс.

2.1. Наблюдения. В данной работе используются результаты фотометрических ПЗС-наблюдений SDSS J0328, полученные в декабре 2008г. и январе 2009г. Наблюдения проводились в обсерватории Пик Терскол на 60-см телескопе с помощью ПЗС PixelVision и в Крымской астрофизической обсерватории в первичном фокусе 2.6-м телескопа ЗТШ с помощью ПЗС FLI 1001E. Все наблюдения были выполнены в интегральном свете. В обработке

Таблица 1

JD 2400000+	Телескоп	Количество наблюдений	Интервал наблюдений ΔT^h		
54807	60-см	163	5.3		
54814	60-см	152	8.18		
54816	60-см	151	5.75		
54818	60-см	217	7 14		
54820	60-см	210	6.84		
54821	60-см	178	6.18		
54853	2.6-м	495	3.12		

СВОДКА ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ SDSS J0328
ИССЛЕДОВАНИЯ КАТАКЛИЗМИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ 39

использовались результаты 7 ночей, включающих 1566 оценок блеска (табл.1). Обработка изображений проводилась методом апертурной фотометрии по программе MaxIM DL. Точность одного измерения блеска колебалась от 0^m.02-0^m.04 в максимуме блеска до 0^m.05 в минимуме. На рис.1 приведена область SDSS J0328 с обозначениями исследуемой звезды и звезд сравнения.



Рис. 1 Карта окрестности поляра SDSS J0328 (север наверху). Обозначено положение объекта исследований и звезд сравнения

2.2. Кривые блеска. По всем 7 ночам наблюдений были построены кривые блеска, которые приведены на рис.2. По осям даны гелиоцентрическая Юлианская дата и относительная звездная величина, полученная относительно двух звезд сравнения, которые приведены на рис.1. Согласно каталогу USNO A2.0 звездная величина звезд сравнения refl ref2 составила $Rc = 15^{m}.0$ и $Rc = 16^{m}.7$, соответственно.

Интервал наблюдений во все ночи превышает орбитальный период (см. рис.2). Форма кривой блеска незначительно меняется от цикла к циклу, но от ночи к ночи изменения более заметны. В течение одного цикла кривая блеска состоит из основного горба большей амплитуды в среднем 0^m .75, длительность которого равна половине орбитального периода (яркая фаза) и малого горба с амплитудой от 0^m .3 до 0^m I (слабая фаза). За время наблюдений средний блеск системы относительно звезд сравнения изменялся от 1^m 6 до 1^m .8.

В ряде ночей основной горб сильно изрезан квазипериодическими колебаниями. Масштаб этих колебаний хорошо виден в ночъ JD 2454853 по высокоточным наблюдениям на ЗТШ с временным разрешением 15 с (см. рис.2). Амплитуда колебаний достигала 0^{тв}.5 за время 4 мин. Такие же



Относительная звездная величина

Рис.2. Кривые блеска SDSS J0328 для каждой ночи.

короткопериодические высокоамплитудные колебания отмечались еще у другого поляра - BY Cam [6]. Профиль основного горба на кривой блеска в основном характеризуется медленным подъемом и более быстрым падением блеска.

2.3. Периодограммный анализ. Для всего массива данных (7 ночей) был проведен периодограммный анализ. Поиск периодов проводился с помощью программы ISDA [7] не параметрическим методом Стеллингверфа. На рис.3 представлена периодограмма, полученная по всем данным в диалазоне периодов от 0.12 сут. до 0.02 сут. Наиболее значимый период получился равным 0.084771 ± 0.000025 сут. Он совпадает с орбитальным периодом системы, найденным ранее Шкоди и др. [4] (далее - P_{orb}), однако точность его определения на два порядка выше.



Рис.3. Периодограмма по всем данным наблюдений SDSS J0328.

Помимо доминирующей частоты, можно отметить еще несколько пиков, соответствующих P = 0.02825 и $P_2 = 0.05651$ сут., связанных с орбитальным периодом: $P_1 = 1/3P_{-10}$ и $P_2 = 2/3P_{-10}$.

На рис.4 приведены периодограммы, построенные для каждой ночи отдельно. Из рисунка видно, что орбитальный период и периоды P_1 и P_2 присутствуют каждую ночь.

По всем данным была сделана свертка с орбитальным периодом, т.е. получена средняя кривая, которая представлена на рис.5. Видно, что в течение орбитального периода наблюдаем один основной горб и один маленький горб. Отметим, что возрастанию блеска основного горба предцествует минимум. наиболее глубокий на кривой блеска. Основной горб длится половину

Ю.В БАБИНА И ДР

орбитального периода и, вероятнее всего, отвечает за основную аккреционную область, куда идет преобладающая часть аккреционного потока. Его амплитуда в среднем в три раза больше амплитуды второго меньшего горба. Основной горб имеет несимметричную форму, увеличение блеска происходит более плавно, чем падение. В течение второй половины периода наблюдается меньший по амплитуде горб, отвечающий за вторую аккреционную область.



Рис. 4. Периодограммы, построенные для каждой ночи наблюдений SDSS J0328 отдельно, линией обозначен уровень 3 от.



Рис.5. Свертка всех данных SDSS J0328 с орбятальным периодом, построенная согласно эфемериде [1].

42

ИССЛЕДОВАНИЯ КАТАКЛИЗМИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ 43

На основании полученных данных и, используя уточненную величину орбитального периода, мы получили эфемериду для более глубокого минимума, который хорошо виден на рис. 5:

$$JD_{het}(min) = 2454807, 3268 + 0.084771E,$$
(1)

где Е - номер цикла.

2.4. Выводы. На основании полученных данных удалось сушественно уточнить орбитальный период = 0.0847709 ± 0.0000254 сут. и получить эфемериду для более глубокого минимума. Фазовые диаграммы показывают, что, вероятно, у системы есть основная аккреционная область, куда идет большая часть аккреции, эта область видна в виде основного горба, длящегося половину орбитального периода. В течение второй половины периода наблюдается меньший горб с амплитудой в три раза меньше основного.

3. SDSS J215427+155713 (далее - SDSS J2154). 4 июня 2013г., согласно vsnet-alert [8], появилось сообщение о вспышке CRTS (Catalina Real-Time Transient Survey) [9] катаклизмической переменной SDSS J2154, достигшей 17^{т.}5. Кривая блеска показывала одиночный горб с периодом 96.9 мин. Четырьмя месяцами позже, как стало ясно из наблюдений Шкоди и др. [5], кривая блеска имела аналогичный вид с единственным горбом большой амплитуды (1.5 mag). По мнению Шкоди, полученные результаты характерны для магнитной катаклизмической переменной, т.е. поляра. Из спектральных наблюдений был определен период 96.9 мин. (0.067292 сут.), совпавший с фотометрическим. В октябре 2009г. по SDSS фотометрии, проведенной в течение одной ночи, наблюдения показывали меньший блеск (g = 18.65) и голубой цвет (u - g = 0.10, g - r = 0.02), что не согласуется с данными наблюдений других полядов, имсющих максимальную амплитуду в красной области спектра. Однако Шкоди и др. предположили, что система во время наблюдений находилась в низком состоянии яркости, похожем на низкое состояние у ЕГ Еп, когда белый карлик доминировал в оптике [10].

Для выявления поведения объекта, спустя 5 лет, мы провели многоцветную фотометрию, охватившую два с половиной месяца в 2014г В статье приводятся результаты многоцветной фотометрии *BVRc* и фотометрии в интегральном свете.

3.1. Наблюдения. Фотометрические наблюдения поляра SDSS J2154 были получены в Крымской астрофизической обсерватории на телескопе K-380 (38 см) и на телескопе ЗТШ (2.6-м) с помошью ПЗС Ародее Alta E47 с июля по октябрь 2014г. На протяжении 7 ночей наблюдения проводились в интегральном свете, и в течение одной ночи в полосах *BVRc* фотометрической системы Джонсона-Кузинса. Обработка проводилась по результатам наблюдений

Таблица 2

JD 2400000+	Телескоп	Количество наблюдений	Интервал наблюдений ΔT^{*}
56871.37	38 -см	29	4.3
56889.33	38 -см	29	4.1
56891.45	2.6 -м	63	3.1
56899.38	38 -см	64	4.5
56902.40	38-см	30	4.3
56917.23	38 -см	33	5.0
56930.29	38 -см	38	6.2
56951.18	38 -см	24	3.6

СВОДКА ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ SDSS J2154

в течение 8 ночей, включающих 35 часов чистого времени. Общая сводка данных приведена в табл.2. Обработка изображений проводилась методом апертурной фотометрии по программе MaxIM DL. Для наблюдений, полученных на 38-см телескопе, ошибка одной оценки в максимуме блеска составила 0.06 звездных величин, а в минимуме блеска 0.15 звездных величин. Для наблюдений, полученных на 2.6-м телескопе, ошибка одной оценки блеска в наблюдаемых нами фотометрических полосах составила в $B - 0^{m}.06$, в $V - 0^{m}.05$, в $Rc - 0^{m}.015$.

На рис.6 приведена область SDSS J2154 с обозначениями поляра и звезд сравнения. Для калибровки шкалы звездных величин мы использовали данные из каталога UCAC4: $R_1 - 16^m \cdot 12$, $V_1 - 16^m \cdot 362$, $B_1 - 17^m \cdot 01$ и $R_2 - 17^m \cdot 93$, $V_2 - 18^m \cdot 14$, $B_2 - 18^m \cdot 77$. Поскольку максимум чувствительности матрицы



Рис.6. Карта окрестности поляра SDSS J2154 Обозначено положение объекта исследований и звезд сравнения. близок к эффективной длине волны полосы *Rc*, мы приписываем наблюдениям, выполненным без фильтра, нуль-пункт шкалы *Rc*.

3.2. Кривые блеска. На рис.7 изображены кривые блеска для 8 ночей, где по осям даны гелиоцентрическая Юлианская дата и звездная величина.

На кривых блеска видим фотометрическое поведение системы в течение двух или трех орбитальных циклов для каждой ночи. В течение одного орбитального цикла кривая блеска имеет одногорбый вид, т.е. за время одного орбитального цикла мы видим одну аккреционную область. Амплитуда этого горба в среднем составляет 2^m.0. На кривой блеска в ночь JD 56951 заметно изменение глубины минимума на 1^m.0.



Рис.7. Кривые блеска SDSS J2154 для каждой ночи наблюдений

За время наблюдений средний блеск системы в интегральном свете изменялся от 16^т.7 в максимуме до 19^т.7 в минимуме, что, согласно данным [5] указывает на низкое аккреционное состояние поляра во время наших наблюдений.

3.3. Периодограммный анализ. По 8 ночам наблюдений была построена

Ю В БАБИНА И ДР.

периодограмма в диапазоне периодов от 0.06 сут. до 0.08 сут. Обработка велась с помощью программы ISDA [7] непараметрическим методом Стеллинтверфа. Результат представлен на рис.8. Основной период получился равным 0.0672975 ± 0.0000028 сут. Он совпадает с орбитальным периодом системы, найденным ранее Шкоди и др. [5], однако получен с большей точностью, что позволило нам найти следующую эфемериду:

$$ID_{1}(min) = 2456871.4113 + 0.067297E$$
, (2)

где Е - номер цикла, JD₀ - значение первого минимума в первую ночь наблюдений, найденное методом касательных.

Используя найденную эфемериду и орбитальный период, мы построили свертку по всем данным, представленную на рис.8.



Рис.8. Слева - периодограмма по всем данным SDSS J2154, справа - свертка всех данных, построенная согласно эфемериде [2].

3.4. Многоцветная фотометрия. Многоцветная BVRc фотометрия была получена 21 августа 2014г. на 2.6-м телескопе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории. Фазовые кривые блеска строились по найденной нами эфемериде [2]. Они приведены на рис.9.

Кривые показывают одногорбый вид за орбитальный период несимметричной формы. В противоположность предыдущему поляру, возрастание блеска происходит немного быстрее, чем падение. Амплитуда в полосе B и Rc составляет 2^m, а в полосе $V - 1^m$.6. Форма фазовых кривых блеска в Bи V полосе похожа. В полосе Rc кривая блеска отличается продолжительным максимумом. Ошибки единичной оценки блеска в разных полосах составили: для $B - 0^m.06$, $V - 0^m.05$, $Rc - 0^m.015$. Заметим, что это внутренняя точность. Сами же величины показателей цвета могут быть несколько сдвинуты относительно истинных показателей в системе BVRc из-за возможного систематического несовпадения звездных величин звезд сравнения в каталоге UCAC с истинными величинами в системе *BVR*_C. Поэтому в данной работе имеет смысл рассматривать изменения показателей цвета, а не их величины.



Рис.9. Фазовые кривые блеска поляра SDSS J2154 в системе BVRc

На рис.10 приведены фазовая кривая в полосе V и зависимость показателей цвета B - V. и V - Rc от фазы орбитального периода

В полосе V активность поляра представлена одногорбой кривой несимметричной формы, с плавным и продолжительным минимумом блеска. Показатели цвета не повторяют форму кривой блеска в полосе V. На фазе 0.1 орбитального периода показатель цвета $B \cdot V$ (по усредненной кривой) показывает минимум (система красная), который совпадает с минимумом блеска на фазовой кривой в полосе V, а по отношению к показателю цвета $V \cdot Rc$ приходится на его максимум (система голубая). Дальше показатель цвета $B \cdot V$ увеличивается и с небольшими колебаниями длится до конца орбитального цикла. Противоположная каргина видна на графике изменения показателя цвета $V \cdot Rc$ от фазы орбитального периода. За орбитальный цикл кривая изменения цвета $V \cdot Rc$ показывает два горба, каждый из которых длится пол орбитального периода. Два острых минимума приходятся на полъем и на спад блеска в полосе V. Первый горб на кривой изменения цвета совпадает с максимальным блеском в полосе V. Этот горб имеет амплитуду 0^т.4 и продолжительный плоский максимум. Максимум второго горба приходится на минимум блеска системы

Ю В.БАБИНА И ДР

в полосе V Амплитуда этого горба 0^т.7. По изменениям показателей цвета *B* - *V* и *V* - *Rc* видно, что в минимуме блеска система становится более голубой во всех полосах, но несинхронно: максимум кривой *B* - *V* наступает немного раньше, чем макисмум *V* - *Rc*. Рассмотренные цветовые особенности указывают на то, что вклад в излучение системы в течение орбитального шикла вносит несколько источников, максимумы излучения которых приходятся на разные диапазоны спектра.

У поляра EF Eri, на который похож наш исследуемый поляр SDSS J2154 [5], вклад в общий блеск системы вносят два источника: это аккреционная колонна и горячая приполярная шапка. Бюерманн и др. [11] по смоделированному оптическому спектру показали, что температура горячей шапки, занимающая 6% на поверхности белого карлика, составляет 15000 К при температуре поверхности белого карлика 9500 К. Ультрафиолетовые исследования EF Eri в низком состоянии, описанные в статье Шкоди и др. [12], согласуются



Рис.10. (Сверху вниз) Изменения блеска SDSS J2154 в V от фазы орбитального периода Изменения показателей цвета поляра В - V и V - Rc от фаз орбитального периода Черными кружками на средней панели показаны средние значения показателя цвета В - V.

ИССЛЕДОВАНИЯ КАТАКЛИЗМИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ 49

с результатами, полученными при анализе оптического спектра, а общая плошадь горячей шапки занимает около 22%, и наиболее нагретая часть полностью совпадает с основной аккреционной областью, которая у поляров приходится на магнитные полюса. Эти результаты совпадают с расчетами Зеемановской томографии в низком состоянии яркости системы EF Eri [13]. В статье Швоуп и др. [14], рассчитанные величины температуры горячей полярной шапки несколько выше, а УФ исследования показывают, что температура горячей шапки на поверхности белого карлика может быть 30000-70000 К в низком состоянии яркости у поляров.

Исходя из этого, можно предположить, что у нашего поляра, помимо аккреционной колонны, которая вносит вклад в более красную область спектра, присутствует еще один источник излучения - горячая шапка на поверхности белого карлика. Ее центральная, более нагретая часть, совпадает с аккреционной областью, вносит вклад в максимум блеска системы, и является единственным источником, который вносит вклад в минимум блеска системы. Этот вывод согласуется с результатом, полученным Шкоди и др. [5].

3.5. Заключение. По фотометрическим наблюдениям поляра SDSS J2154 существенно уточнен орбитальный период $P_{\omega \sigma} = 0.0672975 \pm 0.0000028$ суток и определена эфемерида для глубокого минимума. Мы показали характер изменения блеска и показателей цвета системы в течение орбитального цикла. Анализируя данные, мы предположили, что у исследуемого поляра SDSS J2154 вклад в изменения блеска системы в течение орбитального цикла вносят несколько источников, максимумы излучения которых приходятся на разные диапазоны спектра. Этот вывод согласуется с независимыми исследованиями других авторов.

Ю.В.Бабина выражает благодарность М.А.Андрееву за предоставленную возможность наблюдений в обсерватории Пик Терскол на 60-см телескопе.

ФГБУН "КрАО РАН", Научный, Республика Крым, Россия, e-mail: juliaradyga@mail.ru

ю в бабина и др

PHOTOMETRIC STUDY OF TWO MAGNETIC CATACLYSMIC VARIABLES SDSS J215427+155713 AND SDSS J032855+052254

Ju.V BABINA, E P PAVLENKO, O.I.ANTONYUK

We present first long photometric rows in integral light and in *BVRc* bands for two poorly studied polars, SDSS J032855+052254 and SDSS J215427+155713 (further SDSS J0328 and SDSS J2154), obtained at the Crimean astrophysical observatory and the Terskol observatory. We refine the orbital periods and present for the first time an orbital ephemerides. During our observations SDSS J0328 showed two pole accretion. Using color indexes of SDSS J2154 we we concluded that the brightness variation of the system during orbital cycles is due to the emission of several sources with radiation maxima located differently in the spectrum.

Key words: accretion: polars: cataclysmic variables: SDSS J032855+052254; SDSS J215427+155713

ЛИТЕРАТУРА

- 1 B Warner. Cataclysmic Variable Stars, Cambridge University Press, 1995.
- 2. G.D.Schmidt, H.S.Stockman, Astrophys. J. 371, 749, 1991.
- 3. Е.П.Павленко, Я.Пельт, Астрофизика, 34, 169, 1991, (Astrophysics, 34, 168, 1991).
- 4 P.Szkody, A.Henden, L.Mannikko et al., Astron. J., 134, 185, 2007.
- 5 P.Szkody, M.E.Everett, S.B. Howell et al., Astron. J., 148, 63, 2014.
- 6. M.Andreev, 17th European white dwarf workshop ASP Conf. Ser., 1273, 317, 2010.
- 7 J. Pelt, Irregularity Spaced Data Analysis, User Manual Helsinki, 1992.
- 8. T. Kato, vsnet-alert, 15803, 2013a.
- 9. A.J. Drake, S.G. Djorgovski, A.A. Mahabal et al., Bulletin of the American Astron. Soc. 41, 669. 2009.
- P.J. Wheatley, G. Ramsay, 13th North American Workshop on Cataclysmic Variables and Related Objects, eds. S. Howell, E. Kuulkers, C. Woodward, in ASP Conf. Ser., 137, 521, 1998.
- 11. K. Beuermann, P. Wheatley, G. Ramsay et al., Astron. Astrophys., 354, 49, 2000
- 12. P.Szkody, A.Mukadam, B.T.Gansicke et al., Astrophys. J., 716, 1531, 2010.
- 13. K.Beuermann, F Euchner, K Reinsch et al., Astron. Astrophys., 463, 647, 2007.
- 14. A.D.Schwope, A.Staude, D.Koester, J.Vogel, Astron. Astrophys., 469, 1027, 2007.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

выпуск і

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ Запятненной звезды IN сом

О.В.КОЗЛОВА¹, И.Ю.АЛЕКСЕЕВ¹, А.В.КОЖЕВНИКОВА² Поступила 4 ноября 2016 Принята к печати 14 декабря 2016

Представлены многолетние спектральные наблюдения с высоким (R = 20000) разрешением запятненной звезды IN Com в областях линий Hq, Hβ и He I 5876 Å. Отличительной особенностью спектра звезды является присутствие в линии Hq протяженной 2-х компонентной эмиссии, границы которой могут достигать значений ± 400 км/с. Параметры эмиссии показывают как переменность, обусловленную врашательной модуляцией с периодом вращения звезды, так и масштабную переменность на многолетней временной шкале Аналогичная эмиссия наблюдается также в линиях H β и He I 5876 Å. Полученные результаты показывают, что наблюдается также в линиях H β и He I 5876 Å. Полученные результаты показывают, что наблюдаемые эмиссионные профили формируются в оптически тонком горячем газе, образующем вокруг IN Com околозвездный диск, размеры которого не превышают нескольких звездных радиусов. Вещество для диска поставляется звездным ветром Обнаруженная переменность параметров эмиссии H α показывает тесную связь с фотополяриметрической активностью звезды, что позволяет нам связать многолетною спектральную переменность и связать многолетной спектральную переменность областов с с иклами активности IN Com.

Ключевые слова: Запятненные звезды: спектральная активность: звездный ветер

1. Веедение. IN Com - известная запятненная звезда, образующая широкую (с периодом больше пяти лет) пару с белым карликом - центром планетарной туманности LoTr5 [1]. Хотя в литературе переменную относят к типу RS CVn, явных признаков двойственности яркой компоненты не обнаружено [2]. У IN Com отмечается вращательная модуляция блеска с периодом 5.9 сут. и медленные вариации кривой блеска от сезона к сезону, связанные с изменениями конфитурации покрывающих звезду пятен. Величина полного фотометрического эффекта доходит до 0^m.21 и показывает цикличность с характерным временем около 21 года [3]. В гечение цикла изменяются площади пятен, их средняя широта и положение активных долгот относительно нулевого меридиана [4]. Основные параметры IN Com приведены в табл.1.

Не отличаясь по фотометрическим свойствам от других переменных типа RS CVn, звезда показывает нетипичную для хромосферно-активных звезд сильную двухкомпонентную эмиссию в линии Hα [2,5]. Ясниевич и др. [5], обсуждая механизмы образования эмиссии, отвергли вклад излучения самой туманности, а также аккреции на белый карлик. Козлова и Алексеев [6] впервые получили длительные ряды спектральных наблюдений IN Com в

О.В.КОЗЛОВА И ДР.

Таблица І

<i>г</i> = 400 - 800 пк	[5]
Sp = G5III/IV	[2]
$T_{\rm eff} = 5150 - 5300 {\rm K}$	[2,5]
$\log(g) = 2.5 - 3.0 \text{ KM}/c^2$	[2.5]
$\iota = 45^{\circ}$	[2]
$P_{-}=5^{d}$ 913	[2]
$L = 40 L_{\odot}$	[5]
$R = 7.8 - 1.5 R_{\odot}$	[2]
$V \sin t = 67 \text{ KM/C}$	[2,5]

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ IN Com

области На и показали, что наиболее вероятным источником эмиссии является оптически тонкий околозвездный горячий газовый диск, подпитываемый звездным ветром.

В настоящей работе мы продолжаем рассмотрение проводящихся нами с 2004г квазиодновременно с фотометрией спектральных наблюдений в области Нα и впервые представляем регулярные наблюдения звезды в областях линий Hβ и He I 5876 Å

2. Наблюдения. Все спектральные наблюдения выполнены в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) в период с 2004 по 2014гг. на 2.6-м телескопе КрАО (ЗТШ) с помощью спектрографов куде (2004-2013) и эшелле (2014), оснашенных ПЗС-камерой. Спектральное разрешение составило около 0.3 Å

Всего было получено 67 спектров в области эмиссионной линии Hα, 13 спектров в области линий Na I D и 12 спектров в области Hβ. Данные о спектрах приведены в табл.2.

Таблица 2

Дата	HJD 2450000+	Фаза	m, mag	Область	Эксп. мин.	S/N
1	2	3	4	5	6	7
31.01.2004	3036.628	0.3530	8.96	Ha (6528-6590Å)	30	65
22.02.2004	3058.475	0.0343	8.95	Ha (6528-6590Å)	45	105
07.03.2004	3072.486	0.3951	8.97	Ha (6528-6590Å)	150	75
12.03.2004	3077_428	0.2276	8.94	Ha (6528-6590 Å)	30	50
28.05.2004	3154.291	0.1793	8.94	Ha (6528-6590 Å)	90	50
21.02.2005	3423.535	0.5466	~	Ha (6549-6578 Å)	30	40
17.03.2005	3447.355	0.5603	-	Ha (6549-6578 Å)	30	70
14.04.2005	3475.253	0.2612	-	Ha (6549-6578 Å)	30	60
20.04_2005	3481.244	0.2706	-	Ha (6549-6578Å)	30	50

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ IN Com

Таблица 2 (Продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
02.05.2005	3493.250	0.2936	-	Ha (6549-6578Å)	30	70
25.03.2006	3820.368	0.4127	8.99	Ha (6545-6579Å)	45	40
26.03.2006	3821.363	0 5805	9.02	Ha (6545-6579Å)	90	80
18.04.2006	3844.337	0.4516	9.00	Ha (6545-6579Å)	90	50
21 04.2006	3847.434	0.9734	8.96	Ha (6545-6579Å)	60	40
23.04.2006	3849.276	0.2878	8.98	Ha (6545-6579Å)	60	30
15.05.2006	3871.341	0.0018	8.97	Ha (6545-6579Å)	90	50
25.01.2010	5222.507	0 6723	8.88	Ha (6531-6597Å)	120	80
13.02.2010	5241.487	0.8704	8.95	Ha (6531-6597Å)	30	40
22.02.2010	5250.427	0.3765	8.92	Ha (6531-6597Å)	120	100
19 03.2010	5275.363	0.5785	8.87	Ha (6531-6597Å)	120	150
20.03.2010	5276.358	0.7463	8.91	Ha (6531-6597Å)	120	80
23.03.2010	5279.368	0.2534	8.95	Ha (6531-6597Å)	120	100
24.03.2010	5280.381	0 4241	8.90	Ha (6531-6597Å)	120	100
25.03.2010	5281.369	0.5905	8.87	Ha (6531-6597Å)	120	90
18.04.2010	5305.312	0.6249	8.87	Ha (6531-6597Å)	150	105
23.04.2010	5310.304	0.4661	8.89	Ha (6531-6597Å)	90	95
	5310.390	0.4806	8.88	Hβ (4836-4903Å)	90	50
06.05.2010	5323.264	0.6498	8.88	Ha (6531-6597Å)	60	105
	5323.338	0.6624	8.88	Hβ (4836-4903Å)	120	50
12.03.2011	5633.377	0.9037	8.89	Ha (6528-6595Å)	120	120
13.03.2011	5634 408	0.0774	8.88	Ha (6528-6595Å)	120	160
25.03.2011	5646.426	0.1025	8.89	Ha (6528-6595Å)	180	80
26.03.2011	5647.428	0.2712	8.91	Ha (6528-6595Å)	240	90
28.03.2011	5649.431	0 6088	8.93	Ha (6528-6595Å)	240	110
20.04.2011	5672.316	0.4650	8 94	Ha (6528-6595 Å)	115	100
10.05.2011	5692.336	0.8382	8.89	Ha (6528-6595Å)	240	110
25.05.2011	5707.337	0.3658	8.93	Ha (6528-6595Å)	60	120
04.04.2012	6022.439	0.4604	8.87	Ha (6528-6590Å)	180	95
05.04.2012	6023.431	0.6276	8.93	Ha (6528-6590Å)	120	70
06.05.2012	6054.334	0.8346	8.93	Ha (6528-6590Å)	120	90
07.05.2012	6055.281	0.9942	8.93	Ha (6528-6590Å)	130	110
08.05.2012	6056.270	0.1608	8.94	Ha (6528-6590Å)	160	90
10.05.2012	6058.272	0.4983	8.88	Ha (6528-6590Å)	130	130
11.05.2012	6059 328	0.6762	8.94	Hα (6528-6590Å)	220	100
02.01.2013	6295.606	0.4888	8.85	Ha (6529-6597 Å)	150	75
27.02.2013	6351.527	0.9114	8.90	Ha (6529-6597 Å)	150	90
06.03.2013	6358.479	0.0815	8.90	Ha (6529-6597 Å)	360	125
20.03.2013	6372.519	0.4487	8.87	Ha (6529-6597Å)	210	130
29.03.2013	6381.429	0.9499	8.90	Ha (6529-6597 Å)	270	85
26.04.2013	6409.320	0 6495	8.85	Ha (6529-6597 Å)	120	100
27.04.2013	6410.320	0.8182	8.89	Ηα (6529-6597 Å)	90	105
	6410.406	0.8325	8.89	NaID (5848-5915 Å)	150	120
05.05.2013	6418.285	0.1601	8.90	Ha (6529-6597 Å)	120	95
	6418.390	0 1780	8.90	Nat D (5848-5915 Å)	180	100
06.05 2013	6419.306	0.3323	8,90	Ha (6529-6597 Å)	120	95
	6419.391	0 3465	8.90	NaID (5848-5915 Å)	120	100

Таблица 2 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7
07.05 2013	6420.353	0.5087	8.84	Ha (6529-6597Å)	330	120
11.02.2014	6700.488	0 7113	8.88	Ha (6541-6582Å)	90	75
	6700.585	0.7275	8.88	Hβ (4850-4881Å)	90	65
	6700.585	0.7275	8.88	NaID (5868-5905Å)	90	90
13.02.2014	6702.395	0.0326	8.86	Ha (6541-6582Å)	90	110
	6702.491	0.0487	8.86	Hβ (4850-4881Å)	150	135
	6702.491	0.0487	8.86	NaID (5868-5905Å)	150	150
19.02.2014	6708.443	0.0516	8.86	Ha (6541-6582Å)	120	80
	6708.551	0.0699	8.86	Hβ (4850-4881Å)	180	95
	6708_551	0.0699	8.86	Na I D (5868-5905 Å)	180	140
14.03.2014	6731. 496	0.9360	8.85	Ha (6541-6582 Å)	240	120
15.03.2014	6732.432	0.0938	8.87	Ha (6541-6582Å)	120	105
	6732.540	0.1119	8.87	HB (4850-4881Å)	120	70
	6732.540	0.1119	8.87	NaID (5868-5905Å)	120	110
18.03.2014	6735.429	0.5987	8.88	Ha (6541-6582Å)	120	160
	6735.520	0.6142	8.88	Hβ (4850-4881Å)	150	140
	6735.520	0.6142	8.88	Na I D (5868-5905 Å)	150	200
24.03.2014	6741_381	0.6017	8.88	Ha (6541-6582Å)	150	90
	6741.495	0.6209	8.88	Hβ (4850-4881Å)	120	65
	6741.495	0.6209	8.88	NaID (5868-5905Å)	120	80
07.04.2014	6755_384	0.9612	8.86	Ha (6541-6582Å)	90	110
	6755.451	0.9725	8.86	Hβ (4850-4881Å)	90	90
	6755.451	0.9725	8.86	Na1D (5868-5905Å)	90	110
14.04.2014	6762.288	0.1242	8.87	Ha (6541-6582Å)	90	110
	6762.415	0.1459	8.88	Hβ (4850-4881Å)	150	110
	6762.415	0 1459	8.88	NaID (5868-5905Å)	150	150
08.05.2014	6786.277	0.1665	8.88	Ha (6541-6582Å)	120	90
10.05.2014	6788.363	0.5181	8.89	Ha (6541-6582Å)	150	95
16.05.2014	6794.293	0.5174	8.89	Ha (6541-6582Å)	60	80
	6794.365	0.5294	8.89	Hβ (4850-4881Å)	90	50
	6794.365	0.5294	8.89	NaID (5868-5905Å)	90	70
17.05.2014	6795.295	0.6861	8.88	Hα (6541-6582Å)	90	110
	6795.365	0.6979	8.88	Hβ (4850-4881 Å)	120	70
	6795.365	0.6979	8.88	NaID (5868-5905 Å)	120	100
07.06.2014	6816.311	0.2273	8.88	Ha (6541-6582Å)	90	60
08.06.2014	6817.323	0.3978	8.87	Ha (6541-6582Å)	90	95

Получаемые спектры сравнивались с синтетическими спектрами звездной фотосферы, рассчитанными с помощью программы SYNTH Пискунова [7] и Венской базы атомных линий VALD [8,9]. При расчете были приняты следующие параметры атмосферы, взятые из работы Штрассмайера и др. [2]: $T_{eff} = 5250$ K, $\log(g) = 2.5$ км/с², $V \sin t = 76$ км/с. Результирующая ошибка определения параметров не превышает 0.1 Å для эквивалентной ширины EW(Ha) (относительная ошибка не более 0.01-0.02), 0.02 для пиковой

интенсивности линии I и 5 км/с для значений лучевых скоростей. Полученные данные были приведены к барицентру Солнца.

Квазиодновременно со спектрами на телескопе АЗТ-11 КрАО проводились фотометрические наблюдения IN Com с помощью UBVRI фотометра-поляриметра. Средняя ощибка определения блеска звезды в полосе V составила 0^m.01.

3. Результаты.

3.1. Линия На. Все наблюдаемые профили эмиссионной линии На для IN Com в 2004-2014гг. приведены на рис.1. Мы видим здесь широкую 2-х компонентную эмиссию, границы которой могут достигать значений ±400 км/с. Соотношение интенсивностей эмиссионных компонентов I. //_____ обычно составляет около единицы, хотя в 2004-2005гг. синий компонент существенно ниже красного, а в 2013-2014гг. - слегка превышает. Ширина центральной абсорбции составляет около 100 км/с, лучевые скорости



Рис.1а. Профили эмиссионных линий На переменной IN Com в 2004-2010гг. Толстая линия - синтетический спектр фотосферы для модели T_{eff} = 5250 K, log(g) 2.5 км/с V sint = 76 км/с [2].



Рис 1b. Профили эмиссионных линий На переменной IN Com в 2011-2014гг

эмиссионных компонентов изменяются от ~90 до ~200 км/с.

Такой характер профилей находится в явном противоречии с предположением о хромосферной природе На эмиссии у IN Com. Например, границы эмиссионных крыльев для типичных хромосферно-активных звезд гораздо меньше и не превышают ±200 км/с, а центральная абсорбция узкая и неглубокая [10-13]. В то же время именно такие значения параметров линии На, согласно, например, Козловой и др. [14], характерны для молодых звезд, окруженных околозвездными дисками.

Для анализа наблюдаемой спектральной переменности мы рассмотрели ряд параметров линии На : интенсивности синего и красного I пиков эмиссии и их отношение I_{blu}/I_{m} ширина эмиссионного профиля W (выраженная в километрах в секунду), эквивалентная ширина чистой эмиссии EW (выраженная в ангстремах), светимость чистой эмиссии в линии На, нормированная на уровень излучения континуума $L(H\alpha)$, а также лучевые скорости синего $N(I_{m})$

и красного $V(I_{-})$ эмиссионных компонентов, крыльев эмиссионных линий V_{-} и центральной абсорбции V_{-} . Кроме того, мы рассматриваем значения блеска переменной m_{-} . Эти величины сопоставлены с юлианской датой, блеском звезды и фазой осевого вращения звезды (рис.2-4).



Рис.2. Долговременная переменность параметров звезды IN Сот. Зависимость от юлианской даты блеска звезды m_{in} а также характеристик линии На интенеивности синего (точки) и красного I (открытые кружки) пиков змиссии, ширина эмиссионного профиля (выраженная в км/с), эквивалентная ширина чистой эмиссии EW (выраженная в ангстремах), светимость чистой эмиссии в линии На, нормированная на уровень излучения континуума L(Ha), выраженная в эрг/с, лучевые скорости синего и/) и красного и/) эмиссионных компонентов, отношение интенсивностей I // //

Изменение параметров линии Hα с юлианской датой приведено на рис.2. Для сравнения вверху показано изменение блеска звезды в полосе V. Волна, которую описывает на рисунке величина m_i, является результатом 21-летнего цикла активности [3]. Максимум цикла активности приходится примерно на 2000-2005гг., когда запятненность звезды в это время была наибольшей и составляла около 20% от общей плошади фотосферы. Таким образом, 2004г. начало спектрального мониторинга звезды - приходится непосредственно на максимум ее пятенной активности.

Из рисунка хорошо видно, что параметры эмиссии в значительной мере отражают ход фотометрической переменности. В слабом состоянии блеска наблюдались максимальные значения эквивалентной ширины, интенсивности и ширины эмиссии На. Тогда же отмечались наибольшие значения лучевой скорости центральной абсорбции. В газовом диске такое положение абсорбции служит прямым указанием на присутствие на луче зрения истекающего газа. Свидетельства интенсивного звездного ветра в этот момент можно найти и в соотношении интенсивностей синего и красного эмиссионных компонентов, которое в это время было преимущественно меньше единицы.

В более ярком состоянии блеска, когда наступает минимальная фаза



Рис 3. Зависимость параметров линии Но, от блеска звезды *m*, Интенсивности синего (точки) и красного I (открытые кружки) пиков эмиссии, их лучевые скорости NI_{hol}) и NI_{hol}) и отношения интенсивностей I_{hol}/I_{hol} лучевые скорости крыльсв эмиссионных линий и NI_{hol} и отношения интенсивностей I_{hol}/I_{hol} лучевые скорости крыльсв эмиссионных линий и V_{mol} ширина эмиссионного профиля W (выраженная в км/с) и эквивалентная ширина чистой эмиссии в линии Но EW (выраженная в ангстремах) цикла активности (2010-2014), мы видим совершенно противоположную картину - минимальные значения интенсивности, ширины эмиссии W_{em} , эквивалентной ширины EW(Ha) и светимости чистой эмиссии L(Ha). Интенсивности синего и красного I эмиссионных компонентов почти равны, что более характерно не для ветра, а для вращающегося газового диска. Сходная картина наблюдается и в январе 1996г. [2], когда звезда находилась в довольно ярком состоянии [3,15].

На рис 3 мы видим изменения параметров эмиссии в зависимости от блеска звезды m_{ν} . В максимуме цикла активности (минимум блеска) лучевая скорость пика синего эмиссионного компонента достигает наибольших значений: - 180 км/с. Это явный признак звездного ветра. Однако по мере увеличения блеска значения этой скорости $V(I_{bh\nu})$ постепенно уменьшаются и во время минимума активности достигают - 125 км/с.

Лучевая скорость синей границы эмиссии ведет себя аналогично. В ярком состоянии блеска ее величина показывает быструю переменность, колеблясь от - 160 до - 340 км/с, тогда как в максимуме активности (2004г.) лучевая скорость синей границы V может превышать - 400 км/с.

Интересное поведение можно отметить и в изменении красной границы эмиссии $V_{\mu\nu}$ В ярком состоянии блеска модули значений лучевых скоростей $V_{\mu\nu}$ и $V_{\mu\nu}$ примерно равны ($V_{\mu\nu}$ изменяется от 195 до 225 км/с). В минимуме блеска мы наблюдаем резкое увеличение величины которос, в отличие от плавно увеличивающихся значений $V_{\mu\mu\nu}$, происходит скачкообразно.

Такие изменения довольно просто объясняются в рамках перехода от ветровой оболочки в максимуме цикла активности (2004-2005гг.) к вращаюшемуся газовому диску в минимуме (2010-2013гг.). Поскольку часть газовой оболочки экранируется диском звезды, мы не видим газ, расположенный непосредственно за ним. В результате та часть ветра, которая удаляется от нас, не вносит свой вклад в эмиссионный профиль $H\alpha$. Однако при самых слабых значениях блеска, когда ветровая активность максимальна, диск звезды уже не может полностью экранировать движущийся от нас газ. Зная ориентацию звезды по отношению к наблюдателю (см. табл.1), легко можно оценить, что внешняя граница диска в этот момент превышает два звездных радиуса.

На рис.4a, b, с показано изменение параметров эмиссионного профиля Нα в зависимости от фазы, свернутой с эфемеридой [2]:

$$JD = 2454444.0 + 5^{a} 93474E$$

Из рисунка следует, что в 2004-2006гг. изменения параметров линии Hα не коррелированы с осевым вращением звезды. Однако в 2010-2014гг. отчетливо просматривается вращательная модуляция таких параметров, как эквивалентная ширина чистой эмиссии *EW*, лучевые скорости синего N(1...) и красного

8.8 2006 8.8 2004 8.9 8.9 > 9.0 9.0 9.1 9.1 12 12 8 8 EV N Δ A 0 0 -130 -130 -150 -150 -170 -170 140 140 120 V(Ind 120 100 100 1.1 1.1 1.0 1.0 0.9 0.9 0.8 0.8 350 400 > 1 350 300 300 250 0.2 0.6 0.8 1.0 1.2 -0.2 0.0 0.4 -0.2 0.2 0.0 0.4 0.6 0.8 1.0 1.2 Фаза Фаза

 $V(I_{m})$ эмиссионных компонентов, отношения интенсивностей I_{m}/I_{m} и лучевая скорость красного крыла эмиссионной линии V_{m} (максимальной глубины

Рис.4. Зависимость от фазы осевого вращения звезды парамстров линии На эквивалентной ширины чистой эмиссии EW, лучевых скоростей синего $V(I_{hbac})$ и красного $V(I_{-})$ эмиссионных компонентов, отношения интенсивностей I_{-}/I_{-} и лучевой скорости красного крыла эмиссионной линий совмещенная с кривой блеска звезды, а. Наблюдения 2004 и 2006гг. b. Наблюдения 2010 и 2011гг. с. Наблюдения 2012 и 2013гг. абсорбции V.,). Мы склонны считать такие изменения параметров эмиссии Нα следствием наличия в диске газовых неоднородностей. Подобные образования могут возникать над областями пятен, где открытые линии локальных магнитных полей, продолжающиеся в диск, будут формировать



Рис.4. Продолжение.



Рис 4. Окончание.

устойчивые структуры в звездном ветре.

3.2. Водородная линия НВ и линия гелия Не I 5876Å. За все время наблюдений мы получили два спектра IN Com в области линии НВ в 2010г. и 10 спектров в 2014г. В линии гелия Не I 5876 Å было получено 3 спектра в 2013г. и 10 в 2014г. Наблюдения звезды в линии Нβ были получены нами впервые, а в линии Не I 5876 Å Штрассмайером и др. [2] был опубликован единственный спектр. Профили линий приведены на рис. Sa, b. Как видно из рис. Sa, интенсивность эмиссии Нβ настолько мала, что она становится заметна



Рис.5b. Профили линии Не I 5875.6 Å в 2013 и 2014гг Толстая линия – синтетический спектр.

только после вычитания фотосферного профиля. Эта эмиссия тоже имеет 2-х компонентный профиль, как и линия $H\alpha$, причем соотношение интенсивностей чистой эмиссии $I(H\alpha)/I(H\beta)$ (бальмеровский декремент) составляет около 4.5 1.0 в 2010г, и в среднем (2-5):1.0 в 2014г. Лучевые скорости максимумов эмиссии слабо меняются от - 120 до - 140 км/с (синий компонент) и от 170 до 180 км/с (красный компонент), а скорости эмиссионных крыльев изменяются от -150 до - 210 км/с у синего крыла эмиссии, и от 180 до 220 км/с у красного. Все параметры линии $H\beta$ не показывают явной вращательной модуляции. Наблюдается корреляция скоростей эмиссионных пиков $V(I_{score})$ ($r=0.82\pm0.09$),

63

их высоты $I_{\mu\nu}$ ($r=0.60\pm0.18$) и отношений высот $I_{\mu\nu}/I_{\mu\nu}$ ($r=0.65\pm0.17$) в полосах Н α и Н β .

К сожалению, у нас нет данных по другим бальмеровским линиям, однако результат по линиям Нα и Нβ можно рассматривать как косвенный аргумент в пользу относительно низкой плотности газа в диске. Следует также заметить, что величина наблюдаемого бальмеровского декремента близка к его теоретическому значению в средах, где ионизация происходит за счет электронных ударов, космических частиц или рентгеновского излучения [16]. Газовый диск IN Com, вещество для которого поставляется напрямую звездным ветром, формирующимся в активных областях, хорошо вписывается в эти условия.

Примеры спектров IN Com в области линии He I 5876 Å показаны на рис 5b. Мы видим в линии достаточно глубокую центральную абсорбцию, сопровождаемую для некоторых дат слабой двухкомпонентной эмиссией. У большинства активных звезд/присутствие линии гелия He I 5876 Å, нехарактерной для фотосферы, отмечается довольно часто и связывается с хромосферными эффектами (см., например, [17]). При этом линия наблюдается или в абсорбции, или в виде узкой эмиссии, ширина которой определяется кинематикой газа в активных областях хромосферы.

Однако в случае IN Сот мы имеем в линии гелия профиль, аналогичный профилю линии На (рис.5b). Это указывает на то, что местом его формирования является диск. Лучевые скорости пиков эмиссионных компонентов составляют от - 45 до - 60 км/с для синего, и от 80 до 110 км/с для красного пика эмиссии. Синее и красное крылья эмиссии имеют лучевые скорости от - 65 до - 120 и от 90 до 120 км/с. Эквивалентная ширина линии He I 5876 Å изменяется от 0.01 до 0.17 Å. Все эти величины не показывают явной зависимости от фазы осевого вращения звезды. Величины эмиссии в линии гелия еще меньше, чем в линии Нβ. В 2014г. наблюдаются корреляции таких величин He I 5876 Å и На, как интенсивность ($r=0.52\pm0.20$) и лучевая скорость красного пика эмиссии $V(I_{nd})$ ($r=0.70\pm0.15$), крыльев эмиссии I ($r=0.43\pm0.22$).

В линиях Н β и He I 5876 Å наблюдается корреляция между эквивалентными ширинами эмиссий EW ($r=0.51\pm0.23$), их пиковыми интенсивностями ($r=0.72\pm0.15$ для синего и $r=-0.46\pm0.22$ для красного компонента), и отношением пиковых интенсивностей ($r=0.71\pm0.16$). Полученные нами изменения лучевых скоростей не противоречат гипотезе твердотельно вращающегося диска [6]. Так, самые глубокие области, непосредственно примыкающие к звезде, и наблюдаемые в линии He I 5876 Å [18], вращаются медленнее промежуточных областей, видимых в линии H β , в то время как внешние области диска, наблюдаемые в линии На, вращаются быстрее всего. Диск при этом будет горячим и оптически тонким. С другой стороны, плохие корреляции эквивалентных ширин линий, их пиковых интенсивностей и лучевых скоростей указывают на нарушение вмороженности магнитного поля пятен, и, соответственно, твердотельности вращения околозвездного диска.

Как было отмечено выше, в максимуме активности размер ветровой оболочки должен превышать два звездных радиуса. Размер же газового диска, наблюдаемого в минимуме цикла активности, оценить сложнее Для этого нужно знать кинематические условия в околозвездном газе. Согласно Козловой и Алексееву [6], околозвездный диск IN Com не может быть кеплеровским. В приближении же твердотельного вращения внешняя граница как будет составлять около полутора радиусов звезды, в то время как внутренняя граница диска примыкает непосредственно к поверхности звезды.

4. Обсуждение. Полученные нами результаты показывают, что спектральная активность IN Com в 2004-2014гг. в среднем хорошо коррелирует с фотометрической переменностью звезды, являющейся результатом многолетнего цикла активности. Этот факт позволяет предположить, что именно изменение фактора заполнения локальных магнитных полей на поверхности звезды, происходящее на временной шкале с характерным временем около 21 года [3], является тем физическим механизмом, который регулирует звездный ветер, и, как результат, поступление газа в оптически тонкий горячий околозвездный диск, окружающий IN Com. Прямые измерения магнитного поля для быстровращающихся звезд невозможны, а характерные для запятненных G-звезд значения его напряженности (1-2кГс) не противоречат нашим косвенным оценкам, полученным из широкополосной линейной поляризации [3].

В максимуме цикла активности (2004-2005) интенсивный звездный ветер "надувает" околозвездную газовую оболочку вокруг звезды и ее размеры увеличиваются. На это указывает рост лучевой скорости V - ветер, дующий в сторону от нас, уже не экранируется диском звезды и дает вклад в красный компонент эмиссии. В минимуме же активности, когда площади пятен минимальны, звездный ветер практически отсутствует, и мы видим только остатки бывшей ветровой оболочки - вращающийся газовый диск.

Однако из рис.2 видно, что в 2013г. параметры эмиссии в линии На (*EW*, *W*, *V*, *V*) показали рост своих значений, тогда как блеск звезды продолжал увеличиваться, а площадь запятненных областей, соответственно, уменьшалась [3,4]. Если именно локальные магнитные поля ответственны за усиление ветра и рост околозвездной газовой оболочки, поведение параметров эмиссии в 2013г. оказывается непонятным.

65

О.В КОЗЛОВА И ДР

Возможно, что причина таких изменений - влияние белого карлика центра планетарной туманности. Если долгопериодическая (период больше 5 лет) орбита IN Com сильно отличается от круговой, то при прохождении периастра белый карлик мог бы забирать часть газа из ветровой оболочки, аккрешируя ее на себя. Затем ветер снова наполняет околозвезлный диск газом, и мы видим рост параметров эмиссии На Несомненная корреляция с шиклом активности в рамках этой гипотезы может получить простое объяснение. Действительно, такие циклы в двойных системах часто "подстраиваются" под орбитальный период, и мы знаем много таких примеров для классических и короткопериодических систем типа RS CVn.

С другой стороны, неясно и присутствие близкого вторичного компонента с периодом около 2 сут. - данные по лучевым скоростям, полученные Штрассмаером [2] и нами. противоречат более ранним результатам [19-21]. В сочетании с активностью в линии На, это позволяет уточнить эволюционный статус переменной и утверждать, что IN Com - не классическая система типа RS CVn, а куда более проэволюционировавшая звезда типа FK Com [19,22].

К сожалению, сегодня мы не можем ответить на вопрос, существует ли у IN Com вторичный компонент с таким орбитальным периодом. Он много раз поднимался другими исследователями, но вопрос остается открытым. Таким образом только новые наблюдения могут внести ясность в этот вопрос.

5. Заключение Результаты наших наблюдений в линиях На, НВ и Не 1 5876 А убедительно показывают, что именно звездный ветер является тем физическим механизмом, который поставляет газ в ближайшую окрестность IN Сот., формируя вокруг нее оптически тонкий горячий газовый диск. Образующиеся в нем эмиссионные линии определяются физическими условиями в диске, которые, как мы уже показали, меняются на многолетней временной шкале. Одной из причин столь интенсивного звездного встра являются, несомненно, локальные магнитные поля. Их изменение со временем определяется циклом активности звезды и непосредственно влияет на ее запятненность на многолетней временной шкале. Вторая причина, по-видимому, связана с быстрым вращением IN Com (И ≈ 95 км/с), в то время как критическая скорость вращения звезды составляет V = 2140 км/с, [2]. Поскольку больше ни одна из известных хромосферно-активных звезд не показывает таких необычных свойств, нельзя исключить того, что обе причины связаны друг с другом и столь бурная магнитная активность усиливается аномальным вращением звезды.

В результате мы имеем феномен, аналогичный наблюдаемому у Ве-звезд. Как известно, для объяснения Ве-феномена ряд исследователей пытается

66

привлекать гипотезу об их двойственности. Тем не менее, несмотря на хорошее согласие с некоторыми наблюдательными данными, этот вопрос пока остается открытым.

Таким образом, нельзя исключить, что именно присутствие белого карлика вблизи IN Com обеспечило ей столь редкую возможность "Ве"-активности.

Работа О.В.Козловой и И.Ю.Алексеева выполнена в рамках проекта "Активность звезд поздних спектральных классов на разных стадиях эволюции" (грант РФФИ 16-02-00689). Работа А.В.Кожевниковой выполнена при финансовой поддержке постановления № 211 Правительства Российской Федерации, контракт № 02.А03.21.0006.

¹ Крымская астрофизическая обсерватория (ФГБУН КрАО РАН),

Россия, e-mail: oles_kozlova@mail.ru ilya-alekseev@mail.ru

² Уральский Федеральный университет, Россия

LONG-TERM SPECTRAL VARIABILITY OF THE SPOTTED STAR IN COM

O V KOZLOVA¹, I Yu.ALEKSEEV¹, A.V KOZHEVNIKOVA²

We present long-term spectral observations R=20000 of IN Com in the region of H α , H β and He I 5876Å lines. The unique character of stellar spectrum is the presence in the H α line an extended two-component emission with limits reached ±400 km/s. Emission parameters show the rotation modulation with the stellar rotation period and a significant variability on the long-term scale. Similar emission is observed also in H β and He I 5876Å lines. Our results allow to conclude that observational emission profiles are formed in optically thin hot gas. It is due to the presence around IN Com circumstellar gas disk. Its size is not exceed some stellar radii. The material for the disk is supported by stellar wind. The found variability of H α emission parameters shows evident connection with photopolarimetric activity of the star. This fact allows us to connect the long-term spectral variability with cycles of stellar activity of IN Com.

Key words: spoted stars: spectral activity: stellar wind

О.В.КОЗЛОВА И ДР

ЛИТЕРАТУРА

- 1. H. Van Winckel, A.Jorissen, K. Exter et al., Astron. Astrophys., 563, L10, 2014.
- 2. K.G.Strassmeier, B.Hubl, J.B.Rice, Astron. Astrophys., 322, 511, 1997.
- 3. И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова, Известия Крым. Астрофиз. Обс., 109, 114, 2013, (Bull. Crim. Astrophys. Obs. 110, 30, 2014).-
- 4. А.В.Кожевникова, И.Ю.Алексеев, Астрон. ж., 92, 818, 2015, (Astron. Rep., 59, 937, 2015).
- 5 G.Jasniewicz, F.Thevenin, R.Monier, B.A.Skiff, Astron. Astrophys., 307, 200, 1996.
- 6. О В Козлова, И.Ю.Алексеев, Известия Крым. Астрофиз. Обс., 109, 161, 2013, (Bull Crim. Astrophys. Obs., 110, 37, 2014).
- 7. <u>Н.Е. Пискунов</u>, Магнетизм звезд, Ред. Ю.В.Глаголевский, И.И.Романюк, СПб. Наука, 92, 1992.
- N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabchikova et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 112, 525, 1995.
- 9. N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabchikova et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 138, 119, 1999.
- 10. И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова, Астрофизика, 43, 339, 2000, (Astrophysics, 43, 245, 2000).
- 11. И.Ю.Алексеев. О.В.Козлова, Астрофизика, 44, 529, 2001, (Astrophysics, 44, 429, 2001).
- 12. I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova, Astron. Astrophys., 396, 203, 2002.
- 13. I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova, Astron. Astrophys., 403, 205, 2003.
- 14. О.В.Козлова, В.П.Гринин, Г.А.Чунтонов, Астрофизика, 46, 331, 2003, (Astrophysics, 46, 265, 2003).
- И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова, Астрофизика, 47, 519, 2004, (Astrophysics, 47, 442, 2004).
- 16. В.В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, М., Наука, 287, 1985.
- 17. D. Montes, M.J. Fernandes-Figueroa, M. De Castro et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 146, 103, 2000.
- 18 Л.В.Тамбовцева, В.П.Гринин, О.В.Козлова, Астрофизика, 42, 75, 1999, (Astrophysics, 42, 54, 1999).
- 19. G.Jasniewicz, A.Duquennoe, A.Acker, Astron. Astrophys., 180, 145, 1987.
- 20. A.Acker, G.Jasniewicz, F.Gleizes, Astron. Astrophys., 151, L13, 1985.
- 21. H.L. Malasan, A.Yamasaki, M.Kondo, Astron. J., 101, 2131, 1991.
- 22 B.W. Bopp, R.E. Stencel, Astrophys. J., 247, L131, 1981.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

ВЫПУСК 1

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ АППРОКСИМАЦИЙ КРИВЫХ БЛЕСКА ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

И.Л.АНДРОНОВ¹, М.Г.ТКАЧЕНКО¹, Л.Л.ЧИНАРОВА² Поступила 17 октября 2016 Принята к печати 14 декабра 2016

Проведен сравнительный анализ специальных профилей затмений, применяемых для феноменологического моделирования кривых блеска затменных двойных звезд. Рассмотрены семейства функций, обобщающие локальные аппроксимации и теоретически неограниченные по пирине функции, основанные на гауссиане Для анализа использована кривая блеска звезды V0882 Саг – 2MASS J11080308-6145589 классического подтипа Алголя (β Персея). Проанализировав десятки модифицированных функций с дополнительными параметрами, было выбрано 14 наилучших по критерию наименьшей суммы квадратов отклонений. Наилучшими являются функции с дополнительным параметром, описывающие ограниченные по фазе профили.

Ключевые слова: затменные двойные звезды: кривые блеска

1. Введение. Феноменологическое моделирование кривых блеска переменных звезд позволяет получить параметры, необходимые для регистрации объекта в "Общем каталоге переменных звезд" (ОКПЗ) [1]. "Индексе переменных звезд" VSX (http://aavso.org/vsx) и аналогичных каталогах. Оно является первичным для небольшой доли звезд, которые потом исследуют методами спектроскопии, поляриметрии или многоцветной фотометрии. Для большинства же звезд дополнительные исследования отсутствуют, и феноменологическое моделирование остается основным источником информации об объекте. Классические методы исследования переменных звезд описаны, например, в [2]. Методы аппроксимации симметричных и асимметричных экстремумов рассмотрены в [3], а полиномиальные аппроксимации реализованы в компьютерных программах [4,5].

В большинстве случаев параметры определялись по отдельным участкам кривой блеска. К ним относятся значения блеска в главных максимуме и минимуме, а для затменных систем - еще и во вторичных минимуме и максимуме, что указывалось в примечаниях в ОКПЗ [1]. Кроме того, для натменных систем обязательным параметром является ширина минимума D, и желательным - продолжительность фазы полного затмения. При анализе полных кривых блеска использовались как графические методы сглаживания, так и аппроксимации тригонометрическим полиномом (усеченным рядом Фурье). Для звезд типа EA (типа Алголя), количество параметров становится очень большим, что приводит к появлению видимых волн на кривой блеска (эффект Гиббса [6]), а также увеличению статистической погрешности сглаживающей кривой блеска и соответствующих значений в максимуме и минимуме.

Кроме того, плавные аппроксимации (в том числе, и тригонометрическим полиномом [7,8], а также "симметричным" тригонометрическим полиномом [9]) не позволяют определить один из необходимых параметров - ширину затмения. Поэтому возникла необходимость введения функций ("специальных профилей"), которые бы статистически оптимально описывали затмения и использовали меньшее число параметров. Андронов [10,11] предложил аппроксимацию "NAV" ("New Algol Variable", "Новая звезда типа Алголя"), которая применялась нами для многих звезд не только типа Алголя (ЕА), но и двух других типов - ЕВ (β Лиры) и ЕW (W Большой Медведицы) [12-15] Аппроксимации, основанные на гауссиане и ее модификациях, рассмотрел Микулашек [16,17]

Альтернативный подход заключается в физическом моделировании кривых блеска, основанном на методе Wilson-Devinney [18], для реализации которого различными авторами были разработаны соответствующие программы [19-23]. Однако для физического моделирования необходимы значения параметров (температура хотя бы одного из компонентов и отношение масс), которые достоверно можно получить из спектральных наблюдений, а они проведены для ~1% известных затменных двойных систем.

Еще одной возможностью является использование упрощенной физической модели, в которой звезды предполагают сферически симметричными, и пренебрегают эффектом потемнения диска к краю [24]. Эта модель была использована для исследования и классификации затменных двойных звезд [25]. в том числе, для обзора OGLE [26], и также реализована нами [27].

В настоящей работе мы исследуем модификации феноменологического моделирования с целью улучшения качества аппроксимации за счет введения одного или более дополнительных параметров. Работа проводится в рамках международных проектов "Междолготная астрономия" [28,29] "Астроинформатика" и национального проекта "Украинская виртуальная обсерватория" [30,31]

2. Данные. Для иллюстрации применения предложенных функций, нами использовались наблюдения одной из звезд типа Алголя (2MASS J11080308-6145589 [32], которая недавно получила название V0882 Car [1]). Из полной фазовой кривой, опубликованной в [32], использовался участок в интервале фаз [-0.08, 0.08], в котором было получено 120 наблюдений блеска. Это позволяет исследовать отдельный минимум для сравнения аппроксимаций, в то время, как для исследования звезд мы используем полные фазовые кривые с учетом эффектов отражения, эллипсоидальности, О'Коннела и различия профилей главного и вторичного минимумов при их одинаковой ширине [12-15].

3. Основные формулы. В качестве независимой переменной используется фаза. Однако значения начальной эпохи, определенные другими методами. могут быть несколько сдвинуты, поэтому, для моделирования затмений, необходимо использовать разность фаз $u = \phi - \phi_0$, где $\phi_0 - \phi_{a3a}$, соответствующая середине вычета, описывающего затмения. Аппроксимация участка кривой блеска может быть записана в общем виде, как

$$x(\phi) = C_1 - C_2 G(\phi - C_3; C_4; \dots C_m), \tag{1}$$

гле C_1 - сглаженное значение блеска на фазе $\phi = C_3$ с учетом затмения. C_2 - амплитуда затмения, и функция G зависит как от фазы, так и от дополнительных параметров, описывающих профиль затмения. Из них важнейшим является C_4 , который описывает характерную ширину минимума. Если использовать функции G, изменяющиеся лишь в пределах затмения, то удобно ввести C_4 , как полуширину затмения, и безразмерный параметр $\varepsilon = z = (\phi - C_3)/C_4$. Ниже мы будем использовать переменные u и ε для неограниченных по фазе профилей, и z - для минимумов с конечной полушириной C_{43} , т.е. $-1 \le z \le 1$.

В отличие от статей [10,11,13,14], в которых мы определяли C_1 , как интегральное среднее значение блеска по усеченной аппроксимации тригонометрическим полиномом второй степени без учета вкладов затмений, в ланной работе мы исследуем качество аппроксимации самого минимума, и удобнее переопределить C_1 , как значение блеска в минимуме. Данная функция $G(\varepsilon) = 1 - H(\varepsilon)$, где $H(\varepsilon)$ - функция, использованная ранее [13,14] (уравнение (3)).

Основные свойства функции $G(\varepsilon): G(0) = 0$ Для ограниченных по фазе функций мы используем обозначение *z* вместо ε , чтобы подчеркнуть, что G(z) = 1 при |z| > 1. Из соображений симметрии целесообразно определить функцию $G(\varepsilon) = G(-\varepsilon) = G(|\varepsilon|)$, как симметричную.

Классической функцией, используемой, например, для описания в первом приближении профилей спектральных линий, расширенных вследствие эффекта Допплера, является гауссиана

$$G(u) = 1 - \exp(-C_{a} u^{2})$$
(2)

В данном случае, $|C_4| = 1/2\sigma^2$, где σ - характерная ширина, имеющая в теории вероятностей смысл среднеквадратичного отклонения. Эта функция характеризуется всего лишь четырьмя параметрами, что не позволяет учитывать разнообразие наблюдающихся профилей минимумов.

В табл.1 и на рис.1 приведены выбранные нами наилучшие аппроксимации в порядке ухудшения их качества по критерию минимальности SSE (суммы квадратов невязок). Гауссиана занимает последнее 14-е место. Для исследуемого

Таблица 1

N₂	Формула	SSE	σ[C,]	X_{c} (C ₃)	0(X)	m
1.	$1 - (1 - (z + C_6 z (1 - z))^{C_1})^{1.5}, z \le 1$	0.00459	-0.00139	15.0412 ±0.0034	0.00142	6
2	$\frac{(1-\exp(1-\cosh(z)))^{C_1}}{(1-\exp(1-\cosh(1)))^{C_2}} + \varepsilon = 1$	0.00462	-0.00139 ±0.00012	15.0394 ±0.0080	0. 00129	5
3.	$(1 - C_6 - C_7 - C_8 z^2 + C_6 z^4 + C_7 z^6 + C_8 z^8)^{C_5}, z \le 1$	0.00462	-0.00139 ±0.00012	15.0437 ±0.0035	0.00166	8
4	$1 - (1 - z ^{C_5})^{C_6}, z \le 1$	0.00462	-0.00139 ±0.00012	15.0435 ±0.0032	0.00142	6
\$.	$ \begin{bmatrix} 0, & \text{if } u \le C_6 \\ 1 - (1 - ((u - C_6))(C_4 - C_6))^{C_3})^{1.5}, & \text{if } C_6 \triangleleft u < C_4 \end{bmatrix} $	0.00465	-0.00139 ±0.00012	15.0338 ±0.0040	0.00143	6
6	$1 - (1 - z ^{C_s})^{1.5} , z \le 1$	0.00477	-0 00139 ±0.00012	15.0485 ±0.0031	0.00131	5
7.	$1 - \exp(-C_6(\cosh(\varepsilon) - 1)^{C_5})$	0.00480	-0.00139 ±0.00012	15.0458 ±0.0031	0.00145	6
8.	$1 - (1 - (1 - \exp(1 - \cosh(\varepsilon)))^{C_5})(1 + C_6 \varepsilon^2 + C_7 \varepsilon^4)$	0 00487	-0.00139 ±0.00012	15.0455 ±0.0087	0.00159	7
9	$1 - \exp(C_{s}(1 - \cosh(\varepsilon)))$	0.00500	-0.00142 ±0.00012	15.0377 ±0.0035	0.00135	5
10	l - exp(l - cosh(ε))	0.00509	-0.00140 ±0.00013	15.0393 ±0.0034	0.00121	4
11	$\frac{(1 - \exp(- C_5 z^2 - C_6 z^4 - C_7 z^6))^{C_6}}{(1 - \exp(- C_5 - C_6 - C_7))^{C_6}} = z \le 1$	0.00544	-0.00146 ±0.00013	15.0550 ±0.0143	0.00180	8
12	$1 - (1 - z^2)^{C_1}, z \le 1$	0.00581	-0.00143 ±0.00014	15.0609 ±0.0184	0.00145	5
13	$(1 - \exp(- C_4 u^2))^{C_3}$	0.00599	-0.00143 ±0.00014	15.0334 ±0.0053	0.00147	5
14	$(1 - \exp(- C_1 u^2))$	0.00736	-0.00134 ±0.00016	15.0456 ±0.0050	0.00145	4

ХАРАКТЕРИСТИКИ НАИЛУЧШИХ АППРОКСИМАЦИЙ

72





ряда и функции, SSE = 0 00736. И, хотя плохая сходимость наблюдений с гауссианой наблюдается практически у всех затменных звезд, ее продолжают использовать [33], по-видимому, вследствие популярности в статистике и внедрения в ряд программных пакетов.

Для учета того, что реальные минимумы имеют конечную продолжительность, Андронов [10,11] предложил использовать функцию

$$G(z) = 1 - \left(1 - |z|^{\beta}\right)^{k,5},$$
(3)

у которой показатель степени 1.5 соответствует теоретическому асимптотическому поведению кривой блеска вблизи границ затмения. Метод был назван NAV ("New Algol Variable", "Новая звезда типа Алголя"). Свойства тест функции для данной аппроксимации рассмотрены в [34].

Для рассмотренного примера этот метод дает SSE=0.00477 (6-е место в рейтинге), что лишь на 4% хуже, чем у наилучшей аппроксимации с большим числом параметров.

Разложение этой функции в ряд Маклорена

$$G(z) = 1 - \left(1 - |z|^{\beta}\right)^{1/5} = \frac{3}{2}|z|^{\beta} - \frac{3}{8}|z|^{2\beta} - \frac{1}{16}|z|^{3\beta} - \frac{3}{128}|z|^{4\beta} + \dots$$
(4)

показывает, что асимптотически при малых |z|, $G(z) \sim |z|^{\beta}$, и этот параметр определяет профиль функции. Поскольку речь идет об окрестностях минимума (при $|z| \approx 0$), то, при классическом исследовании функции ожидается, что будет существовать положительная вторая производная функции. В нашем случае, вторая производная равна

$$G^{*}(z) = \frac{3}{2}\beta(\beta - 1)|z|^{\beta - 2} , \qquad (5)$$

т.е. положительна и конечна только при $\beta = 2$. При $\beta > 2$, $G^*(z) = 0$, т.е. минимум более плоский, чем ожидается для большинства аналитических функций с асимптотически параболическим минимумом. Параметр $\beta = 1$ соответствует "треугольному" профилю минимума, поскольку при $z \rightarrow 0$, асимптотически G(z) = (3/2)|z|. В этом случае первая производная терпит разрыв при z = 0. Физически минимальным пределом является значение $\beta = 1.5$, которое соответствует мгновенному переходу от входа в затмение к выходу из него ("мгновенное" полное затмение меньшей по размеру звезды).

Значения параметра $\beta >> 2$ описывают "плоские" минимумы, или "полные затмения". Однако для значительного количества исследованных нами звезд, статистически оптимальное значение $\beta < 2$, которое приводит к разрыву второй производной и визуально "острому" профилю. Однако и для этих звезд, $\beta \ge 1.5$, так что аппроксимации являются физически реальными, хотя и отличаются от обычно исследуемых аналитических функций с $\beta = 2$.
Микулашек и др. [16] модифицировали классическую гауссиану таким образом, чтобы также получить степенную асимптотику вблизи минимума. В наших обозначениях,

$$G(\boldsymbol{u}) = \left(1 - \exp(-|C_4|\boldsymbol{u}^2|)\right)^r = (1 - \exp(-\theta))^r, \qquad (6)$$

SSE = 0.00599 (13 место), т.е. введение дополнительного параметра $C_5 = r$ приводит к улучшению качества аппроксимации, однако, обычно уступает нашему методу NAV.

Разложение в ряд Маклорена для этой функции дает

$$G(u) = \theta^{*} \left(1 - \frac{r\theta}{2} + \frac{(3r^{2} + r)\theta^{2}}{24} - \frac{(r^{3} + r^{2})\theta^{3}}{48} + \dots \right).$$
(7)

т.е. асимптотически $G(u) \sim \theta^r = |C_4|^r u^{2r}$. Данная функция подобна функции, полученной для метода NAV при $\beta = 2r$. Основное отличие имеет место вблизи границ затмения.

Чтобы улучшить аппроксимацию, не привлекая дополнительных нараметров, Микулашек [17] заменил параболу в показателе экспоненты на гиперболический косинус

$$G(\varepsilon) = (I - \exp(I - \cosh(\varepsilon)))^{r} .$$
(8)

При r = 1, эта аппроксимация занимает 10-е место в табл 1, в соответствии с рейтингом по величине SSE.

После добавления к имеющимся 5-ти параметрам еще 3, в [17] была предложена модификация

$$G(\varepsilon) = 1 - \left(1 - \exp(1 - \cosh(\varepsilon))\right)^{C_5} \left(1 + C_6 \varepsilon^2 + C_7 \varepsilon^4\right), \tag{9}$$

которая заняла 8-е место в табл. 1. Таким образом, аппроксимация NAV для рассматриваемого ряда предпочтительнее, чем рассмотренные [17].

В [13,14] мы рассматривали модификации функций, как предложенных нами в [10,11], так и в [17]. В данной работе список модификаций был расширен, и лучшие приведены в табл.1.

Среди них функция Микулашека

$$(1 - \exp(|C_6|(1 - \cosh(\varepsilon))))^{C_1}, \qquad (10)$$

в которую мы добавили дополнительный параметр $|C_6|$ (у Микулашека он отсутствует, т.е. может считаться равным единице). Отметим, что эта функция (при фиксированном значении $C_6 = 1$) является "штатной" для определения моментов минимумов затменных звезд на интернет-странице var2.astro.cz.

Более удачной оказалась модификация с перенесением степени под знак экспоненты

$$-\exp\left(-|C_6|(\cosh(\varepsilon)-1)^{C_5}\right). \tag{11}$$

Рейтинг аппроксимации 7 (SSE = 0.480).

Очевидно, что выбор гиперболического косинуса вместо обычной параболы связан с более резким уменьшением показателя экспоненты при удалении от нуля в знакопостоянном ряде:

$$1 - \cosh(\varepsilon) = -\frac{\varepsilon^2}{2} - \frac{\varepsilon^4}{24} - \frac{\varepsilon^6}{720} - \frac{\varepsilon^8}{40320} - (12)$$

Также мы попробовали ограниченную по фазе аппроксимацию с учетом разложения по четным степеням аргумента

$$G(z) = \frac{\left(1 - \exp\left(-|C_{5}|z^{2} - |C_{6}|z^{4} - |C_{7}|z^{6}\right)\right)^{r_{4}}}{\left(1 - \exp\left(-|C_{5}| - |C_{6}| - |C_{7}|\right)\right)^{r_{4}}},$$
(13)

однако, это оказалось менее удачным (рейтинг 11, SSE = 0.00544). Знаки абсолютной величины показывают то, что параметры положительные.

Таким образом, неограниченные функции с использованием экспоненты и гиперболического косинуса, имеют рейтинги 7 и ниже, т.е. все эти аппроксимации хуже по критерию минимальности SSE, чем исходный алгоритм NAV (соответствующий рейтингу 6).

Однако мы попытались усовершенствовать метод NAV, и модифицировать ограниченные по фазе профили затмения (|z| ≤ 1). Пять функций (1-5 в табл.1) показали одинаковые результаты по SSE в пределах не значимой статистически разности в 1.5%. В порядке улучшения рейтинга, это кусочнонепрерывная функция с участком полного затмения

$$G(u) = \begin{cases} 0, & \text{если } |u| \le C_6 \\ 1 - \left(1 - \left(\left(|u| - |C_6|\right)/[C_4 - |C_5|]\right)^{C_4}\right)^5, & \text{если } C_6 < |u| < C_4 \end{cases}$$
(14)

с дополнительным показателем степени С, (ранее принимающимся равным 1.5)

$$G(u) = 1 - \left[1 - |z|^{C_{u}}\right]^{C_{u}}$$
(15)

Выше по рейтингу ряд по четным степеням z (который может быть получен разложением в ряд экспоненты с модифицированным нами показателем), возведенный в степень

$$G(z) = \left\| 1 - C_6 - C_7 - C_8 \right\| z^2 + C_6 z^4 + C_7 z^6 + C_8 z^8 \right)^{C_5}.$$
 (16)

Отличный результат, соответствующий рейтингу 2, дает и функция Микулашека, которую мы предлагаем сделать ограниченной по фазе

$$G(z) = \frac{(1 - \exp(1 - \cosh(z)))^{C_1}}{(1 - \exp(1 - \cosh(1)))^{C_2}}.$$
(17)

Однако наилучший результат по рейтингу для исследуемого ряда показывает

метод NAV с модифицированным аргументом с дополнительным параметром C_{c} в интервале (-1,1):

$$G(z) = 1 - \left(1 - \left(|z| + C_6|z|(1 - |z|))^{C_5}\right)^{1.5}$$
(18)

4. Теоретические семейства функций. На рис.2 показаны семейства аппроксимаций для основных методов, модификации к которым исследовались в данной работе. Вверху показаны ограниченные по фазе функции (3), предложенные Андроновым в [10,11], а внизу - неограниченные функции Микулашека (10). Для сравнения по профилю вблизи центра затмения, принимались значения $\beta = 2r$ для одного и того же набора данных. Основное отличие этих семейств - в ограниченности и неограниченности теоретических профилей, а вблизи центра затмения, профили становятся одинаково степенными. Однако предпочтительнее в этом случае использовать только участки с восходящей и нисходящей ветвями [35].



Рис.2. Вверху: влияние на функцию G параметра ($\beta = C_5$ в формуле (3)) для значений $\beta = 2r$ н r = 0.001, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2 (ширина увеличивается); внизу: влияние параметра $r (= C_5$ в формуле (10)) на форму кривых блеска для того же набора значений. что и вверху.

И.Л.АНДРОНОВ И ДР.

На рис.3 показаны семейства аппроксимаций для наилучшей модификации (18). Введение дополнительного параметра уменьшило значение SSE на 2.5% по сравнению с исходной формулой (3). Таким образом, функция представляется наиболее перспективной для улучшения аппроксимации профиля затмения. Естественным физическим ограничением является интервал (-1,1), в противном случае функция перестает быть монотонно изменяющейся от центра затмения к краям.



Рис 3. Влияние на функцию G параметра C_6 (уравнение (18)) на профиль минимума при фиксированных значениях $\alpha = 1.5$ (вверху) и $\alpha = 2$ (внизу). Значение C_6 для линия меняется от -1 (широкий профиль) до +1 (узкий профиль) с шагом 0".2.

5. Обсуждение результатов. В статье [10,11] мы рассматривали различные функции для аппроксимации. Впоследствии в [17] было приведено несколько новых функций, однако, они по-прежнему были формально бесконечно широки. То есть феноменологическая аппроксимация с большим числом параметров описывает кривую с меньшим среднеквадратичным

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА

отклонением. Однако общей проблемой при увеличении числа параметров является неортогональность базисных функций и соответствующее резкое ухудшение точности определения даже предыдущих параметров. Нами было проведено сравнение некоторых модификаций метода NAV и методов, основанных на гауссиане [13,14]. В данной работе список аппроксимирующих функций существенно расширен, однако, он составляет примерно треть от проверявшихся нами модификаций. Для уменьшения влияния на аппроксимацию внезатменной части кривой блеска, нами были выделены из полной кривой блеска звезды V0882 Car = 2MASS J11080308-6145589 [32] только наблюдения в интервале вблизи минимума от -0.08 до 0.08, общим числом 120. Для аппроксимации нелинейным методом наименьших квадратов использовалась программа WinCurveFit v1.1.2 (Kevin Raner Software), которая позволяет определять до 8 параметров. Нами были рассмотрены аппроксимации с числом параметров от 5 до 8.

Результаты приведены в табл.1, соответствующие сглаживающие кривые - на рис.1 в порядке ухудшения качества аппроксимаций. В качестве основной тест-функции для ранжирования аппроксимаций использовалась сумма квадратов невязок. Наилучшей оказалась аппроксимация методом NAV, в которую был добавлен корректирующий параметр. Однако очень небольшое различие между тест-функциями не позволяет делать вывод о неоспоримом преимуществе какой-либо аппроксимации перед несколькими практически равнозначными.

Метод Микулашека дает почти такую же по качеству аппроксимацию, но, как упоминалось выше, формально ширина затмения, где функция, описывающая профиль, пересекает ноль, равна бесконечности. Отметим, что для быстрого поиска периодов и автоматической классификации звезд, обычно использовались аппроксимации, имеющие значительно худшее согласие теории с наблюдениями, однако, вычисляющиеся сравнительно быстро. К ним относится классический метод предварительного исследования алголей, когда кривая блеска разделялась на "затмение" (выпадение блеска ниже какого-то предельного уровня) и "внезатменную часть, а также аппроксимации треугольником или параболой. Мы также анализировали данные аппроксимации, однако, они характеризуются существенно худшими значениями тест-функции SSE, и поэтому пригодны лишь для предварительной (неточной) оценки параметров.

6. Заключение. Рассмотренные функции и их модификации показывают естественное улучшение качества аппроксимации с увеличением числа параметров по критерию суммы квадратов невязок SSE, однако, эффект добавления параметра существенно различается для разных исходных функций. Среди 14 наилучших функций, самая лучшая аппроксимация без ограничения по фазе, имеет лишь седьмой рейтинг. Наилучшая шестерка аппрокцимаций соответствует ограниченной ширине минимума (что ожидается по физическому смыслу), причем как для модификаций функции (3) [10,11], так и функции (10) [17]. Оба семейства модификаций асимптотически имеют степенную зависимость вблизи центра затмения, различаясь на краях. Наилучшей для тестового ряда наблюдений является аппроксимация (18) с "искажением фазы", однако, статистическая значимость параметра должна определяться для каждого ряда наблюдений отдельно.

- Кафедра "Математика, физика и астрономия", Одесский Национальный Морской университет, Одесса, Украина,
- e-mail: tt_ari@ukr.net masha.vodn@yandex.ua
- ² Астрономическая обсерватория, Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова, Одесса, Украина, e-mail: lidia_chinarova@mail.ua

COMPARATIVE ANALYSIS OF PHENOMENOLOGICAL APPROXIMATIONS OF LIGHT CURVES OF ECLIPSING BINARY STARS WITH ADDITIONAL PARAMETERS

I.L.ANDRONOV', M.G.TKACHENKO', L.L CHINAROVA²

A comparative analysis of the special profiles of the eclipses applied for the phenomenological modeling of the light curves of eclipsing binary stars is conducted. Families of functions are considered, generalizing local approximations and the functions theoretically unlimited in a width, based on a Gaussian. For an analysis, the light curve of the star V0882 Car = 2MASSJ11080308 - 6145589 of the classic Algol-subtype (β Persei) is used. Analyzing dozens of modified functions with additional parameters, it was chosen the 14 best according to the criterion of the least sum of squares of deviations. The best are the functions with an additional parameter, describing profiles, which are limited in phase.

Key words: eclipsing binary stars: light curves

ЛИТЕРАТУРА

1. N.N.Samus, O.V Durlevich, E V Kazarovets et al., 1, 2025, 2009, (http:// www.sai.msu.su/gcvs/gcvs/).

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА

- 2. V.P.Tsessevich, Moscow, Nauka., p.350, 1971.
- 3. I.L.Andronov, ASP Conf. Ser, 335, 37, 2005
- 4. V.V. Breus, Odessa Astron. Publ., 16, 24, 2003.
- K.D.Andrych, I.L.Andronov, L.L.Chinarova, V.I.Marsakova, Odessa Astron. Publ., 28, 158, 2015.
- 6 В.Ю. Теребиж, Анализ временных рядов в астрофизике. М. Физматлит. с.394, 1992
- 7 I.L Andronov, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 292, 391, 2003.
- 8. I.L.Andronov, V.I.Marsakova, Astrophysics, 49, 370, 2006.
- 9. S.M. Rucinski, Publ. Astron. Soc. Pacif., 105, 1433, 1993.
- 10. I L.Andronov, Int.Conf. KOLOS-2010 Abstr. Booklet, Snina, Slovakia, 1, 2010.
- 11 I.L.Andronov, Astrophys., 55, 536, 2012.
- I.L.Andronov, Yonggi Kim, Young-Hee Kim et al., Journal of Astronomy and Space Science, 32, 127, 2015.
- 13. I.L.Andronov, L.L. Chinarova, M.G. Tkachenko, Physics J. 2, 140, 2016
- I.L. Andronov, M.G. Tkachenko, L.L. Chinarova, Open European Journal on Variable Stars, 176, 35, 2016.
- 15. M.G.Tkachenko, I.L.Andronov, L.L.Chinarova, Odessa Astron. Publ., 28, 181, 2015.
- 16 Z. Mikulasek, M. Zejda, J. Janik, Proc. 1AU Symp, 282, 391, 2011.
- 17 Z. Mikulasek, Astron. Astrophys., 584, 1, 2015.
- 18. R.E. Wilson, E.J. Devinney, Astrophys. J., 166, 605, 1971.
- 19. D.H.Bradstreet, SASS, 24, 23, 2005
- 20. A.M. Cherepashchuk, Astronomicheskii Zhurnal, 70, 1157, 1993.
- J Kallrath. E.F. Milone, Eclipsing Binary Stars: Modeling and Analysis. Springer Verlag New York, p.444, 2009.
- 22. J.M.Kreiner, S.Rucinski, S.Zola et al., Astron. Astrophys., 412, 465, 2003.
- 23. A.Prsa, E.F.Guinan, E.J.Devinney et al., IAUS, 282, 271, 2012.
- 24. A.M.Shulberg, Close binary systems with spherical components. Moscow, Nauka, p.246, 1971.
- O. Yu. Maikov, E. Oblak, E.A. Avvakumova, J. Torra, Astron. Astrophys., 465. 549, 2007.
- 26. J. Devor, Astrophys. J., 628, 411, 2005.
- 27 I.L.Andronov, M.G.Tkachenko, Odessa Astron. Publ., 26, 204, 2013.
- 28. I.L.Andronov, K.A.Antoniuk, P.Augusto et al., Astron. Astrophys. Transactions, 22 (issue 4-5), 793, 2003.
- 29. I.L.Andronov, K.A.Antoniuk, A.V.Baklanov et al., Odessa Astron. Publ., 23, 8, 2010.
- 30. I.B. Vavilova, L.K. Pakuliak, Y.I. Protsyuk et al., KosNT, 17, 74, 2011
- 31. I.B. Vavilova, L.K. Pakuliak, A.A. Shlyapnikov et al., KPCB, 28, 85, 2012.
- 32 P. Nicholson, Open European Journal on Variable Stars, 102, 1, 2009.
- 33 P Esposito et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 450, 1705, 2015.
- 34. M.G.Tkachenko, Advances in Astronomy and Space Physics, 6, 2016. (eprint arXiv:1611.04053).
- 35. I.L. Andronov, K.D. Andrych, Odessa Astron. Publ., 27, 38, 2014

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

выпуск і

INVESTIGATION OF FAINT GALACTIC CARBON STARS FROM THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. III. INFRA-RED CHARACTERISTICS

K.S.GIGOYAN¹, A.SARKISSIAN², C.ROSSI³, D.RUSSEIL⁴, G.KOSTANDYAN¹, M.CALABRESI⁵, F.ZAMKOTSIAN⁴, M.MEFTAH² Received 6 July 2016 Accepted 14 December 2016

Infra-Red (IR) astronomical databases, namely, IRAS, 2MASS, WISE, and Spitzer, are used to analyze photometric data of 126 carbon (C) stars whose spectra are visible in the First Byurakan Survey (FBS) low-resolution(Ir) spectral plates. Among these, six new objects, recently confirmed on the digitized FBS plates, are included. For three of them, moderate-resolution CCD optical spectra are also presented. In this work several IR color-color diagrams are studied. Early and latetype C stars are separated in the JHK Near-Infra-Red (NIR) color-color plots, as well as in the WISE W3-W4 versus W1-W2 diagram. Late N-type Asymptotic Giant Branch (AGB) stars are redder in W1-W2, while early-types (CH and R giants) are redder in W3-W4 as expected Objects with W2-W3 > 1.0 mag, show double-peaked spectral energy distribution (SED), indicating the existence of the circumstellar envelopes around them. 26 N-type stars have IRAS Point Source Catalog(PSC) associations. For FBS 1812+455 IRAS Low-Resolution Spectra (LRS) in the wavelength range 7.7 + 22.6 µm and Spitzer Space Telescope Spectra in the range 5 + 38 µm are presented clearly showing absorption features of C,H, (acetylene) molecule at 7.5 and 13.7 µm, and the SiC (silicone carbide) emission at 11.3 µm. The mass-loss rates for eight Mira-type variables are derived from the K-[12] color and from the pulsation periods. The reddest object among the targets is N-type C star FBS 2213+421, which belong to the group of the cold post-AGB R Coronae Borealis (R CrB) variables

Key words: stars: carbon stars: Mira-type stars: infra-red characteristics: mass-loss rate

1. Introduction. This is the third paper of the series [1,2] devoted to the study of carbon (C) stars discovered on the First Byurakan Survey (FBS) [3] low-resolution (Ir) spectral plates at high Galactic latitudes [4-6], more than 10° above the Galactic plane. Since 2007, all the FBS Ir spectral plates are digitized, and the Digitized First Byurakan Survey (DFBS) [7] database was created (available online at http://ia2.oats.inaf.it, see also our web service at http://www.aras.am/Dfbs/dfbs/ html for FBS zones statistics and technical data). 120 new C stars and numerous M-type stars of late-subclasses have been discovered [8]. The first two papers of this series were devoted to study the optical variability, K-band absolute magnitudes, and distance estimations of 54 FBS N-type AGB C stars, 66 C stars, showing early-type features. The detection ranges were also estimated in FBS for each group of the C-rich objects: N-type stars, CH and R stars, and dwarf carbon (dC) stars. The C-rich nature for all 120 detected stars has been confirmed by moderate-resolution CCD spectroscopy [4-6,8]. The magnitudes of FBS C stars are in the range 12.0 ± 16.0 mag in V-band. These objects are between moderately faint (fainter than 11.0 ± 12.0 mag.) C stars and extremely faint and distant C stars, found in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) commissioning data [9,10]. In this paper we present data for 6 new early-type C stars found in the DFBS database. These objects should be added to the 120 FBS+DFBS C stars already known [4-6,8].

The goal of this paper is to analyze all possible IR data from modern astronomical catalogs for all 126 C stars. For all confirmed stars we have considered IR color-color diagrams. IRAS Low-Resolution Spectra (LRS) [11] in the wavelength range $7.7 \pm 22.6 \mu m$ and Spitzer Space Telescope Spectra in the range $5 \pm 38 \mu m$ are presented for FBS 1812+455. Relations between K-[12] color index and pulsation periods (P) are used to estimate the mass loss rate for eight C Mira-type variables.

All DFBS IR spectral plates (-2000 Kodak IIAF, IIF, IIaF, and 103aF plates, $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ each in size) have been analyzed twice with help of standard image analysis softwares (FITSView and SAO Image ds9). This visualization allows to detect very red candidate stars close to the detection limit in each DFBS plate [6]. This visualization yielded to the discovery of numerous late-subclasses of M stars, and 6 new C stars, showing early-type characteristics. The selection criteria of late-type stars on DFBS plates are described with more details in papers [4,8]. Particularly, C stars can be identified through the presence of the Swan bands of the C molecule at 4737, 5165 and 5636A (N-stars). Early-type C stars show C absorption band at 4382A also. Note that, based on recent detection of the new faint late-type stars at high latitudes, we are planning to present the 2nd Version of the "Revised And Updated Catalogue of The First Byurakan Survey of Late-Type Stars" [8].

2. New Confirmed DFBS C Stars.

2.1. 2MASS Data. Table 1 present DFBS number, 2MASS(Two Micron All-Sky Survey [13] (online available at http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/ 2mass.html/) JHKs photometric data for the 6 new early-type C stars. For a possible proper motion, they were checked in optical multi-color and multi-epoch databases, like the PPMX (Catalog of Position and Proper Motions of the ICRS) [14], online access at http://vo.uni-hd.de/ppmxl) and in SuperCOSMOS Sky Survey-SSS (online at http://www-wfau.roe.ac.uk/sss/). No detectable proper motion was found for the confirmed C stars.

As we can see in Table 1, NIR colors for 6 stars are typical for early-type C giants, properties to be validated in next section.

Table 1

DFBS Number	2MASS Association	J (mag)	J-H (mag)	H-Ks (mag)	B [#] (Gal. lat.)
J030610.42+435320.8	J030610.42+435320.8	10.513	0.805	0.322	-12°.568
J032659.76+385650.0	J032659.77+385649.5	9.415	0.769	0.276	-14.603
J151825.96+130424.6	J151825.84+130423.5	11 376	0.389	0.158	+52.918
J163117.35+152902.3	J163117.33+152902.2	11.732	0.814	0.269	+37.889
J175212.89+341126.5	J175212 86+341126 2	10.437	0.701	0.191	+26.382
J214733.89+154104.1	J214733.89+154104.1	11.932	0.602	0.133	-28.182

2MASS JHKs DATA FOR 6 NEW EARLY-TYPE DFBS C STARS

2.2. Optical Spectroscopy. For the stars DFBS J030610.42+435320.8 and DFBS J032659.76+385650.0 medium-resolution CCD spectra in the range $\lambda\lambda$ 3900-8500A (dispersion is 3.9A/pix) were obtained on 12/13 January 2016, with the 1.52 m Cassini telescope of the Bologna Astronomical Observatory at Lojano (Italy, equipped with the Bologna Faint Object Spectrometer and Camera-BFOSC. 1300×1340 pix EEV P129915 CCD). Spectroscopic data were reduced by means of standard IRAF procedure. Moderate-resolution CCD spectra for DFBS J151825.96+130424.6 were obtained on 15 April 2016 at the 2.6 m telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory (BAO, Armenia, equipped with the SCOR-PIO spectrograph and TK 1024×1024 pixel CCD, dispersion 3 A/pix.). The 1.52 m Loiano and the 2.6 m BAO telescope spectra are shown in Fig.1, which are typical CH giants [15] confirming 2MASS NIR color properties. The C-rich nature for the remaining 3 objects of Table 1 (for which IBI > 20°) was confirmed on Hamburg Quasar Survey (HQS) Low-Resolution Digitized database (online at http://www.hs.unihamburg.de/DE/For/Exg/Sur/hqs/online/index.html, HQS spectral resolution is better than DFBS's one). Fig.1 illustrates also HQS Digitized 2D spectra for the remaining three objects of Table I, where the absorption bands of C, molecule are very well expressed.

3. *IR-Data*. This paper is mainly devoted to the characterization of our targets with the help of IR data by applying the color-magnitude and color-color diagrams to data downloaded from several ground based and satellite surveys. We used the JHKs photometry from 2MASS catalog, the IRAS photometric data, which were used to select the original BIS (Vizier catalogue III/237A) sample, the observations of the AKARI satellite at 9 and 18 μ m [16] and of the WISE satellite at 3.4, 4.6, 12 and 22 μ m (Vizier Catalogue III/328). The WISE 4 bands photometry provide useful color indices: we show in Fig.2a W1-W2 versus W3-

* IRAF is distributed by the NOAO which is operated by AURA under contract with NFS.



Fig.1. Loiano 1.52 m telescope spectra for objects DFBS J030610.42+435320.8 and DFBS J032659.76+385650.0 in wavelength range $\lambda\lambda$ 3900 = 8500 A and 2.6 m BAO telescope spectra for star DFBS J151825.96+130424.6 in range $\lambda\lambda$ 4250 = 6750 A, also HQS 2D Ir spectral images(each size 5' × 5') for 3 objects Table 1. The absorption bands of C, molecule is indicated.

W4 and in Fig.2b W1-W2 versus W1-W4. Dusty C stars are well separated in a rising branch, while non-dusty C stars are mixed with the other ones. Mira

variables are a bit above the main locus of the late type stars. Semi-regular variables are spread all along the main locus, while non-variable stars are grouped in the blue corner. Similar useful tools are the plots J-Ks versus Ks-AKAR19, built using 2MASS and AKAR1 Catalogs (see Fig.3a), and J-Ks versus Ks-W4 (see Fig.3b) built using 2MASS and WISE data: in both plots the C dusty stars are well separated from the bulk of the naked late type stars. We note that only the brightest dusty carbon stars from FBS are present in the AKAR1 database.

3.1. *IRAS Data*. After IRAS mission, the IRAS data became an important tool in the infrared for studying late stages of stellar evolution. IRAS two-color plots are used in many papers and the Low-Resolution Spectra are important in discriminating between oxygen-rich (M stars) and carbon-rich (C stars). 26 objects (N-type stars only [8]) out of 126 FBS C stars detected are associated with IRAS sources [17]. Only four objects have fluxes up to 60 micron reported with good



Fig.2. WISE W1-W2 vs. W3-W4 (Fig.2a) and WISE W1-W2 vs. W1-W4 (Fig.2b) color-color plots (with error bars) for all C stars. Crosses are early-type stars, filled squares, are late N-type AGB stars



Fig 3 2MASS J-Ks vs. Ks-AKARI 9mag. (Fig.3a) and J-Ks vs. Ks-W4 (Fig 3b) color-color diagram for all 126 C stars confinmed. A single (reddest) object on the upper right corner present the position of the star FBS 2213+421 (filled polygon). Symbols are the same, as in Fig.3a, b.

quality factors in the IRAS catalogue FBS 0137+400, FBS 0707+270, FBS 1812+455, and FBS 2213+421. We have checked the position of these stars in the classical diagram by van der Veen&Habing [18] where the colors are defined as follows:

$$[12] - [25] = 2.5 \log F(25) / F(12)$$
(1)

$$[25] - [60] = 2.5\log F(60)/F(25)$$
 (2)

with F(12), F(25), and F(60) being the IRAS fluxes at 12, 25, and $60 \,\mu m$, respectively. After color correction for the temperature to the fluxes published in the catalog, the results are those reported in Table 2.

In the scheme of Fig.5b by van der Veen and Habing [18] FBS 0137+400 lie close to the region VII corresponding to variable carbon stars, the others, well inside that region, are long period, irregular variables as we have verified from the check of the variability types using the Catalina Sky Survey (CSS-http://

Table 2

IRAS color	FBS 0137+400	FBS 0707+270	FBS 1812+455	FBS 2213+421
[12]-[25]	-1.41	-1.36	-1.32	-0.74
[25]-[60]	-1.59	-1.64	-1.77	-1.55

IRAS COLORS FOR 4 N-TYPE CARBON STARS

nesssi.cacr.caltech.edu/DataRelease/) [19] database. From the spectroscopic point of view, the silicate features at 10 and $18 \,\mu\text{m}$ in emission or in absorption are indicators for belonging of objects to O-rich group. Spectral types of the large amount of unassociated IRAS Point Sources are presented also in huge amount of papers. Particularly, data for numerous of the new Infrared Carbon Stars (ICS) [20] are identified on the basis of the presence of the SiC emission feature at 11.3 μ m in their LRS. Only two stars (FBS 1812+455 and FBS 2213+421) have been also detected in spectroscopic mode. IRAS spectra for FBS 0137+400 and FBS 2213+421 are presented in papers [21,22]. The long period variable FBS 1812+455 will be discussed below.

3.2. 2MASS Colors. To discriminate dwarf/giant luminosity class, we used the traditional color-color plots (J-H vs. H-Ks) [23]. In Fig 3 of paper[1], we present 2MASS color-color plots for 120 FBS+DFBS C stars. This diagram clearly shows the sharp division between N giants and other C stars (the different location of early-type and late-type C stars, as in paper [2]). The reddest object, at the uppermost right corner [1] is the N-type star FBS 2213+421, which belongs to the group of the cold post-AGB R Coronae Borealis Variables (R CrB) [24]

3.3. Spitzer Data. We have checked all 126 confirmed C stars for possible



Fig.4. IRAS Low-Resolution Spectra (LRS) in wavelength range $7.7 + 22.6 \,\mu\text{m}$ (Fig.4a) and Spitzer/IRS spectra (Fig.4b) in wavelength range $5 + 38 \,\mu\text{m}$ for FBS1812+455

K S GIGOYAN ET AL.

detection in Spitzer database (http://sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA). Only for the late N-type star FBS 1812+455, which is a Mira-type variable, the Spitzer Infrared-Spectrograph (IRS) spectra [12] are available in the range $5 + 38 \mu m$. We present these spectra, together with the IRAS LRS in Fig.4a, b. The overall spectrum of FBS 1812+455 is very similar to that of Sgr 22(2MASS J19103987-3228373=IRAS 19074-3233, a foreground member of the Galaxy) [25] which is a variable with period 370 days and has also the same 2MASS J-H and H-Ks colors. In Fig.4b the most interesting features are the absorption bands of C_2H , at 7.5 and 13.7 μm and the very strong SiC emission at 11.3 μm . This last feature is strong in Spitzer but it is also clearly detectable in the IRAS spectra.

3.4. WISE Data. WISE (Wide-Field Infrared Survey Explorer) [26] mapped the whole sky in 4 infrared bands, W1, W2, W3, and W4 centered at 3.4, 4.6, 12, and 22 µm (see CDS catalogue II/328 for photometric data, image data access is available at http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/wise). The WISE 4 bands photometry provides useful color indexes although with some caveat. Actually, while in most of the color-color diagrams the N giants are distributed along a branch well separated from the earlier types, CH, R and dwarf carbons have the same colors as the early M type stars. The carbon nature of these stars should be also confirmed by other evidences [27]. Color-magnitude criteria based on WISE data are developed in paper [28] and allowed to select AGB stars with circumstellar dust shells, and separate C-rich from O-rich classes. This database is analyzed also for C and M-type AGB stars in the Galaxy [29]. All the 126 FBS+DFBS C stars were detected by WISE (see Fig.2a, b for WISE color-color plots).

3.5. AKARI Data. 39 objects (out of 126) were associated with the AKARI Point Source Catalog sources(CDS Catalogue II/298). They are 38 N-type stars plus the CH star FBS 0018+213=AKARI 0021334+213526, which is the brightest earlytype CH star among the FBS sample. The star FBS 0043+474=AKARI 0046284+474132 has no record on 9 μ m band, but it is observed at 18 μ m band (S18=1.01E+00Jy). The remaining 16 N stars were not detected by AKARI satellite, because of their faintness. The calibrated flux densities reported in the catalogue were converted into magnitudes of the IRC-Vega system using the zero-magnitude flux densities from Tanabe et al. [30]. The uncertainties were derived from the maximum and minimum magnitudes derived from the flux uncertainties. In most cases Δ mag is below 0.05, for the faintest 15 cases Δ mag ranges between 0.1+0.15.

Fig.3a, b presents 2MASS J-Ks vs. Ks-AKARI 9 mag. and 2MASS J-Ks vs. Ks-W4 color-color plots. Our purpose was not only to study the distribution of the points, but also to make a compareson between the two diagrams. As we can see the agreements is very good and uncertainties are comparable. Again, the variable AGB N-type stars are distributed along the strip of progressive reddening.

the single CH star in the diagram is located in the lowermost corner, as expected (Fig.3a). Objects with color index K_s -AKAR 19 mag. > 3.0 mag., show doublepeaked spectral energy distribution (SED).

4. Spectral Energy Distribution-SED. SED for numerous of evolved late-type stars are presented in large amount of papers in our own Galaxy and in members of the local group, particularly, in Large and Small Magellanic Clouds [31]. We have constructed the SED of all our stars to check their variability in the optical and study the emission excess in the infrared. We have collected the photometry from Vizier (http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR/) in the wavelength range from the B-band (0.444 μ m) to the IRAS 100 μ m band is covered by the SED. We used 2MASS, WISE, AKARI and IRAS for the IR, UCAC4 and APASS catalogues (CDS Catalogues I/322A and II/336), for the optical bands, then applied the conversion LAMBDA*F(LAMBDA) using the tool of the web site http://morpheous.phys.lsu.edu/magnitude html. For some stars the interstellar extinction is not negligible in various photometric bands (for example for some



Fig 5. Spectral Energy Distribution (SED) for some stars. X-axis presents wavelength in micron, Y-axis presents flux in units Watt/m²

K.S.GIGOYAN ET AL.

objects Av > 0.45 mag.). In these cases we have applied the corrections as described in paper [2]. It is very important to note that the photometric data downloaded from the various catalogues are obtained at different epochs (not simultaneously) This could represent a problem for N-type AGB which are variable mainly in the optical. Actually, we have kept all the points to have an idea of the variability. Early-type CH and R giants are more or less stable. 5 FBS N-type AGB C stars show double-peaked SED. In Fig.5 we present the observed SED for some interesting objects.

5. IR-Colors And Mass-Loss Rates. IR colors can be used to obtain mass loss rates for N-type stars. Our estimation for eight Mira-type variables is based on IR color and pulsation period. Whitelock et. al. [32] determined the correlation between K-[12] index and mass-loss rates for Galactic C Miras. This relation has quantified as:

 $log(M_{total}) = -7.668 + 0.7305(K - [12]) - 5.398 \times 10^{-2}(K - [12])^2 + 1.343 \times 10^{-3}(K - [12])^3$ (3) where [12] is the IRAS 12 µm band magnitude defined as:

$$[12] = 3.63 - 2.5 \log F(12) \tag{4}$$

where F(12) is the IRAS flux in Jansky at $12 \,\mu m$. As a supplementary evaluation we have also used the correlation between mass-loss rate and pulsation period [33]. This correlation is defined as follow:

$$\log M = (4.08 \pm 0.41) \times \log P - (16.54 \pm 1.1) \sigma = 0.27$$
(5)

Table 3 presents the mass-loss rates for eight Mira variables, where columns present: FBS or DFBS number, 2MASS association, and estimation of logM, using K-[12] color indices and pulsation periods (P). Variability types and periods are given in paper [1].

Table 3

FBS+DFBS Number	2MASS Association	logM(K-[12]	logM(P)
FBS 0043+474	00462480+4741330	-6.18	-6.19
FBS 0155+384	01580610+3839185	-7.00	-6.43
FBS 0158+095	02005614+0945356	-5.36	-5.38
FBS 0502+088	05050029+0856078	-6.00	-5.80
FBS 0729+269	07323273+2647156	-6.60	-6.60
FBS 1812+455	18132945+4531175	-5.13	-5.92
DFBS J064958.64+741610.1	06495846+7416107	-5.80	-6.08
DFBS J230835 19+403533.9	23082356+4035287	-6.06	-6.10

MASS-LOSS RATES FOR 8 N-TYPE MIRA VARIABLES

For FBS 0729+269 as a [12] µm magnitude the WISE W3 band magnitude is adopted

As we can see (Table 3), similar values are obtained for mass-loss rates, using the two different methods. The larger difference in the values for FBS 1812+455, most probably, can be explained by K-band variability. The distances to these objects, which are in the range 3.6 to 12.9 kpc, determined and presented in paper [1], are based on Period-Luminosity(PL) relations.

6. Discussion and conclusion. All available IR data from modern astronomical databases are exploited to study C stars found on FBS spectral plates. IR observations enabled us to study dust and gas features from the circumstellar envelopes around these stars. The well-known relation between K-[12] colour and pulsation periods was used to estimate the mass loss rate for eight Mira-type variables. The values obtained are between 10⁵ and 10⁺ M₀/yr. and are typical for N-type AGB variable stars. Optical and IR photometric data are used to construct the Spectral Energy Distribution for all detected C stars. 5 N-type stars with W2-W3>1.0 mag. show double-peaked SED, indicating the existence of an envelope around them. For FBS 1812+455 it is obvious from the SED, with a emission peaking around 5 micron(showing maximum radiation around 5 micron wavelength) and from Spitzer spectra. Also differences in two values of mass-loss rates for this objects is explained with large amplitude variability in K band and in IR bands. This object needs to be monitored in NIR bands and studied in more detail in future. The reddest object among the studied targets is N-type star FBS 2213+421 (Fig.3a, b), which belongs to the cold post-AGB R Coronae Borealis (R CrB) variables.

We note, that similar work is in progress for all detected FBS+DFBS Mtype stars, which are more than 1500 in the 2nd version of the "Revised And Updated Catalogue of The First Byurakan Survey of Late-Type Stars" [8]. Part of our program also is to obtain a high spatial resolution NIR and IR images for comparatively bright and interesting stars.

Aknowledgements. K.S.G. thanks CNRS, LATMOS, University of Versailles Saint Quentin en Yvelines, and LAM for supporting this study. This works was supported also by the RA MES State Committee of Science, in the frames of the research project No. 14PR-1C0109. Authors thank the staff of the Cassini telescope for technical assistance during the observations. This research has made use of the SIMBAD and VIZIER data bases, operated at CDS, Strasbourg, France. This publication makes use of data products from 2MASS, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology also use of data product from the Wide-Field Infrared Survey Explorer, which is a joint project of the University of California, Los Angeles, and the Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology, funded by the National Aereonautics and Space Administration. The

K S.GIGOYAN ET AL

authors wish to express their gratitude to Anahit Samsonyan for her help with Spitzer data analysis.

- V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am
- ² Universite de Versailles Saint-Quentin, CNRS/INSU, LATMOS-IPSL,
- France, e-mail: Alain.Sarkissian@latmos.ipsl.fr Mustapha.Meftah@latmos.ipsl.fr Dipartimento di Fisica, University di Roma La Sapienza, P. le Aldo Moro 5, 1-00185 Roma Italy, e-mail: Corinne.Rossi@roma1.infn.it
- ⁴ Laboratoire d Astrophysique de Marseille, CNRS-AMU,
- France, e-mail: delphine.russeil@lam.fr frederic.zamkotsian@lam.fr
- ⁵ Associazione Romana Astrofili Frasso Sabino Observatory,

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОБЗОРА НЕБА. III. ИНФРАКРАСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

К.С.ГИГОЯН¹, А.САРКИССИАН², К.РОССИ³, Д.РУССЕЙ⁴, Г.КОСТАНДЯН¹, М.КАЛАБРЕСИ³, Ф.ЖАМКОЧЯН⁴, М.МЕФТА²

Инфракрасные (ИК) астрономические базы данных, такие как IRAS. 2MASS, WISE и Spitzer, были использованы для анализа фотометрических данных 126 углеродных (С) звезд, спектры которых видны на низкодисперсионных пластинках Первого Бюраканского Обзора (FBS) неба. Также были включены 6 новых объектов, установленных недавно на оцифрованных пластинках FBS. Для трех из них приведены спектры со средней дисперсией. В данной работе изучены некоторые ИК цвет-цвет диаграммы. С-звезды ранних и поздних N (Асимптотическая Ветвь Гигантов - АВГ) подклассов выделяются на ЈНК близкой ИК диаграмме, а также на WISE W3-W4, W2-W3 диаграмме. Объекты с показателем цвета W2-W3>1.0 величины показывают двойной пик распределения энергии в спектре (Spectral Energy Distribution-SED) как индикатор существования оболочек вокруг этих объектов. 26 звезд класса N ассониированы с источниками IRAS каталога. Для звезды FBS 1812+455 приводится низкодисперсионный IRAS спектр в диапазоне 77 ÷ 22.6 мкм и спектр телескопа Spitzer в диапазоне 5 + 38 мкм, показывающий абсорбционные особенности на длине волны 7.5 и 13.7 мкм молекулы С.Н.

Italy, e-mail: m.calabresi@mclink.it

INVESTIGATION OF CARBON STARS

и эмиссию на длине волны 11.3 мкм молекулы SiC Потеря массы для 8 Миридов оценена, используя K-[12] показатель цвета и периоды пульсации. Объект с большим ИК показателем цвета, это C-звезда FBS 2213+421 класса N, которая принадлежит к группе холодных пост-ABG R CrB переменных.

Ключевые слова: С-звезды: переменные типа Миры Кита: ИК характеристики: потеря массы

REFERENCES

- 1 K.S. Gigoyan, A. Sarkissian, D. Russeil et al., Astrophysics, 57, 510, 2014.
- 2. K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, D.Russeil et al., Astrophysics, 58, 319, 2015.
- B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian et al., Commun. Special Astrophys. Obs., 62, 5, 1989.
- 4. K.Gigoyan, N.Mauron, N.Azzopardi et al., Astron. Astrophys. 371, 560, 2001.
- 5. N. Mauron, K.S. Gigoyan, T.R. Kendall, Astron. Astrophys., 463, 969, 2007
- 6. K.S. Gigoyan, D. Russeil, A.M. Mickaelian et al., Astron. Astrophys., 544, A95, 2012.
- 7. A.M. Mickaelian, R. Nesci, C. Rossi et al., Astron. Astrophys., 464, 1177, 2007.
- 8. K.S. Gigoyan, A.M. Mickaelian, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 419, 3346, 2012.
- 9. B.Margon, S.F.Anderson, H.C.Harris et al., Astron. J., 124, 1651, 2002
- 10. P. Green, Astrophys. J., 765, 12, 2013.
- 11. The IRAS Low-Resolution Spectra (IRAS Team, 1987), CDS Catalogue 111/197
- 12. J.R. Houck, T.L. Roellig, J. van Cleve et al., Astrophys. J. Suppl. Ser. 154, 18, 2004.
- 13. M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al., Astron. J., 131, 1163, 2006.
- 14. S. Roeser, M. Demleiter, E. Schilbach, Astron. J., 139, 2440, 2010.
- 15. C. Barnbaum, R.P.S. Stone, P.C. Keenan, Astrophys. J. Suppl. Ser., 105, 419, 1996.
- 16. H Murakami, H. Baba, P. Barthel et al., Publ. Astron. Soc. Japan, 59, 369, 2007
- 17. IRAS Point Source Catalogue, Version 2.0 (IPAC 1986), CDS Catalogue 11/125.
- 18. W.E.C.J. van der Veen, H.J. Habing, Astron. Astrophys., 194, 125, 1988.
- 19. A.J.Drake, S.D.Gjorgovski, A.A.Mahabal et al., Astrophys. J., 696, 870, 2009. 20. P.S.Chen, X.H.Yang, Astron. J., 143, 36, 2012.
- 21. K.S. Gigoyan, H.V. Abrahamyan, N. Mauron et al., Astrophysics, 47, 300, 2004
- 22. K.S. Gigoyan, D. Russeil, Astrophysics, 49, 78, 2006.
- 23. M.S. Bessel, M.J. Brett, Publ. Astron. Soc. Pacific, 100, 1134, 1988.
- 24. C.Rossi, F. Dell Agli, A. Di Paola et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 456, 2550, 2016.
- E.Lagadec, A.A.Zijlstra, G.C.Sloan et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 396, 598, 2009.

K S.GIGOYAN ET AL

- 26. E.L. Wright, P.N.R. Eisenhardt, A.K. Mainzer et al., Astron. J., 140, 1868, 2010.
- 27 C.Rossi, A.M.Mickaelian, K.S.Gigoyan et al., ASP Conference Series, 505, 78, 2016.
- 28. R.Nikutta, N.Hunt, Walker, M.Nenkova et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 442, 3361, 2014.
- 29. Xun Tu, Zhong-Xiang Wang, Research in Astron. Astrophys., 13, 323, 2013.
- 30. T. Tanabe, I. Sakon, M. Cohen et al., Publ. Astron. Soc. Japan, 60, S374, 2008.
- 31. D.Kamath, P.R.Wood, H. Van Winckel, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 454, 1468, 2015.
- 32. P.A. Whitelock, M.W.Feast, F. Marang et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc, 369, 751, 2006.
- M.A.T.Groenewegen, P.A. Whitelock, C.H.Smith et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 293, 18, 1998.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

выпуск 1

ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА РАДИОИСТОЧНИКА КАССИОПЕЯ-А ЗА ПЕРИОД 2007-2015гг.

Р.М.МАРТИРОСЯН¹, А.Г.ГУЛЯН², Г.А.ПИРУМЯН², С.А.САРГСЯН², Г.С.АВЕТИСЯН² Поступила 10 июня 2016 Принята к печати 14 декабря 2016

В работе, на основе результатов регулярных радиоастрономических наблюдений (2007-2015гг.). проведенных на Саравандском научном полигоне ИРФЭ НАН РА. обсуждаются характер среднегодового изменения интенсивности радиоизлучения, а также достоверность периодичности изменения потока радиоисточника Кассиопея-А. Показано, что в указанный период интенсивность радиоизлучения Кассиопеи-А уменьшалась примерно со среднегодовой скоростью 0.55%, а из результатов среднегодовых значений периода 2007-2015гг. просматривается кривая с малым (около 2.7-3 года) периодом изменений.

Ключевые слова: paduomeneckon: paduoacmpoномические наблюдения: периодичность: цифровой анализ

1. Введение В работе [1] нами были приведены общие данные относительно временного изменения интенсивности излучения радиоисточника Кассиопея-А, отождествленного с остатками сверхновой созвездия Кассиопея. Было показано, что интенсивность его излучения на длине волны $\lambda = 4.2$ м в течение полувека уменьшилась более чем в полтора раза, со средней годовой скоростью около 0.5%. Отмечалось, что это уменьшение не является строго монотонным, а имеет переменный, согласно некоторым авторам, даже периодический характер.

Уменьшение потока радиоизлучения сверхновой явление понятное. Оно было теоретически предсказано [2] и подтверждено многими наблюдениями. Временные нерегулярные колебания потока ее радиоизлучения тоже вполне объяснимы и, как было отмечено в [1], могут быть результатом сложных процессов, протекающих внутри сверхновой. Что касается вопроса о периодичности изменения интенсивности излучения радиоисточника Кассиопея-А, то, как нам кажется, для уверенного подтверждения или отрицания этого явления не хватает достаточного объема данных регулярных и однородных наблюдений, хотя теоретически можно сделать на этот счет некоторые предположения, такие как вращение отдельных активных областей внутри сверхновой, переориентация связанных с ней магнитных полей, пульсация и т.д. Наиболее полный набор данных наблюдений сделали авторы работ [3,4]. Анализ результатов наблюдений разных авторов выявил отклонение спада мошности радиоизлучения Кассиопея-А от средней линии.

Авторы [5] пришти к заключению о наличии периодического компонента в вариации радиоизлучения Кассиопея-А. Однако эти данные весьма неоднородны. Они получены на основе результатов экспериментов разных авторов, которые различаются методами наблюдения и регистрации информации и, что самое главное, наблюдения, на основе которых были собраны эти данные, проводились недостаточно регулярно по времени.

Цель настоящей работы, являющейся дополнением к статье [1], заключается в попытке внести ясность в вопрос о наличии временного периодического компонета в изменении радиоизлучения источника Кассиопея-А, основываясь на многолетних однородных, регулярных измерениях потока его радиоизлучения.

2. Программа и методика наблюдений. Учитывая тот факт, что плотности потоков радиоисточников Кассиопея-А и Лебедь-А известны с большой точностью и они кульминируют близ зенита, где галактический фон интенсивнее, для наблюдений была выбрана прилежащая область небосвода. Наблюдения проводились ежедневно, с девятичасовой продолжительностью, достаточной для прохождения обоих источников через диаграмму направленности неподвижного радиотелескопа, в интервале $17^{h}30^{m} \le \alpha \le 26^{h}30^{m}$ прямого восхождения источника. Совместная регистрация радиоизлучения галактического фона и дискретных радиоисточников осуществляется и в аналоговом виде - на ленте самописца, и в виде цифрового ряда - в памяти компьютера.

3. Наблюдение. В течение последних десятилетий на радиоинтерферометре Бюраканского полигона ИРФЭ НАН Армении, на длине волны λ 4.2 м, проводятся систематические наблюдения области неба, содержащей в себе мощные радиоисточники Лебедь-А и Кассиопея-А, с целью установления физической связи между ионосферными и сейсмическими явлениями в периоды подготовки и самого события землетрясения. В конце 90-х годов прошлого века программа этих наблюдений была организована так, чтобы получаемые данные были пригодны для непосредственного использования в области астрофизических исследований, в частности, для решения поставленной выше задачи.

3.1. Радиотелескоп. Антенна радиотелескопа - полноповоротное плоское зеркало с линейными размерами 4λ × 1.5λ, состоящее из двенадцати равномерно распределенных синфазно возбужденных волновых диполей, столбики которого соединяются кабелями с электрическими длинами $\lambda/2$. Волновые сопротивления отдельных диполей ($R \approx 900$ Ом) рассчитаны из условия согласования. Выход антенны через симметрирующий узел подается к радиометру. Для осуществления радиоинтерферометрии при регистрации слабых точечных космических радиоисточников над уровнем галактического фона, на территории полигона было установлено второе зеркало (один столб основного зеркала).

Параметры антенны (табл.1) определились радиоастрономическим методом с помощью радиоисточников Кассиопея-А и Лебедь-А.

Таблица 1

Параметр	A	φздБ	ЮздБ	f _o	Δf	Kye	F
Всличина	50 м²	40°	15°	72 MFu	400 KTU	70дБ	≥ 2.5

ТЕХНИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ АНТЕННЫ

Для относительного измерения потока радиоизлучения Кассиопея-А была выбрана радиогалактика Лебедь-А, интенсивность радиоизлучения которой в период наблюдений можно считать постоянной.

В процессе проведения наблюдений антенны радиоинтерферометра были направлены на выбранную область и зафиксированы таким образом, чтобы радиоисточники Лебедь-А и Кассиопея-А, при прохождении через местный меридиан, кульминировали одинаково удаленными от оси максимума их лиаграмм. Такая постановка эксперимента позволила значительно упростить проведение наблюдений, повысить информативность и стабильность получаемых данных без влияния на качество решения проблем, тем более астрофизической, решение которой основано на данных относительных измерений, а источники излучения кульминируют вблизи Зенита, проходя через достаточно широкую диаграмму антенн в плоскости склонения источников.

В течение 2007-2014гг. проводились практически ежедневные наблюдения области неба, выбранной из вышеуказанных условий. По результатам измерений за этот период из банка данных были отобраны около 856 записей наблюдений лучших, с точки зрения их минимальной искаженности, помех.

С целю улучшения чувствительности системы использовались методы цифрового анализа данных наблюдения.

3.2. Уэкополосная частотная фильтрация интерференционной гармоники (ИГ). Данный метод практически реализовался на примере наблюдения космического радиоисточника Телец-А на длине волны λ = 4 2 м с помощью радиоинтерферометра ИРФЭ с базой D = 15λ и эффективной поверхностью антенн 50 м² и 10 м². Полный аналоговый сигнал (радиоисточника.

галактического фона и шумов), зарегистрированный на выходе радиометра (рис.1а), оцифровывался 10-разрядным аналого-цифровым преобразователем с временным разрешением 0.01 с и вводился в компьютер в виде последовательной записи данных в отдельный инициируемый текстовый файл. По второму параллельному каналу записывались метки времени. Такая регистрация позволяла с большой степенью точности учитывать фазовый сдвиг при последующей обработке результатов измерений. Дальнейшая обработка данных производилась с помощью программы "Origin-6", которая имеет встроенные функции Фурьеанализа, расширенные математические возможности для построения узкополосных цифровых фильтров, настраиваемых на частоту гармоники. Процесс цифровой



Рис.1. ИГ радиоисточника Телец-А до (а) и после (b) цифрового узкополосного частотного фильтра.

частотной фильтрации происходит примерно по следующей схеме. Из регистрированного (после детектора) аналогового сигнала (рис. la) с помощью полинома N-й степени выделяется фоновое излучение, которое затем вычитывается. Далее для ИГ источника строится частотный спектр мощности и определяются параметры полосового фильтра F и ΔF .

Результаты цифровой фильтрации дали возможность выявить слабый полезный сигнал на фоне шумов и радиопомех. Почти незаметная интерференционная гармоника радиоисточника Телец-А после цифровой фильтрации четко выделяется на уровне более сильного фонового излучения Галактики, шумов и помех (рис.lb). Хорошо выделяются даже далекие от центра боковые лепестки ИГ, которые не заметны до фильтрации

Это свидетельствует о том, что радиоисточники, имеющие на порядок меньшую интенсивность, чем Телец-А, можно наблюдать с помощью

ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА

радиоинтерферометров, имеющих малые эффективные плошади антенн.

3.3. Степенная фильтрация. Степенной цифровой фильтр усиливает переменную составляющую регистрированного после детектора сигнала космического радиоисточника, в данном случае - его пространственную гармонику. При этом, чем больше ее амплитуда, тем больше она усиливается, соответственно улучшается избирательность системы.

Представим интерферированную запись космического изтучения (сигнал дискретного источника, галактического фона и шумов) в виде цифровой последовательности во времени и введем ее в память ЭВМ. Умножим каждый член P(t) последовательности $P_i(t)$, соответственно, на степенной множитель, например, $\exp - \{(P_i - P_i(t))/P_m\}$ (за основание можно взять любое целое число), и запишем ее в виде новой последовательности во времени. $P(t) = P(t) \exp - \{(P_m - P_i(t))/P_m\}$, где P_m - член последовательности P(t) с максимальным значением.

Очевидно, что в результате такого преобразования получится отфильтрованное значение переменной составляющей последовательности. Это хорошо видно на примере фильтрации интерференционной записи сигнала радиоисточника Лебедь-А (рис.2b), который, как известно, находится в области сильного фонового галактического излучения (рис.2a)





4. Результаты. Исходя из данных записей, определялось отношение $\sigma = T_K/T_{\pi}$, где T_K и T_{π} - зарегистрированные антенные температуры радиоисточников Кассиопея-А и Лебедь-А. В табл.2 приведены данные вычислений среднегодовых значений σ_r .

101

Р.М.МАРТИРОСЯН И ДР.

Таблица 2

СРЕДНЕГОДОВЫЕ (о_г) ЗНАЧЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ ПОТОКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КАССИОПЕЯ-А/ЛЕБЕДЬ-А ЗА 2007-2014гг.

Год	2007	2008	2009	2010	2011	2012	2013	2014
σ _Γ	1.028	1.008	0.975	1.01	0.985	0.965	0.98	0.93

Подробный анализ данных таблицы и сравнение их с результатами предыдуших периодов наблюдений, которые, на наш взгляд, являются достаточно однородными и непрерывными за долгий период времени, показывают временную периодичность в переменности излучения Кассиопеи-А, а случайные отклонения могут быть связаны с процессами, протекающими внутри источника, и условиями распространения радиоволн в межзвездной и околоземной средах.

На графике среднегодовых значений периода 2007-20014гг. (рис.3) просматривается кривая со слабым, около 2.7-3 года, периодом изменений σ (жирная линия), однако ее амплитуда меньше значений среднемесячных колебаний σ (на последних эта периодичность не замечается). Надо отметить, что если приведенную кривую считать частью ожидаемой периодической кривой, то данные измерений, полученные нами за 2001-2006гг. с ней удовлетворительно совпадают.



Рис.3. Вариация среднегодового значения отношения потоков радиоизлучения

5. Заключение. Ошибки измерений при всех сериях наблюдений практически были одинаковыми (Δσ ≤ 0.025), так как за указанный период не менялись ни длина волны, ни инструмент, ни методы приема и регистрации излучения, поэтому их влияние на результаты анализа данных наблюдений не могло иметь существенного значения.

Оказалось, что в этот период интенсивность радиоизлучения Кассиопеи-А уменьшалась примерно со среднегодовой скоростью 0.55%, а из результатов

ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА

среднегодовых значений потока радиоизлучения периода 2007-2015гг. просматоивается кривая со слабым, около 2.7-3 года, периодом изменений

- И Национальная академия наук РА
- ² Институт радиофизики и электроники НАН РА, Армения,
- e-mail: pirham9@gmail.com

VARIATION IN THE RADIO FLUX DENSITY OF CASSIOPEIA-A DURING THE PERIOD 2007-2015

R.M.MARTIROSYAN¹, A.G.GULYAN², G.A.PIRUMYAN², S.A.SARGSYAN², G.S.AVETISYAN²

In this work, on the base of results from regular radio-astronomical observations (2007-2015) conducted in the scientific polygon "Saravand" at Institute of Radiophysics and Electronics NAS RA, we discuss the character of yearly average changes of the radio-emission intensity, and also the validity of the periodicity of flux changes of the radio source Cassiopeia A. It is shown that during the given period the intensity of the radio-emission Cassiopeia A, decreased approximately with the yearly average speed of 0.55%, but the results of the yearly average of the period 2007-2015, show a curve with weaker, approximately 2.7-3 years period's change.

Key words: radiotelescope: radio astronomical observations: periodicity: numerical analysis

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Р.М.Мартиросян, А.Г.Гулян, В.А.Санамян, Г.А.Пирумян, Астрофизика, 50, 253, 2007, (Astrophysics, 50, 203, 2007).
- 2. И.С.Шкловский, Астрон. ж., 37, 256, 1960.
- 3. L.M.Hook, P.J. Duffett-Smith, J.R.Shakeshaft, Astron. Astrophys. 255, 285, 1992.
- 4. M.A. Agueros, D.A. Green, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 305, 957, 1999.
- 5. А.Н.Барабанов, В.П.Иванов, К.С.Станкевич, С.П.Столяров, Астрон. ж., 63, 296, 1986.



АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

ВЫПУСК 1

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН НА ФАЗЕ РОСТА 24 ЦИКЛА АКТИВНОСТИ

О.С.ГОПАСЮК Поступила 8 июня 2016 Принята к печати 14 декабря 2016

Исследование структуры магнитного поля одиночных пятен на фазе роста 24 цикла активности было проведено на основании многочасовых серий магнитограмм продольного поля и изображений в континууме, полученных на Solar Dynamics Observatory (SDO) с инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI). Выявлено, что магнитная ось силовых линий магнитного поля пятен была наклонена к западу. Угол наклона оси в среднем составил 1-4°, его величина не зависит от гелиографической широты, на которой находится пятно.

Ключевые слова: Солнце: магнитные поля пятен

1. Введение. Одиночные пятна наиболее устойчивые образования, они менее всего подвержены влиянию окружающих их магнитных структур и существуют несколько оборотов. Одиночные пятна с правильной формой тени и полутени имеют самую простую структуру магнитного поля. Представление структуры магнитного поля в виде симметричного веера силовых линий, расходящихся с высотой, было предложено Каулингом [1]. При этом ось веера ориентирована перпендикулярно поверхности Солнца.

Дальнейшие исследования структуры магнитного поля одиночных пятен дали основание полагать, что ось веера силовых линий поля наклонена. В работе [2] по распределению вторичных полярностей, окружающих одиночное пятно с разных сторон, был определен угол наклона магнитной оси к востоку на 20°. Гопасюк [3] получил наклон магнитной оси пятна по положению олиночного пятна на диске Солнца в момент исчезновения движений Эвершеда. Величина наклона составила 7 - 8° к востоку По результатам исследований асимметрии эффекта Вилсона наклон оси симметрии пятна к востоку в среднем составил 15 - 30° [4,5]. Однако анализ наблюдательных данных, выполненный в [6] по магнитным полям одиночных пятен, показал, что магнитная ось силовых линий пятна наклонена к западу на 8 - 10°.

В течение нескольких лет (2007-2009гг.) Солнце прошло необычную фазу своей активности - длительный минимум с чрезвычайно низким уровнем активности. Сравнение крутильных колебаний 23 и 24 циклов активности. проведенное в [7], позволило установить, что внутреннее вращение Солнца

О.С.ГОПАСЮК

на высоких широтах в 24 цикле замедлилось по сравнению с предыдущим циклом. Напряженность магнитного поля солнечных пятен постоянно уменьшалась с начала предыдущего шикла [8]. Эти и многие другие наблюдения демонстрируют, что 24-й цикл является необычным циклом. Это явилось мотивацией наших исследований структуры магнитного поля одиночных пятен, проходивших по диску Солнца в самом начале фазы роста 24-го цикла в 2010-2011гг. Исследования проведены по данным наблюдений продольного магнитного поля, полученным на HMI/SDO. Продольная составляющая магнитного поля несет в себе информацию о структуре вектора магнитного поля. В том числе, и о среднем наклоне магнитной оси симметричных пятен.

2. Данные наблюдений и метод исследования. Мы использовали наблюдения с высоким временным и пространственным (0.5 пиксел⁻¹) разрешением, полученные на инструменте Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) [9,10], установленном на борту Solar Dynamics Observatory (SDO) [11]. HMI позволяет получать карты продольного магнитного поля и интенсивностей в континууме каждые 45 и 720 с. Нами были отобраны долговременные серии наблюдений 8 одиночных пятен, проходивших по диску Солнца с июня 2010г. по январь 2011г. (табл.1). Временное разрешение отобранных данных 720 с. Пятна находились на разных расстояниях от центрального меридиана и экватора. Данные о гелиографической широте φ и долготе L пятен представлены в табл.1.

Таблица 1

NOAA	Дата и время наблюдений	L, °	φ, °
11084	00:00 UT 29.06.2010 - 23:48 UT 04.07.2010	E44 - W33	S19
11092	00:00 UT 31.07.2010 - 23:48 UT 06.08.2010	E46 - W46	N13
11093	00:00 UT 07.08.2010 - 23:48 UT 10.08.2010	E41 W12	N10
11101	00:00 UT 27.08.2010 - 23:48 UT 01.09.2010	E47 - W31	N13
11115	00:00 UT 17.10.2010 - 23:48 UT 23.10.2010	E50 - W38	S29
11133	00:00 UT 07.12.2010 - 23:48 UT 12.12.2010	E45 - W34	N14
11140	00:00 UT 03.01.2011 - 23:48 UT 08.01.2011	E39 - W35	N31
11147	00:00 UT 19.01.2011 - 23:48 UT 23.01.2011	E31 - W23	N24

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

106

В зависимости от широты пятна φ , данные наблюдений были распределены на три группы: 1) $-15^\circ \le \varphi \le 15^\circ$; 2) $15^\circ < |\varphi| \le 25^\circ$; 3) $25^\circ < |\phi| \le 45^\circ$.

Таким образом, в первую группу вошло 4 пятна (NOAA 11092, NOAA 11093, NOAA 11101, NOAA 11133), во вторую - 2 (NOAA 11084, NOAA 11147) и в третью - 2 (NOAA 11115, NOAA 11140).

Распределение магнитного поля в одиночных пятнах наиболее близко соответствует случаю осевой симметрии. На рис.1, в качестве примера, приведены изображение активной области NOAA 11192 в континууме и карта продольного магнитного поля, полученные на HMI/SDO 23:00 UT 3.08.2010. Использование одновременных записей активных областей в континууме позволяет провести детальный анализ структуры магнитного поля в пятнах. Данные в континууме / были приведены к соседней невозмущенной фотосфере. В каждый момент времени выделялись границы тени ($I \le 0.7$) и полутени ($0.7 < I \le 0.9$), по которым определялось среднее положение центра пятна. Вводилась система координат [12], начало которой было совмещено с центром пятна и положительной осью ОХ, направленной на центр солнечного диска (рис.1). Ось OZ - направлена вертикально вверх. Оси ОХ и ОУ новой системы координат разделили пятно (тень и полутень) на четыре квадранта, так, что 1-й и 4-й квадранты располагались со стороны центра солнечного диска, а 2-й и 3-й - со стороны лимба.



Рис.1. Изображение в континууме (левая панель) и карта продольного магнитного поля (правая панель) активной области NOAA 11092, полученной на HMI/SDO 23:00 UT 3 08.2010. Сплошные линии - границы тени ($1 \le 0.7$) и полутени ($0.7 < 1 \le 0.9$) пятна. Показана система координат, начало которой *O*, совмещено с центром пятна. Цифрами 1, 2, 3, 4 обозначены номера квадрантов.

Ο.C.ΓΟΠΑCΙΟΚ

Отдельно для тени и полутени каждого пятна, за время его прохождения по диску Солнца, были вычислены средние по площади первого и четвертого квадрантов напряженности магнитного поля $\overline{H}_{1,4}$, средние по площади второго и третьего квадрантов напряженности магнитного поля $\overline{H}_{1,2,3}$ и средние по площади всех четырех квадрантов напряженности продольного магнитного поля $\overline{H}_{1,2,3}$

Для каждой широтной группы пятен отдельно для тени и полутени были построены зависимости

$$k_{1,4} = \frac{H_{||1,4}}{H_{||}}, \tag{1}$$

$$k_{2,3} = \frac{\overline{H}_{2,3}}{\overline{H}_{1}}$$
(2)

от tg Θ . Угол Θ - гелиоцентрический угол центра пятна, который определяется как

 $\cos\Theta = \sin\varphi \sin Bo + \cos\varphi \cos L \cos Bo$,

где *Во* - гелиоширота центра солнечного диска, φ и *L* - гелиографическая широта и долгота центра пятна, соответственно.

На рис.2 приведены зависимости k_{14} и k_{23} от tg Θ для тени и полутени пятен в каждой широтной группе. Зависимости (1) и (2) строились отдельно для пятен, находившихся в восточном ($L \le 0$) и западном ($L \ge 0$) полушариях Солнца. Через данные наблюдений методом наименьших квадратов проводились прямые k = A tg $\Theta + B$.

Анализ рис.2 позволил сделать следующие выводы:

 Так как квадранты 1, 4 и, соответственно, 2, 3 меняются местами при перемешении пятна из восточного полушария Солнца в западное, то ход зависимостей связан только с положением квадрантов относительно луча зрения. Следовательно, распределение силовых линий магнитного поля исследуемых пятен соответствует осевой симметрии.

2) Независимо от гелиошироты пятна прослеживается восточно-западная асимметрия. Значения $k_{1.4}$ и $k_{2.3}$ в западном полушарии больше, чем в восточном и это различие увеличивается с переходом пятна к лимбу. Оно связано с разным наклоном силовых линий магнитного поля к лучу зрения в частях пятна, расположенных со стороны лимба и центра солнечного диска. Отсюда следует, что наблюдаемая асимметрия связана только с наклоном магнитной оси пятна к нормали к поверхности Солнца.

Определение угла отклонения оси пятна от нормали к поверхности Солнца проводилось методом преобразования векторов при повороте одной системы координат относительно другой [13]. Здесь мы приводим лишь

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН



Рис.2. Изменение от центра к краю солнечного диска отношений k_{1*} (кружки) и (треугольники) в тени (левая панель) и полутени (правая панель) пятен. Прямые линии проведены методом наименьших квадрантов. Для пятен в восточном полушарии $L \le 0$, для пятен в западном полушарии $L \ge 0$. Каждая группа пятен, выделенная по широте ϕ , представлена своей зависимостью. Средняя величина вероятной ошибки составила ± 0.011

основные положения метода определения угла наклона магнитной оси пятна, который подробно изложен в [6]. Выражение для лучевой составляющей магнитного поля H, представленной через H_x - вертикальную, вдоль магнитной оси пятна, H_z - радиальную, вдоль радиуса магнитной трубки, образующей пятно и H_z - азимутальную составляющие вектора магнитного поля в цилиндрических координатах имеет вид [13]:

$$H_{r} = H_{z} \cos \alpha \cos \gamma + H_{r} (\cos \Phi \sin \gamma - \sin \Phi \sin \alpha \cos \gamma) - -H_{r} (\sin \Phi \sin \gamma + \cos \Phi \sin \alpha \cos \gamma).$$
(3)

где угол $\gamma = \Theta - \beta$. Угол β дает величину угла наклона оси пятна в плоскости, совпадающей с лучом зрения (с осью OX₁) и проходящей через центр Солнца. Ось OX₁ прямоугольной системы координат, связанной с цилиндрической системой, лежит тоже в этой же плоскости, что и ось OX (рис.3). Угол α определяет наклон оси пятна в перпендикулярной плоскости. Угол

109

Ο.С. ΓΟΠΑСЮК

 Φ отсчитывается от оси OX, против часовой стрелки. Ось OX, в картинной плоскости совпадает с линией, соединяющей центр пятна с центром солнечного диска (ось OX рис.1, рис.3). Угол Φ меняется от 0 до 2π .



Рис.3. Используемые системы координат. Положительное направление осей показано стрелками (рис.4 из работы [6]).

Усреднение выражения (3) по площади тени и полутени в пределах 1-го и 4-го квадрантов и соответственно 2-го и 3-го квадрантов дает:

$$k_{1,4} = \frac{\overline{H}_{-1,4}}{\overline{H}} = 1 + \frac{2}{\pi} \frac{\overline{H}_r}{\overline{H}_{-1}} \frac{\mathrm{tgy}}{\mathrm{cos}\alpha} - \frac{2}{\pi} \frac{\overline{H}_r}{\overline{H}_{-1}} \mathrm{tg}\alpha , \qquad (4)$$

$$k_{13} = \frac{H_{123}}{H_{1}} = 1 - \frac{2}{\pi} \frac{H_{r}}{H_{11}} \frac{\mathrm{tg}\gamma}{\mathrm{cosa}} + \frac{2}{\pi} \frac{H_{r}}{H_{12}} \mathrm{tg}\alpha.$$
(5)

Вследствие вращения Солнца углы α и β для одного и того же пятна меняются. Их можно связать с углами ΔL и $\Delta \phi$, величины которых не зависят от вращения Солнца. Углы ΔL и $\Delta \phi$ определяют наклон магнитной оси пятна по долготе и широте. Для установления связи между углами α , β и ΔL , $\Delta \phi$, наряду с системой координат ХҮZ, была введена система координат $X_L Y_{\phi} Z$. Оси ОZ обеих систем совпадают и перпендикулярны к поверхности Солнца (рис.3).

Ось ОХ, направлена на восток вдоль параллели, а ось ОУ, направлена
вдоль меридиана к экватору. Система координат XYZ повернута вокруг оси OZ относительно $X_L Y_{\phi} Z$ на угол ω , который меняется с изменением положения центра пятна на поверхности Солнца. Введен вектор а, направление которого совпадает с направлением магнитной оси пятна и составляет с осью OZ углы α и β . Этот же вектор а в системе координат $X_L Y Z$ в меридиональной плоскости наклонен к оси OZ на угол $\Delta \phi$ и на угол ΔL в плоскости, перпендикулярной к меридиональной. Углы α , β и $\Delta \phi$, ΔL на рис 3 не обозначены.

Проекция вектора а на координатные оси систем ХҮД и Х, У, Z дает:

$$a_{\chi} = -a\cos\alpha\sin\beta; \quad a_{\chi} = a\cos\beta\sin\alpha; \quad a_{\chi} = a\cos\alpha\cos\beta,$$
 (6)

$$a_{\chi} = -a\cos\Delta\phi\sin\Delta L; \quad a_{\chi} = a\cos\Delta L\sin\Delta\phi; \quad a_{\chi} = a\cos\Delta\phi\cos\Delta L.$$
 (7)

Составляющие вектора а в системе координат X_LY Z, выраженные через составляющие в системе координат XYZ, принимают вид:

$$a_{\chi_{z}} = a_{\chi} \cos \omega - a_{\chi} \sin \omega; \quad a_{\chi} = a_{\chi} \cos \omega + a_{\chi} \sin \omega; \quad a_{\chi} = a_{\chi}, \quad (8)$$

где

$$ω = 90^\circ - D$$
 и $\sin D = \cos Bo \frac{\sin L}{\sin \Theta}$

На основании выражений (6)-(8) получаем связь между углами Δφ, ΔL и углами α, β: [6]

$$tg\Delta L = tg\beta cos\omega + tg\alpha sin\omega, \qquad (9)$$

$$tg\Delta\phi = tg\alpha cos\omega - tg\beta sin\omega$$
 (10)

В дальнейшем принимаем $\alpha = 0$. Тогда выражения (1), (2), (9) и (10) принимают вид:

$$\dot{k}_{1,4} = 1 + \frac{2}{\pi} \frac{\bar{H}_r}{H_{r_1}} \operatorname{tgy},$$
 (11)

$$k_{2,3} = 1 - \frac{2}{\pi} \frac{\overline{H}_r}{\overline{H}_p} \operatorname{tg}\gamma \,. \tag{12}$$

$$tg\Delta L = tg\beta \sin D, \qquad (13)$$

$$tg\Delta\phi = -tg\beta\cos D \tag{14}$$

Зная k_1 , и k_2 , в каждой широтной группе при одних и тех же значениях Θ для восточного (E) и западного (W) полушариев, на основании выражений (11) и (12) можно установить связь между значениями углов γ для восточного и западного полушариев:

$$1g\gamma_{W} = 1g\gamma_{F} \frac{k_{W1,4} - k_{W2,3}}{k_{E1,4} - k_{E2,3}},$$
 (15)

О.С.ГОПАСЮК

где утлы $\gamma_{W} = \Theta + \beta$ и $\gamma_{E} = \Theta - \beta$. Определение утлов γ_{W} и γ_{E} проводилось на основании выражения (15) и данных рис.2. Значения k_{E14} , k_{E23} и k_{W14} , k_{W23} брались при одинаковых значениях tg Θ для восточного и западного полушариев. По данным каждой широтной группы отдельно для тени и полутени пятен находилось среднее значение угла β

$$\beta = \frac{\gamma_W - \gamma_E}{2} \, .$$

Значения β для тени и полутени пятен, входящих в одну широтную группу, мало отличались между собой. В табл.2 представлены результаты вычислений среднего по всему пятну угла наклона магнитной оси β ($I \le 0.9$) для каждой группы пятен. Положительные значения угла β означают, что магнитная ось пятна наклонена к западу.

Таблица 2

Широтная группа	β.°	ΔL , °	Δφ.°		
$-15^\circ < \phi \le +15^\circ$	+4	+4	-1		
15° ⊲ φ ≤ 25°	+2	+2	-1		
25° ⊲ φ ⊠ 45°	+1	+1	-1		

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

На основании выражений (13) и (14) были вычислены утлы ΔL и $\Delta \phi$ для каждой группы пятен. Результаты вычислений представлены в табл. 2, ошибки метода определения углов β , ΔL и $\Delta \phi$ не превышают 15%. Положительные значения ΔL означают, что магнитная ось пятна наклонена к западу, отрицательные значения $\Delta \phi$ - наклон магнитной оси к северу

Данные табл.2 показывают, что магнитная ось пятна наклонена в среднем на 1-4° к западу и на 1° к северу. Величины угла наклона в пределах точности наших вычислений не зависят от широты пятна.

3. Заключение. Проведено исследование структуры магнитного поля восьми одиночных пятен по наблюдениям его лучевой составляющей. Одиночные пятна проходили по диску Солнца в 2010-2011гг. На основании 47 долговременных серий магнитограмм и изображений активных областей в континууме, полученных на HM1/SDO, выявлено, что магнитная ось силовых линий магнитного поля одиночного пятна наклонена в среднем на 1-4° к западу и на 1° к северу. Ощибки определения угла наклона магнитной оси пятна составили не более 15%.

Наклон к западу магнитной оси подтверждается сменой знака продольного поля у пятен. Появление противоположной полярности, по отношению к

112

основной, в полутени и затем в тени пятен вблизи лимба происходит на меньших долготах у пятен в западном полушарии, чем у пятен в восточном полушарии. Наклон к западу - это наклон в направлении противоположном направлению движения магнитных структур вследствие врашения Солнца. Величина угла наклона, в пределах точности наших вычислений, не зависит от гелиографической широты пятна. Одной из вероятных причин, которая может приводить к такому наклону оси магнитного поля пятна, может быть связана с тем, что магнитная петля, вышедшая на поверхность Солнца и образующая пятно, расширяется и создает наклон лидирующей части петли к западу, а хвостовой - к востоку. В активной области одиночное пятно, как правило, соответствует лидирующей, западной, части петли. Исследования, проведенные в работе [14], показывают, что в магнитных трубках, формирующих тени ведущих и хвостовых пятен активных областей, в среднем силовые линии оказываются более радиальными. В большинстве случаев, в активных областях длина участка силовой линии из ведущего пятна до вершины силовой линии меньще длины участка от вершины силовой линии ло ее восточного основания.

В работе [6], где по данным наблюдений продольного магнитного поля исследовались одиночные пятна, наблюдавшиеся в 1978, 1999, 2000гг на фазе роста 21 и 23 циклов активности вблизи их максимумов, был получен наклон магнитной оси пятен на запад на 8-10°. Для пятен 2010-2011гг. мы получили угол наклона оси к западу на 1-4°. В 2010-2011гг. Солнце находилось на начальной фазе роста своей активности и несколько предшествующих лет солнечная активность была на аномально низком уровне. Возможно, что полученное различие в величине наклона магнитной оси одиночных пятен связано с фазой цикла активности Солнца.

Автор благодарен NASA/SDO и HMI научной команде за возможность доступа к базам данных по сети Интернет

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-02-00221 А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН. Крым, Россия, email: olg@craocrimea.ru

Ο C ΓΟΠΑСЮΚ

MAGNETIC FIELD OF SUNSPOTS DURING THE RISING PHASE OF CYCLE 24

O.S.GOPASYUK

Structure of a magnetic field of single sunspots during the rising phase of solar cycle 24 is studied. Long-term series of the magnetograms and continuum images obtained from the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) on NASA's Solar Dynamics Observatory (SDO) were used. We received that the magnetic axis of the magnetic force lines of a single sunspot is inclined to the west. Averaged value of the inclination angle is 1-4° and does not depend on the sunspots heliographic latitude.

Key words: Sun: sunspots magnetic fields

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Т Каулинг, Магнитная гидродинамика, М., Изд-во иностр. лит., 1959.
- 2 В.Бумба, Изв. Крымск астрофиз. обсерватории, 23, 253, 1960.
- 3 С.И.Гопасюк, Изв. Крымск. астрофиз. обсерватории, 35, 139, 1966.
- 4 Р.Х.Гайнуллина, Т.М Минасяни, Астрон. циркуляр, 1150, 5, 1981.
- 5 С Обашев. Р.Х.Гайнуллина, Т.М.Минасянц, Г.С.Минасянц, Вестник АН Каз ССР, 3, 36, 1981
- 6 O.S. Gopasyuk, Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 19, 126, 2003.
- 7 R. Howe, J. Christensen-Dalsgaard, F. Hill et al., Astrophys. J. Lett., 767, L20, 2013.
- 8. W.Livingston, M.J.Penn, L.Svalgaard, Astrophys. J. Lett., 757, L8, 2012.
- 9. P.H.Scherrer, J.Schou, R.I.Bush et al., Solar Phys., 275, 207, 2012.
- 10 J Schou, P.H. Scherrer, R.I. Bush et al., Solar Phys., 275, 229, 2012.
- 11 W.D.Pesnell, B.J.Thompson, P.C.Chamberlin, Solar Phys., 275, 3, 2012.
- S.I.Gopasyuk, O.S.Gopasyuk, Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 14, 389, 1998.
- 13. С.И.Гопасюк, Изв. Крымск астрофиз. обсерватории, 57, 107, 1977.
- Ю. С. Загайнова, В.Г. Файнштейн, Г.В. Руденко, В.Н. Обридко, Астрон. ж., 92, 180, 2015

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

выпуск і

THE EFFECTS OF VISCOSITY IH THE SHOCK WAVES OBSERVED AFTER TWO DIFFERENT CORONAL MASS EJECTION ACTIVITIES CME20/11/2003 AND CME11/04/2010

H.CAVUS¹, G.ZEYBEK² Received 16 April 2016 Accepted 14 December 2016

Coronal mass ejections are main results of the powerful solar activity. These activities are capable of generating shock waves in the interplanetary medium. The shock waves happen when the solar particles change their velocities from the supersonic to the subsonic nature Since, the interaction of shock waves with viscosity is one of the central problems in the supersonic regime of compressible gas flow, the investigations of these events play a crucial role in space weather purposes [1]. The main purpose of this study is to search the effects of viscosity on the shock waves observed after the CMEs of 20/11/2003 and CME11/04/2010.

Key words: Shock waves: Viscosity: Reynolds number: Coronal mass ejection

1. Introduction. The corona is the outermost level of the solar atmosphere. It is located above the chromospheric layer The temperature rate of coronal jumps suddenly changes from a few thousands to a few millions Kelvins [2]. Various features including plumes, loops and streamers happen in the corona. These phenomena have attracted the space physicists due to their complex structures. Physical activities of the corona and their natures are known to be directly affected by the solar sunspot cycle [3].

The magnetic plasma structures in the solar corona are rather complex. There are two main structures called "magnetically closed" and "magnetically open" structures. The magnetic field and plasma interaction characterize the type of phenomena [3]. A transient CME occurred by producing an enormous plasma cloud in the interplanetary space due to the expansion of closed magnetic loop structures [4]. Sometimes a stream of plasma expands into the interplanetary space from coronal holes as a result of magnetically open structures [5]. At the level of coronal temperatures, the plasma stream is no longer bound to the Sun. It may expand into the interplanetary medium at some supersonic speeds, defined as the solar wind. Recently, plumes observed outside of the coronal holes have been suggested as other possible sources of the solar wind [6].

Because of interactions with the local interplanetary medium, the supersonic motions of the particles ejected from the Sun may cause a shock wave. There

H.CAVUS, G.ZEYBEK

are many ways to generate shocks due to solar particles such as CMEs, blast waves and fast streams emitted from the Sun [7]. They, of course, can cause some physical phenomena such as compression, heating, and a change in the magnetic field.

The solar wind was first defined as a continuous outpouring of particles generated from the Sun. As the high-speed solar wind moves into the interplanetary medium, it can produce a shock wave. The Kelvin-Helmholtz instability of the solar atmosphere was studied in [8]. The authors found that the range of radial velocity is 380 km/s for slow and 780 km/s for fast solar winds. The shock wave arises, since solar wind particles are emitted at these velocities [9], while the speed of sound is about 100 km/s [10,11]. These shocks were observed through an observation project SOHO/LASCO and published in [12]. They showed that the shocks can be detected at least for some cases of CMEs and solar winds. The ejected solar particles travelling faster than the solar speed will drive a shock ahead and produce a decreasing speed profile within the ejecta [13]. These shock features can be deduced from the associated compression of density [14].

A little portion of shock wave studies have concentrated on the complicated subject of entropy change. For example, [15] considered the entropy distribution across the shock layer without viscosity and the heat conduction. In their study, the entropy increases up to its maximum at the centre of the shock front and then it decreases in the other half of the front. This does not violate the second law of thermodynamics, since this law is valid for the entire of the system. Similarly, the authors of [16] worked on the change of entropy across the shocks in an ordinary dusty gas by means of Navier-Stokes equations where they show that the entropy profile has its maximum within the shock front. Besides this result it is also demonstrated that the entropy increases across the shock wave with the Mach number of upstream and density of particles. Others concentrated on the attitude of the entropy in the shock wave occurring in the interplanetary medium after CME12/12/2006 [17] by applying the model of [18].

The project of NASA-ACE detects these events routinely. The papers [19,20] studied the shocks that happened after the CMEs of November 20, 2003 and April 11, 2010 by the use of NASA-ACE data. In the present paper, the model presented in the studies of [17,18,21] will be applied to the shocks appearing after these CMEs.

The model predicting the arrival of shock waves to the Earth was made in [22] Unlike this work, the main goal of this study is to search the effects of viscosity for the shocks that occurred after these two CMEs given in the last paragraph. To complete the modelling of such shocks, the Navier-Stokes equations are to be solved with the use of our model (e.g. [18]). Mathematically this study can be approximated to the hydrodynamic case as given in the section 2. In this

116

process, the behaviour of a gas including viscosity can be expressed in terms of Reynolds number [23], as in [18] and [24]. In section 3, the physical properties of the downstream of the shocks happening after CMEs of November 20, 2003 (hereafter CME20/11/2003) and April 11, 2010 (hereafter CME11/04/2010) will be shown. In section 4, the results are compared with those in similar works.

2. Physical formulation of the problem.

2.1. Basic physical properties of the problem. The physical structure of the solar atmosphere is a complex plasma in which the magnetic and gas pressures play important interchanging roles with respect to their dominances. This dominancy is determined by the plasma- β (the ratio of gas pressure to magnetic pressure). The gas pressure of plasma dominates if $\beta > 1$, and if $\beta < 1$, the magnetic pressure of plasma becomes dominant.

The plasma- β has greater values ($\beta >>1$) in the acceleration region of the solar wind, which is theoretically defined as infinity [25]. The value used in the model of [26] is 44 and changes to infinity. Therefore, one can easily deduce that the gas portion of pressure plays an important role in the dynamics of the solar wind [27].

The duration of CME is determined by combining the profiles of density, temperature and velocity. We use two different shock waves that occurred after CME20/11/2003 and CME11/04/2010. The values of upstream parameters can be obtained from ACE mission, given in Table 1 [19,20]. The aim of the present work is to demonstrate the effects of viscosity in the shock waves observed after these CMEs by using the model given in [18]. The parameters listed in Table 1 are used for the present analysis.

Table 1

UPSTREAM PHYSICAL PARAMETERS FOR SHOCK WAVES, GIVEN IN [19,20]

	$n_1 ({\rm cm}^3)$	T ₁ (Kelvins)	<i>u</i> ₁ (km/s)
CME20/11/2003	6.23	3.63×10^{4}	438
CME11/04/2010	1.8	3.98×10^{4}	373

In many cases, CME can be detected from the behaviour of the density data, which give an information about the occurrence of shock [22]. As shown in Table 1, the velocities were given as 438 km/s and 373 km/s for CME20/11/2003 and CME11/04/2010 respectively. As it was mentioned above, the local sound speed is about 100 km/s in the interplanetary medium, indicating that, the shock wave came to existence. The upstream temperatures of these shock waves were

H CAVUS, G ZEYBEK

about 3.63×10^4 K and 3.98×10^4 K, respectively for the CME20/11/2003 and CME11/04/2010 shocks (Table 1).

2.2. Basic formulation The plasma β

$$\beta = \frac{p_{gas}}{p_{mag}} \tag{1}$$

has higher values in the solar wind [25-28] indicating that, the gas pressure plays a more crucial role than the magnetic one. Therefore, the solar wind can be driven by gas part pressure at coronal temperatures. The problem can be transformed to the hydrodynamic problem as in [29-30] in which the basic theories of solar and stellar winds can be found.

For the case of a compressible and viscous shock in steady flow, a fundamental equation is obtained in [18]

$$\left[\left(\frac{1}{2}-\frac{4}{3}\frac{1}{Re_1}\right)(\gamma-1)M_1^2+1\right]\kappa^2-\left[\left(1-\frac{4}{3}\frac{1}{Re_1}\right)\gamma M_1^2+1\right]\kappa+\left(\frac{\gamma+1}{2}-\frac{4}{3}\frac{1}{Re_2}\right)M_1^2=0.$$
 (2)

The subscripts 1 and 2 show the up and downstream of the shock respectively. In the last equation, Re_1 and Re_2 are the values of Reynolds number. The quantities γ , κ and M_1 are the adiabatic index (i.e. the ratio of specific heats), compression rate (a ratio of downstream density to upstream density) and the upstream value of Mach number, respectively. The values of M_1 , Re_1 and Re_2 in Eq. (2) affect the distributions of physical parameters in the downstream of the shock. The value of γ satisfies the relation $5/3 < \gamma < 3$ for a collisionless shock front, and were used in [31,32] to find the downstream physical parameters. The entropy change $(S_2 - S_1)$ can be found by the use of [17]:

$$S_2 - S_1 = c_{\nu} \ln \left[\frac{P_2}{P_1} \kappa^{-1} \right]$$
(3)

2.3. Value of the downstream Reynolds number in the solar wind Reynolds number has great importance in the dynamics of the interplanetary region. It takes values between 10^{12} and 10^{14} in the solar wind acceleration region ([6,33]).

In order to solve the problem, Re_2 can be expressed as a function of γ , Re_1 and M_1 similar to the works of [18] and [24]. The ratio Re_2/Re_1 is shown as a function of M_1 in the left part of Fig.1. It has a diminishing tendency with the increasing values of M_1 . As M_1 increases and Re_2/Re_1 is equal to unity (i.e. $Re_1 = Re_2$) for the value of M_1 is about 2. This value corresponds to a transition regime changing from weak to strong shocks (i.e. for weak shocks $M_1 < 2$ and for strong shocks $M_1 > 2$) [18,34,35].

The change of Re, with respect to Re, for different values of M, is demonstrated

118

THE EFFECTS OF VISCOSITY

in the right side of Fig.1 for a monatomic gas of $\gamma = 5/3$ [21] and [35]. It increases with respect to increasing values of Re_{\pm} Another important result seen from this plot is that, Re_{\pm} has larger values for smaller values of M_{\pm} .



Fig.1 Upstream dependencies of downstream Reynolds number (Re_i) with respect to M_i (left) and Re_i (right) [21].

3. Model Results for the Shock Wave Produced after the CME18/ 02/1999 and CME28/04/2001 Downstream values in the shocks produced by the CME20/11/2003 and CME11/04/2010 were found from some solutions of equations (2-3). The method was adapted to Maple 9.5. Results for the downstream values of some physical parameters are represented in Table 2 and in Fig.2-8). In these calculations, the value of Re is taken to be 10¹⁰ [6].

In Table 2 the variations of some parameters are presented, in which, physical structure of the problem is described for different values of the upstream Mach number. These parameters are Re_2/Re_1 , κ (i.e. n_2/n_1), u_2/u_1 , T_1/T_1 , S_2-S_1 and M_2/M_1 . The critical value of M_1 for the turning point was found as M = 2.045 at which Re_3/Re_1 is equal to unity as given in Fig.1. This point is not only important for Re/Re_1 but also for the strength of shocks [18]. Re_2/Re_1 , u_2/u_1 and M_3/M_1 have decreasing trends with increasing values of M_1 . These decreasing trends in these parameters slow down after the critical value $M_1 = 2.045$. κ , T_3/T_1 and S_2-S_1 have

Table 2

DISTRIBUTIONS OF SO	DME PHYSICAL	PARAMETERS
FOR DIFFER	ENT VALUES (OF M.

M ₁	Rey/Re	u_2/n_1	<i>u</i> ₂ / <i>u</i> ₁	T_2/T_1	$S_{i} \cdot S_{i}$	M_/ M_1
1 200	1.704	1.297	0.771	1.195	0.055	0.705
1.600	1.278	1.842	0.543	1.602	0.798	0.429
2 045	1.000	3.329	0.437	2.137	2 441	0.294
2.500	0.818	2.703	0.370	2.798	4.566	0.221
4 000	0.511	3.368	0.297	5 863	11.961	0.123
5.000	0.409	3.571	0.280	8.680	16.368	0.095

both increasing tendencies with the increasing M_1 . This tendency slows down for n_1/n_1 , speeds up for T_2/T_1 and $S_1 - S_1$ after $M_1 = 2.045$.

Fig.2 demonstrates the dependencies of n_2 with respect to M_1 (left) and Re_2/Re_1 (right) by the use of density values in Table 1 as an upstream for both cases. n_2 has greater values for the higher values of upstream Mach number as expected. However, it is inversely proportional to the increasing values of Re_2/Re_1 [18]. The variation has linear tendency for weak shocks (i.e. $M_1 < 2$) and nonlinear tendency for strong shocks (i.e. $M_1 > 2$). For $M_1 = 5$, it reaches the values of 22.3 cm⁻³ and 6.4 cm⁻³ for CME20/11/2003 and CME11/04/2010 respectively.



Fig.2. Variation of downstream density (in cm³) with respect to M_1 (left) and Re_2/Re_1 (right) for both CME20/11/2003 and CME11/04/2010.

The Fig.3 shows the changes of T_2 with M_1 and Re_2/Re_1 . For weak shocks, the variations are small compared with the variations for strong shocks. The values of 3.63×10^4 and 3.98×10^4 K are used as T_1 in Table 1. As also shown in Table 2, for weak shocks there are small changes in the values of T_2 . However, the changes are big for strong shocks. It reaches the values of 3.15×10^5 K and 3.45×10^5 K with the higher values M_1 for CME20/11/2003 and CME11/04/2010.





Fig.4 gives the variations of u_1 with respect to M_1 and Re_2/Re_1 . Their u_1 values are taken from Table 1 for both CMEs. Unlike the T_2 , for $M_1 \le 2$ the changes in u_2 are large compared with the variations for $M_1 \ge 2$.



Fig.4. Behaviours of u_1 as a function of M_1 and Re_1/Re_2 values.

Fig.5 shows the changes of Re_2/Re_1 , n_2/n_1 , u_2/u_1 and T_2/T_1 with respect to $S_2 - S_1$. T_2/T_1 shown as cross symbols has an increasing behaviour with increasing values of entropy difference. n_2/n_1 represented as empty squares also has an increasing behaviour for increasing values of $S_2 - S_1$ similar to temperature ratio However, the Re_1/Re_1 shown as empty triangles have decreasing tendency. The u_2/u_1 given as plus signs is also in decreasing trend for increasing $S_2 - S_1$. All of these ratios are unity for the isentropic case (i.e. $S_2 - S_1 = 0$). In other words, no shock happens for $S_2 - S_1 = 0$ since $\kappa = 1$ (i.e. no compression).



Fig.5. Variations of some parameters with respect to $S_1 - S_2$

The variation n_2 is presented in Fig.6 for $S_2 - S_1$, $S_2 - S_1 \le 2.44$ (i.e. $M_1 \le 2$) which can be defined as a weak shock as shown in Table 2. The downstream

H.CAVUS, G.ZEYBEK

density has greater values for the higher values of $S_2 - S_1$ as expected. For small values of entropy difference $S_2 - S_1$ there are big changes in the values of n_2 . However, the variations are small for increasing values of $S_2 - S_1$. Fig.7 depicts the $S_2 - S_1$ dependency of T_2 . It tends to increase with increasing $S_2 - S_1$. The changes are small for $S_2 - S_1 \le 2.44$ (i.e. weak shock) compared with the variation for $S_2 - S_1 \ge 2.44$.



Fig.6. Changes of downstream density with respect to $S_2 - S_1$ for both CME20/11/2003 and CME11/04/2010.



Fig.7. Variations of T with respect to $S_1 - S_1$ for both CME20/11/2003 and CME11/04/2010.

The variation of u_2 given in Fig.8 is decreasing for higher values of $S_2 - S_1$, as expected. The changes in downstream velocity are small for higher values of the entropy difference. The very weak shocks are nearly isentropic i.e. S_2 is very close to its upstream value (see Table 2). On the other hand, the change is high for strong shocks $(M_1 >> 2)$.



Fig.8. Variations of T_1 with respect to $S_1 - S_2$ for both CME18/02/1999 and CME28/04/2001

4. Discussion and Conclusion CMEs and solar wind are two main activities of the Sun producing shocks and geomagnetic storms. Therefore, the study of such activities is very important for space physics. In other words, the study of CME driven shocks in interplanetary space is one of the most important issues for space weather purposes. Enough amount of energy can be released rapidly from the Sun to produce a CME to drive a shock in interplanetary medium [13]. Understanding the evolution of the physical parameters remains still a very complicated subject limited by observational capabilities.

When a CME activity occurs in the corona, there are complex physical processes of magnetic and thermal energy. During the interactions in the ambient interplanetary gas, the magnetic pressure dominates closer to the Sun. Far beyond the Sun gas portion of the plasma pressure becomes dominant. Therefore, hydrodynamic modelling can be applied to the study of the CME produced shocks in the solar wind [25], [26] and [27].

In this study, two CME produced shock waves after CME20/11/2003 and CME11/04/2010 are investigated and 1 - D hydrodynamic model analysis was made for shock propagation in the ambient space, which focused on the study of Reynolds number effects. The conclusions obtained in this manuscript are presented item by item:

- Comparing our result with the work of [19], the downstream value of the plasma density approximately about 22.5 cm³ is fitted to $M \approx 5$ case in this present model (given in Fig.2). In the work of [20] the downstream value of density is given as about 5.8 cm³. This result corresponds to the case of $M \approx 3.6$ in our model. These results are in good accordance with shock waves of strong (M > 2) and very strong characteristics $(M_1 > 4)$.

H.CAVUS, G.ZEYBEK

- The value of Re_1/Re_1 is approximately equal to 0.41 and 0.57 respectively for the CME20/11/2003 and CME11/04/2010 (Fig.1). These two results indicate that the upstream fluids have more turbulent character than the downstream fluid [34] for both CMEs.

The κ values of shocks are 3.6 and 3.25 for CME20/11/2003 and CME11/04/2010 respectively.

- From Fig.4, the values of aftershock velocity are equal to 122 km/s and 115 km/s for the shocks after CME20/11/2003 and CME11/04/2010 respectively

With the use of the values of upstream Mach number 3.6 and 5, the values of sound speed in the interplanetary medium can be calculated as 103 km/s and 88 km/s for given values of u_1 in Table 1. They are in agreement with the estimates of [11] and [12]. Their estimation is about 90 - 100 km/s.

For M_1 dependency $S_2 - S_1$ is increasing with increasing tendency of M_1 . For very weak shocks of $M_1 \le 1.2$ they become nearly isentropic [17] and [35]. For Re_2/Re_1 dependency of entropy difference, shock becomes isentropic for increasing values of Re_2/Re_1 .

 $S_2 - S_1$ is increasing with greater values of κ . In other words, $S_2 - S_1$ has an increasing tendency for increasing values of downstream density

- Similar to the density case, the downstream temperature has also increasing trend with the increasing values of $S_2 - S_1$.

- Unlike to κ and T_2/T_1 variations, $S_2 - S_1$ decreases with increasing values of u_1/u_1 .

Canakkale Onsekiz Mart University, Arts & Science Faculty, Physics Department 17100, Canakkale, Turkey, h_cavus@comu.edu.tr

Canakkale Onsekiz Mart University, Graduate School of Natural and Applied Sciences, 17100, Canakkale, Turkey, goncazeybek@hotmail.com

ЭФФЕКТ ВЯЗКОСТИ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ, НАБЛЮДЕННЫХ ПОСЛЕ ДВУХ РАЗЛИЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ИЗВЕРЖЕНИЙ МАСС СМЕ20/11/2003 И СМЕ11/04/2010

Х.КАВУС, Г ЗЕЙБЕК

Корональные извержения масс являются главным результатом высокой активности Солнца. Такая активность способна генерировать в межпланетной среде ударные волны. Указанные волны возникают тогда, когда сверхзвуковые скорости солнечных частиц изменяются, становясь дозвуковыми. Поскольку действие вязкости на ударные волны является одной из центральных проблем в сверхзвуковом режиме течения сжимаемого газа, то изучение вышеуказанных явлений играет ключевую роль в задачах, связанных с космической погодой [1]. Основной целью данного исследования является изучение влияния вязкости на ударные волны, наблюденные после СМЕ20/11/2003 и СМЕ11/04/2010.

Ключевые слова: ударные волны: вязкость: число Рейнольдса: корональное извержение масс

REFERENCES

- 1. J.Blazek, Computational fluid dynamics: principles and applications, Elsevier, Amsterdam 2001.
- 2. E.N.Parker, Astrophys. J., 372, 719, 1991.
- 3. E.R Priest, Solar Magnetohydrodynamics, D.Reidel Publishing Company. Dordrecht, Holland 2000.
- 4 S.K.Antiochos, C.R. De Vore, J.A.Klimchuk, Astrophys J., 510, 485 1999
- 5. M.Stix, The Sun, Springer Verlag. 1991.
- 6. J.E. Borovsky, H.O. Funsten, Journal of Geophysical Research. 108, 13-1, 2003.
- 7. P.A. Sturrock, J.R. Spreiter, Journal of Geophysical Research. 70, 5345, 1965.
- 8. H. Cavus, D. Kazkapan, New Astronomy, 25, 89, 2013.
- 9. A.P. Rouillard, D. Odstrcil, N.R. Sheeley et al., Astrophys. J., 735, 7, 2011.
- 10. T.Suzuki, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 349. 1227, 2004.
- 11. V.M. Nakariakov, L. Ofman, T.D. Arber, Astron. Astrophys., 353, 741, 2000.
- 12. T.V. Stepanova, A.G. Kosovichev, Advances in Space Research, 9, 1855, 2000.
- 13. P Riley, J.A.Linker, Z.Mikic, D.Odstroil, Advances in Space Research, 38, 535, 2006.
- 14. E.K.J.Kilpua, A.Isavnin, A.Vourlidas et al., Annales Geophysicae, 31, 1251 2013.
- 15. M.Morduchow, P.A.Libby, J. Aeron. Sci., 16, 674, 1949.
- 16. H. Hamad, Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik. 49, 827, 1998.
- 17. H. Cavus, A. Kurt, Astrophys. Bull., 70, 220, 2015.
- 18. H Cavus, Advances in Astronomy, (doi:10.1155/2013/58296), 2013.
- 19. N. Gopalswamy, S. Yashiro, G. Michalek et al., Geophysical Research Letters, 32, L12S09-L12S13, 2005.
- 20. C.J. Davis, C.A. de Koning, J.A Davies et al., Space Weather, 9, S01005-S01020, 2011.
- 21. H. Cavus, Astrophys. Bull., 70, 117, 2015.
- 22. J. Vandegriff, K. Wagstaff, G. Ho, J. Plauger, Advances in Space Research, 36.

2323, 2003.

- 23. O. Reynolds, Philosophical Transactions of the Royal Society, 174, 935, 1883.
- F.C.Bruhn, K.Pauly, V.Kaznov, Proceedings of The 8th International Symposium on Artificial Intelligence, Robotics and Automation in Space (iSAIRAS), Munich-Germany, 2005.
- 25. G.A. Gary, Solar Physics, 203, 71, 2001.
- W.H.Matthaeus, S.Ghosh, S.Oughton, D.A.Roberts, Journal of Geophysical Research, 101, 7619, 1996.
- 27 J.A. Gonzales-Esparza, P. Corona-Romero, E. Aguilar-Rodriguez, Proceedings of XXIX International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Cancun-Mexico, 2009.
- 28. D. Tsiklauri, V. M. Nakariakov, T. D. Arber, Astron. Astrophys., 395, 285, 2002.
- 29. E.N. Parker, Astrophys. J., 134. 20, 1961.
- 30. T.E. Holzer, W.I.Axford, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 8, 31, 1970.
- 31. M.V. Eselevich, V.G. Eselevich, Astronomy Reports, 55, 359, 2011.
- 32. Y.B.Zel'dovich, Y.P. Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Dover Publications Inc., New York, 2002.
- 33. I. Veselovsky, Astrophys. Space Sci., 277, 219, 2001.
- 34. Z.U.A. Warsi, Fluid dynamics: Theoretical and Computational Approaches, Boca Raton Fla., CRC Press, 1999.
- 35. H. Cavus, Earth Moon Planets, doi:10.1007/s11038-016-9492-3, 2016.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

выпуск і

О ВКЛАДЕ ТРОЙНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПОЛНУЮ СКОРОСТЬ РЕКОМБИНАЦИИ В УСЛОВИЯХ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР И МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

О.М.БЕЛОВА, К.В.БЫЧКОВ Поступила 21 июня 2016 Принята к печати 14 декабря 2016

В звездных атмосферах и тех областях межзвездной среды, электронная плотность которых выше 10^4 см³, тройная рекомбинация на уровни атома водорода с большим значением главного квантового числа k >> 1, сопровождающаяся деахтивацией $k \rightarrow k-1$, может играть более существенную роль, чем фоторскомбинация на нижние состояния.

Ключевые слова: тройная рекомбинация: звездные атмосферы межзвездная среда

1. Введение В настоящей работе на примере атома водорода мы покажем необходимость учета высоковозбужденных состояний в полную скорость рекомбинации. При расчете состояния ионизации водорода в тех слоях звездных атмосфер, где электронная плотность N не превышает 1015 см 3, часто учитывают только фоторекомбинацию, опуская тройную рекомбинацию (например, [1]). Обоснованием является известный факт малой скорости тройной рекомбинации на первый уровень у, N, по сравнению с коэффициентом фоторекомбинации г. Однако учет возбужденных состояний может привести к увеличению вклада тройной рекомбинации Нами в [2] выполнены расчеты нестационарного высвечивания газа за фронтом ударной волны в атмосфере звезды-гиганта типа Миры Кита. Расчеты велись в двухтемпературном режиме (разные значения электронной и атомно-ионной температур) с учетом элементарных процессов в плазме, состоящей из водорода, гелия и других химических элементов. Принята модель атома водорода с учетом всех дискретных состояний, реализуемых по критерию Инглиса-Теллера [3], вплоть до главного квантового числа $k = K_{-}$.

$$\log (K_{e}) = 3.10 - 0.13 \cdot \log(2N_{e}).$$
 (1)

В нашем случае $N_e \approx 10^{12}$ см⁻³ и величина K_{μ} равна:

 $K_{\perp} \approx 25$

(2)

Состояние ионизации находилось путем решения нестационарных уравнений населенности дискретных уровней и континуума с учетом фоторекомбинации, радиационных дискретных переходов, рассеяния излучения в частотах спектральных линий, и ударных процессов: ионизации, тройной рекомбинации, возбуждения и деактивации. Оказалось, что полная скорость рекомбинации сушественно зависит от числа учитываемых уровней. Если ограничиться первыми пятью-шестью уровнями, то она мало отличается от суммарной скорости фоторекомбинации, но при учете более десяти возбужденных уровней становится существенным вклад тройной рекомбинации. Тройная рекомбинация быстро начинает доминировать с увеличением главного квантового числа, и при $K_m = 25$ полный вклад фоторекомбинации (просуммированный по всем уровням) составляет всего несколько процентов от тройной рекомбинации. В настоящей статье в рамках простой модели мы попытаемся пояснить причину такого результата.

2. Рекомбинация на возбужденные состояния. Приближение Крамерса дает вполне достаточную точность вычисления коэффициента фоторекомбинации на возбужденные уровни, поэтому мы пользуемся формулой

$$r_{4} = \frac{64}{3} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \alpha^{3} v_{0} a_{0}^{2} \beta_{k}^{3/2} e^{\beta_{k}} E_{1}(\beta_{k}), \quad \beta_{k} = \frac{Ry}{k^{2} T_{c}}, \quad Ry = \frac{m_{e} e^{4}}{2\hbar^{2}}.$$
 (3)

Здесь α - постоянная тонкой структуры, ν_0 - скорость электрона на первой боровской орбите, α_0 - радиус Бора, m_e - масса электрона, e - элементарный электрический заряд, \hbar - постоянная Планка, k - главное квантовое число, T_e - электронная температура, измеряемая в энергетических единицах (1 эВ= = 11604.9 K). Для больших значений k формула (3) упрощается. Например, если мы зафиксируем температуру, T > 0.5 эВ, то уровням с k > 10 соответствует диапазон $\beta_k <<1$, в котором обратно пропорционально кубу главного квантового числа:

$$r_k \propto 1/k^3, \quad \beta_k \ll 1 \tag{4}$$

При понижении температуры асимптотическая зависимость (4) наступает при больших k, тем не менее при любых k > 5 зависимость коэффициента рекомбинации от k не сильно отличается от (4).

Коэффициент тройной рекомбинации γ_k , следуя принципу детального баланса, вычисляем через коэффициент ионизации электронным ударом q_k

$$\gamma_{k} = 8\pi^{3/2} a_{0} \cdot k^{5} \beta_{k}^{3/2} \cdot q_{k} \,. \tag{5}$$

где для расчета q_k используем формулы, опубликованные в [4]. Зависимость q_k и γ_k от k при фиксированной температуре по аналогии с (4) можно выразить в степенной форме:

Графики и s_{γ} как функции k для трех значений температуры T приведены на рис 1, каждая кривая асимптотически стремится к постоянной величине. зависящей от температуры. В целом величины и s_{γ} при k > 12 лежат в диапазонах

$$2.2 < s_a < 2.6$$
, (6)

$$4.2 < s_y < 4.6$$
. (7)



Рис.1. Зависимость от k показателей степени и s в аппроксимациях $-k^{s}$ и $\gamma - k^{\gamma}$ для трех значений температуры: 1 - 1 эВ, II - 2 эВ, III - 3 эВ.



Рис.2. Коэффициенты фоторекомбинации r_t (сплошная линия) и произведение $\gamma_k N_r$ (штриховая линия) для $T_s = 2$ эВ и $N_s = 10^{11}$ см³

129

Полученная простая зависимость (7) для γ_k позволяет наглядно продемонстрировать относительный вклад тройной и фоторекомбинации для состояний с разными значениями главного квантового числа.

В отличие от фоторекомбинации скорость тройной рекомбинации не падает, а быстро растет при переходе к более высоким уровням. На рис.2 приведена зависимость r_k и $\gamma_k N$ от главного квантового числа k для T = 2 эВ и $N_e = 10^{11}$ см⁻³. При выбранном значении электронной плотности реализуются более сорока уровней, но общая картина становится ясной уже для k < 25: вклад фоторекомбинации относительно велик примерно до восьмого уровня, а выше доминирует тройная рекомбинация.

3. Ионизация и деактивация электронным ударом. Рекомбинация на возбужденные состояния сама по себе еще не означает окончательного перехода водорода из иона в атом. Коэффициент ударной ионизации растет с номером уровня, как это следует из (6), поэтому необходимо убедиться, что не происходит немедленного перехода электрона из связанного состояния обратно в континуум.

Покажем, что заселение высоковозбужденного уровня из континуума с большей вероятностью сопровождается не переходом обратно в континуум путем ударной ионизации, а деактивацией - электронным ударом, либо спонтанным излучением.

Коэффициент ударной деактивации на близлежащий уровень 4 по мере возбуждения растет быстрее, чем 4. Для иллюстрации на рис.3, где по аналогии с рис.1 приведена зависимость от k показателя степенной алпроксимации



Рис.3. Зависимость от k показателя степени s_a в аппроксимации $q_{k,k,lk} \sim s_a^*$ обозначения линий соответствуют рис.1

На рис.4 изображен десятичный логарифм отношения

коэффициентов деактивации q₁₁ на соседний уровень и ударной ионизации q₂ для трех значений температуры: 1 эВ, 2 эВ и 3 эВ. Хорощо видно, что хотя ударная ионизация конкурирует с деактивацией в пределах первой декады уровней, но все сильнее уступает ей при переходе к более возбужденным



Рис.4. Десятичный логарифм отношения ζ коэффициснтов деактивации q_{ki} м ударной ионизации q_{j} ; обозначения линий соответствуют рис.1.

состояниям. Следовательно, свободный электрон с большей вероятностью переходит на менее возбужденный уровень, и с меньшей вероятностью происходит ионизация. Учет спонтанных радиационных переходов только усиливает этот результат. Итак, переход свободного электрона на высоковозбужденный уровень приводит к образованию атома в основном состоянии, т.е., к рекомбинации.

4. Случай межзвездной среды. Выше мы ограничились параметрами звездных атмосфер, но тройная рекомбинация вполне может оказаться действенным механизмом также и в условиях областей ионизованного газа межзвездной среды. В радиодиапазоне наблюдаются переходы между водородоподобными состояниями в широком диапазоне значений главного квантового числа, вплоть до ~1000 [5]. Рассмотрим некоторую область ионизованного водорода с типичными значениями электронной плотности $N_e = 10^4$ см⁻³ и температуры $T_e \approx 10^4$ К. Критерий Инглиса-Теллера (2) дает оценку $K_m = 374$. Просуммировав (4) и (5) по всем реализуемым уровням, получаем для полных (индекс "tot") коэффициентов рекомбинации:

$$r_{\rm tot} = \sum_{k=1}^{K_{\rm m}} r_k = 4.65 \ 10^{-13} \, {\rm cm}^{-3} \,, \tag{9}$$

$$\Gamma_{\rm rot} = N_e \sum_{k=1}^{K_e} \Gamma_k = 1.47 \cdot 10^{-12} \,\,\mathrm{cm}^{-1} \,. \tag{10}$$

Следовательно, тройная рекомбинация может играть существенную роль не только в звездных атмосферах, но и в условиях межзвездной среды.

5. Заключение. Сформулируем основные результаты нашей работы.

 Тройная рекомбинация на высоковозбужденные состояния в условиях звездных атмосфер и межзвездной среды при N > 10⁴ см⁻¹ может оказаться более эффективной, чем фоторекомбинация на нижние уровни.

 Деактивация высоковозбужденного состояния атома водорода происходит гораздо быстрее, чем ударная ионизация, поэтому рекомбинация на высокие уровни с большой вероятностью приводит к переходу в основное состояние.

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

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет. Россия, e-mail: whitecanvas05122010@mail.ru ¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Астрономический институт им. П.К.Штернберга, Россия, e-mail: bychkov@sai msu.ru

ON THE INPUT OF THREE-BODY RECOMBINATION ON THE HIGH-EXCITED LEVELS INTO COMPLETE RECOMBINATION RATE IN CONDITIONS OF STELLAR ATMOSPHERES AND INTERSTELLAR MEDIUM

O M BELOVA, K.V BYCHKOV

In stellar atmospheres and regions of interstellar medium where the electron density is higher than 10^4 cm⁻³ three body recombination on the hydrogen atom levels with large principal quantum number k >> 1 accompanied by electron impact deactivation $k \rightarrow k-1$, can play a more significant role than photorecombination on lower states.

Key words: three-body recombination: stellar atmospheres: interstellar medium

132

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Д.Михалас, Звездные атмосферы, М., Мир, 1982.
- 2. O.M. Belova et al., Astron. Reports, 58, 650, 2014.
- 3. Ч.Каули, Теория звездных спектров, М. Мир, 1974.
- 4. L.C.Johnson, Astrophys. J., 174, 227, 1972.
- 5. S.V.Stepkin et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 374, 852, 2007.



АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

ВЫПУСК 1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТЫ СУПЕРВСПЫШЕК У ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА

А.А.АКОПЯН

Поступила 13 июля 2016 Принята к печати 14 декабря 2016

В работе приводится статистическое исследование выборки 1547 супервелышек у 279 звезд. выявленных при анализе данных (полученные орбитальной обсерваторией "Кеплер" в течение первых 500 дней наблюдений) более 80000 звезд солнечного типа. Приведены оценки полного числа звезд, способных на супервелышки, определена функция распределения частоты супервельшек.

Ключевые слова: супервенышка: частота венышек

1. Введение. Супервспышка звезды солнечного типа представляет собой внезапное и резкое повышение блеска с последующим, относительно медленным спадом, с общей продолжительностью от нескольких минут до десятков часов. Выделенная при супервспышках энергия от 10 до 10⁶ раз превышает энергию самых мощных солнечных вспышек, зарегистрированных когда-либо [1], и сопоставима с энергией мощных вспышек вспыхивающих звезд. Естественно, возникают вопросы о механизмах образования супервспышками вспышками вспы у между супервспышками, солнечными вспышками и вспышками вспы у между супервспышками, солнечными вспышками и вспышками вспы у между супервспышками, солнечными вспышками и вспышками вспы у везд. Интерес к супервспышкам обусловлен также с интенсивным развитием астробиологии и с исследованиями экзопланет [1].

Данные о супервспышках, опубликованные до 2012г., являлись результатом разрозненных, нецеленаправленных исследований и в значительной степени носили случайный характер. Систематическое обнаружение и исследование супервспышек звезд солнечного типа стало возможным после запуска орбитальной обсерватории "Кеплер", которая была предназначена для обнаружения внесолнечных планет и планетных систем, путем высокоточных, непрерывных фотометрических измерений огромного количества звезд. Наблюдения "Кеплер" одновременно дают ценную и однородную информацию о переменных звездах и переменных явлениях почти всех типов, в том числе о супервспышках. Относительно к супервспышкам данные "Кеплер" имеют двойную ценность, поскольку позволяют не только регистрировать их. Но и

А.А.АКОПЯН

в определенной степени ответить на вопрос о существовании вокруг вспыхнувшей звезды массивной планеты или звезды, а также проследить поведение звездных пятен, которые (планета/звезда, пятна) в разных моделях привлекаются для объяснения механизма супервспышек.

Начало систематическим исследованиям супервспышек звезд солнечного типа было положено в работе Маехары и др. [2], где были представлены данные о 365 супервспышках, обнаруженных у 148 звезд солнечного типа. Общее количество рассмотренных звезд данного типа при этом составляло более 83000. Были исследованы кривые блеска, полученные обсерваторией "Кеплер" в период от апреля 2009г. до декабря 2009г.

На основе этих данных в работе [3] было проведено статистическое исследование этих звезд с привлечением методов, используемых при решении аналогичных задач для вспыхивающих звезд. Были получены оценки полного числа звезд, способных на супервспышки, определены функции распределения частоты супервспышек как для полной выборки звезд, так и для отдельных подвыборок, составленных путем разбиения полной выборки на две части по значениям периодов вращения и амплитуд переменности.

В дальнейшем [4,5] были представлены результаты исследований супервспышек, охватывающие примерно в четыре раза больший период наблюдений (примерно 500 дней). В целом у 279 звезд было обнаружено 1547 вспышек. В данной работе приводится статистическое исследование этой выборки с целью уточнения и корректировки результатов, полученных в работе [3], касательно функции распределения частоты супервспышек для полной выборки звезд, а также оценки полного числа звезд, способных на супервспышки. В отличие от [3], в данной статье для определения функции распределения привлечен также метод Амбарцумяна, что стало возможным благодаря большому количеству данных.

2. Новые оценки числа звезд, способных на супервспышки. Для оценки полного числа звезд, способных на супервспышки, можно применить оценку, полученную Амбарцумяном [6] для обыкновенных вспыхивающих звезд:

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2},$$
 (1)

где n_0 - число вспыхивающих звезд, у которых еще не были зарегистрированы вспышки, n_1 и n_2 - числа известных вспыхивающих звезд, у которых уже наблюдались, соответственно, по одной и по две вспышки. Оценка (1) дает лишь нижний предел числа n_0 [7].

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

$$N = n_0 + N_{obs} \,. \tag{2}$$

Дисперсия и доверительные интервалы оценки и были получены в работе [8], согласно которой дисперсия имеет вид:

$$\sigma_{n_{0}}^{2} = n_{2} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{n_{1}}{n_{2}} \right)^{2} + \left(\frac{n_{1}}{n_{2}} \right)^{3} + \frac{1}{4} \left(\frac{n_{1}}{n_{2}} \right)^{4} \right]$$
(3)

Имеющиеся данные позволяют определить временное распределение вспышек (puc.l), что в свою очередь позволяет определить распределение числа вспышек на любой момент времени (окончательное распределение числа вспышек для звезд полной выборки приведено в табл.l).



Рис.1 Распределение вспышек во времени (посуточное)

Таблица І

ОКОНЧАТЕЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ВСПЫШЕК ДЛЯ ЗВЕЗД ПОЛНОЙ ВЫБОРКИ

k	n,	k	п,	k	n _k	k	n _k
1	102	6	10	11	5	16	4
2	42	7	9	12	6	17	1
3	28	8	6	13	1	18	2
4	19	9	6	14	3	19	2
5	11	10	2	15	6	≥ 20	14

Это, в свою очередь, позволяет уследить за временным поведением оценки числа звезд (2), способных на супервспышки (рис.2). Видно, что начиная с момента BJD = 55240, когда было обнаружено около 800 супервспышек у 220

А.А.АКОПЯН

звезд, оценка "стабилизируется" на уровне примерно 380-400 звезд (на последний момент времени $n_{\rm p}$ =124, N=403, со среднеквадратичным отклонением $\sigma_{\rm sc}$ = 33), что составляет около 0.5% от общего числа звезд.



Рис.2. Оценка общего числа звезд, способных на супервспышки. На оси Х приводятся барицентрические юлианские дни.

3. Определение функции распределения частоты супервспышек.

3.1. Метод Амбарцумяна. Определение плотности распределения частоты супервспышек $\varphi(v)$ путем прямых подсчетов пока практически невозможно из-за сравнительно малого числа зарегистрированных вспышек у отдельных звезд. В 1978г. Амбарцумян [9] предложил статистический метод определения $\varphi(v)$, позволяющий обойти эту трудность. Решение было получено с помощью обратного преобразования Лапласа (L^{-1}) наблюдаемой функции $m_1(t)/m_1(0)$:

$$\varphi(\mathbf{v}) = \frac{\mathbf{v}_m}{\mathbf{v}} L^{-1} \left[\frac{m_1(t)}{m_1(0)} \right], \tag{4}$$

где

$$m_1(t) = N \int \mathbf{v} e^{-\mathbf{v}t} \, \varphi(\mathbf{v}) d \, \mathbf{v}$$

Представляет собой число новых вспыхивающих звезд за единицу времени в момент времени *t*. В частности, для начального момента *t* = 0

$$m_t(0) = N v_m = \frac{n(t)}{t}, \qquad (5)$$

где v_m - средняя частота вспышек звезд, n(t) - число зарегистрированных вспышек к моменту t.

Наблюдаемая функция $m_1(t)/m_1(0)$ подвержена сильным флюктуациям, поэтому желательно произвести предварительное сглаживание функции. В работе Амбарцумяна предлагалось провести сглаживание с помощью статистики вторых вспышек звезд. В данной работе сглаживание проводится с помощью соотношения:

$$\frac{m_1(t)}{m_1(0)} = \frac{m_1(t)}{n(t)},$$
(6)

где n₁(t) - число звезд с одной вспышкой к моменту t.

На рис.3 приводятся как вычисленная прямыми подсчетами (квадраты), так и сглаженная (кружки) с помощью соотношения (6) функции $m_1(t)/m_1(0)$, а также аппроксимация этих данных в виде аналитической функции:

$$\frac{m_1(t)}{m_1(0)} = \frac{1}{(1+at)^b},$$

где a = 0.03, b = 1. Из (4) следует:

$$\varphi(\mathbf{v}) = \frac{\mathbf{v}_m}{\mathbf{v}} \frac{e^{-\mathbf{v}_m}}{a}.$$
 (7)

Полученное выражение (7) не является плотностью распределения. поскольку не нормируется из-за сингулярности подынтегральной функции в точке v = 0. Аналогичная ситуация имела место и в работе Амбарцумяна [9], где было предположено и обосновано, что реальная функция плотности может иметь вид $\phi(v)q(v)$, где функция q(v) в некоторой окрестности точки



Рис 3. Вычисленная прямыми подсчетами (квадраты) и сглаженная (кружки) функции m₁(i)/m₁(0), а также их аппроксимация аналитической функцией (линия)

А.А.АКОПЯН

v = 0 принимает нулевые или близкие к нулю значения, а вне этой окрестности равна единице. При этом становится возможным лишь определение количества звезд с частотой вспышек равной или больше заданной частоте вспышек. Этот подход был применен и в данной работе. Соответственно этому подходу число звезд с частотой вспышек $v \ge v_0$ равно:

$$N(\mathbf{v}_0) = N \int_{\mathbf{v}_0}^{\infty} \mathbf{g}(\mathbf{v}) \frac{\mathbf{v}_m}{\mathbf{v}} \frac{e^{-\mathbf{v}/a}}{a} d \mathbf{v}.$$

Вне некой окрестности нуля, где можно принять g(v) = 1:

$$N(\mathbf{v}_0) = N \mathbf{v}_m \int_{\mathbf{v}_0}^{\infty} \frac{e^{-\mathbf{v} \cdot a}}{\mathbf{v} a} d\mathbf{v}.$$

В данном методе число невспыхнувших звезд n_0 считается неизвестным и поэтому, невозможно по отдельности определить величины N и ν_m , однако их произведение $N\nu_m$ легко можно оценить с помощью соотношения (5), используя наблюдаемые данные:

Вычисленные значения $N(v_0)$, начиная со значения $v_0 = 0.002$, которое соответствует одной вспышке за весь период наблюдений *T*, приводятся в табл.2.

На рис.4 приводятся сравнения вычисленных величин с аналогичными наблюдаемыми, вычисленные с помощью выражения:

$$N(v_0) = \sum_k n_i ,$$

где k последовательно принимает целочисленные значения k = 1, 2, 3, ..., a

Таблица 2

ВЫЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ЧИСЛА ЗВЕЗД С ЧАСТОТОЙ СУПЕРВСПЫШЕК v≥v₀

V ₀	$N(v_0)$	V ₀	$N(v_0)$	V ₀	$N(v_0)$	v _o	$N(v_0)$	V ₀	$N(v_0)$
0.002	227	0.022	36	0.042	12	0.062	5	0.082	2
0.004	162	0.024	32	0.044	11	0.064	4	0.084	2
0.006	126	0.026	28	0.046	10	0.066	4	0.086	2
0.008	103	0.028	25	0.048	9	0.068	4	0.088	
0.01	86	0.03	23	0.05	8	0.07	3	0.09	1
0.012	73	0.032	20	0.052	7	0.072	3	0.092	1
0.014	62	0.034	18	0.054	7	0.074	3	0.094	1
0.016	54	0.036	16	0.056	6	0.076	2	0.096	1
0.018	47	0.038	15	0.058	6	0.078	2	0.098	1
0.02	41	0.04	13	0.06	5	0.08	2	0.1	E

140

 $v_0 = k/T$. Как видно, наблюдается хорошее соответствие с наблюдаемыми данными, начиная с частоты $v_0 = 0.002$.



Рис.4. Сравнение вычисленных величин N(v₀) с аналогичными наблюдаемыми.

3.2. Метод моментов. В работе [10] был предложен другой метод определения функции распределения частоты вспышек. Суть метода - в определении искомой функции через собственные моменты распределения. В качестве исходных данных используются наблюдаемые числа вспышек, при помощи которых можно вычислить моменты распределения числа вспышек. Используя выражения

$$\mu k_{1} = \int \sum_{k=0}^{\infty} k \frac{(\mathbf{v}t)^{k}}{k!} e^{-\mathbf{v}t} \phi(\mathbf{v}) d\mathbf{v},$$

$$\mu k_{j} = \int \sum_{k=0}^{\infty} (k - \mu k_{1})^{j} \frac{(\mathbf{v}t)^{k}}{k!} e^{-\mathbf{v}t} \phi(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad j = 2, 3, 4,$$

$$\mu \mathbf{v}_{1} = \int \mathbf{v} \phi(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad \mu \mathbf{v}_{j} = \int (\mathbf{v} - \mu \mathbf{v}_{1})^{j} \phi(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad j = 2, 3, 4,$$

где, в частности, μk_i - статистические моменты распределения числа вспышек. μv_i - статистические моменты распределения частот вспышек, можно выразить моменты функции распределения частоты вспышек через соответствующие моменты числа вспышек:

$$\mu v_{1} = \frac{\mu k_{1}}{r}, \quad \mu v_{2} = \frac{\mu k_{2} - \mu k_{1}}{r^{2}}, \quad \mu v_{3} = \frac{\mu k_{3} - 3\mu k_{2} + 2\mu k_{2}}{r^{3}},$$
$$\mu v_{4} = \frac{\mu k_{4} - 6\mu k_{3} - 6\mu k_{2} \mu k_{1} + 11\mu k_{2} - 6\mu k_{1} + 3\mu k_{1}^{2}}{r^{4}}$$
(8)

А.А.АКОПЯН

Подставляя эмпирические моменты распределения числа вспышек в (8), получим соответствующие эмпирические моменты функции распределения частоты вспышек. Таким образом, задача сводится к определению функции распределения с помощью известных моментов распределения. Для этого в [10] был использован метод подгонки кривых семейства распределений Пирсона методом моментов [11]. Тип распределения определяется величинами β_1 , β_2 , к, где

$$\beta_1 = \frac{\mu v_1}{\mu v_2^3}, \quad \beta_2 = \frac{\mu v_4}{\mu v_2^2}, \quad \kappa = \beta_1 \frac{(\beta_2 + 3)^2}{4(2\beta_2 - 3\beta_1 - 6)(4\beta_2 - 3\beta_1)}$$

Используя полученную в предыдущем разделе оценку общего количества звезд и варьируя ею в пределах ошибок, можно вычислить значения β_1 , β_2 , к и определить тип распределения, при котором наблюдается наиболее хорошее соответствие наблюдаемого распределения числа вспышек с теоретически вычисленным распределением (рис.5).



Рис.5. Сравнение наблюдаемого распределения числа вспышек с теоретически вычисленным распределением.

Оказалось, что функцию распределения можно представить в виде распределения Пирсона I типа (β-распределение):

$$\Phi(\mathbf{v}) = C \int_{\hat{\mathbf{v}}-a}^{\mathbf{v}} \left(1 + \frac{\eta - \hat{\mathbf{v}}}{a}\right)^{m_1} \left(1 - \frac{\eta - \hat{\mathbf{v}}}{b}\right)^{m_2} d\eta,$$

где v - среднее распределение, а (v-a)- нижний предел распределения. Соответственно, верхним пределом будет (v+b).

Параметры распределения принимают следующие значения: v = 0 008

a = 0.006 b = 0.140, C = 16.368, $m_1 = -0.861$ $m_2 = 2.176$. Сравнение функций плотности распределения, полученных методом Амбарцумяна и методом моментов, приведено на рис.6. Функции почти совпадают, начиная со значения частоты супервспышек v = 0.004 д⁻¹.





Сравнение функций распределения, полученных в данной работе и в работе [3] методом моментов, приведено на рис.7, где точками представлена функция распределения из работы [3].



Рис.7. Сравнение функций распределения, полученных в данной работе и в работе [3] методом моментов.

А.А.АКОПЯН

4. Заключение. В работе приводится статистическое исследование выборки 1547 супервспышек 279 звезд, выявленных при анализе данных (полученные орбитальной обсерваторией "Кеплер" в течение первых 500 дней наблюдений) более 80000 звезд солнечного типа [4,5].

Получена оценка общего числа звезд, способных на супервспышки. Временное поведение этой оценки указывает, что она, в отличие от предыдущей оценки [3], очень близка к истинному значению. Можно заключить, что число звезд, способных на супервспышки, составляет примерно 0.5% от общего числа всех исследованных звезд солнечного типа. Это скорее всего указывает на то, что "супервспыхивающие" звезды солнечного типа либо обладают некоторыми, редко встречаемыми особенностями/особенностью, либо нахолятся на кратковременной фазе своей эволюции. Учет неизбежных ошибок наблюдательного характера, неверной классификации звезд и т.д., вряд ли повлияет на основной вывод о том, что подавляющее большинство звезд солнечного типа не способны показывать супервспышки в течение времени сравнимого с временем жизни этих звезд.

Двумя независимыми методами определена функция распределения частоты супервспышек для полной выборки звезд. Полученные функции хорошо согласуются как между собой, так и с аналогичной функцией, полученной ранее, а также с имеющимися наблюдательными данными. Некоторая несогласованность наблюдается в узком диапазоне низких частот супервспышек, что неудивительно, поскольку наблюдения с продолжительностью T = 500 дней содержат малую информацию о частотах порядка 1/T и меньше. Применение полученных функций будет представлено в последующих работах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН РА в рамках научного проекта № SCS 15T-1C081.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В А Амбарцумяна, Армения, e-mail: aakopian@bao.sci.am aakopian57@gmail.com

DETERMINATION OF SUPERFLARE FREQUENCY DISTRIBUTION FUNCTION OF THE SOLAR-TYPE STARS

A.A.AKOPIAN

Statistical study of 1547 superflares from 279 stars, revealed by the analysis of data more than 80000 solar-type stars (obtained by orbital observatory "Kepler"

in the first 500 days of observations) is presented. The total number of superflare stars is estimated. The distribution function of superflares frequency is determined.

Key words: superflare: flare frequency

ЛИТЕРАТУРА

- 1 B.Schaefer, Nature, 485. 456. 2012.
- 2. H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu et al., Nature, 485, 478, 2012.
- 3. А.А.Аколян, Астрофизика, 56, 537, 2013, (Astrophysics, 56, 488, 2013).
- 4. T Shibayama, H. Maehara, S. Notsu et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 209, 5, 2013.
- 5. S. Notsu, T. Shibayama, H. Maehara et al., Astrophys. J., 771, 127, 2013.
- 6. В.А.Амбарцумян, "Звезды, Туманности, Галактики". Изд. АН Арм ССР, 1969, с.283.
- 7. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян и др., Астрофизика, 6. 7. 1970, (Astrophysics, 6. 1, 1970).
- 8 A. Chao, Biometrics, 43, 783, 1987.
- 9. В.А.Амбарцумян, Астрофизика, 14, 367, 1978, (Astrophysics, 14, 209, 1978)
- 10. А.А.Акопян, Астрофизика, 46, 75, 2003, (Astrophysics, 46, 58, 2003).
- 11. W. Elderton, N. Johnson, "Systems of frequency curves", Cambridge Univ. Press, 1969, 216p.

the second statement of the second statements
АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

ВЫПУСК 1

ВИХРЬ БЮРГЕРСА В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 27 июля 2016 Принята к печати 14 декабря 2016

Рассмотрен эффект вихря Бюргерса на образование заролышей планет в протопланетном диске в локальном приближении. Показано, что вихрь Бюргерса с однородно вращающимся ядром и сходящимся радиальным потоком вещества может эффективно накалливать пылевое вещество массы порядка 10²⁷-10²⁸ г в его ядерной области за характерное время =10⁶-10⁷ лет. В области локализации вихря Бюргерса толщина лиска увеличивается.

Ключевые слова: протопланетный диск: вихрь Бюргерса: зародыши планет

Введение Изучение радиальной зависимости инфракрасного, 1. субмиллиметрового и сантиметрового излучений протопланетных дисков показывает, что вихри служат инкубаторами роста пылевых частиц и образования зародышей планет километрового размера [1]. Причем их формирование от пыли микронных размеров, вероятно, вовлекает не один физический процесс [2]. Общепринято, что рост частиц в пылевых, околозвездных дисках является иерархическим процессом [3,4]. Начальная стадия роста, вероятно, продолжается через образование ядра зерен пыли субмикронных размеров от исконной туманности, которые далее формируют мономеры рекурсивных совокупностей пыли до размеров ~10 см за характерное время порядка 10³ лет. Дальнейший рост частиц этим механизмом прекращается процессом ударного разрушения [5,6]. В этом режиме динамика частицы и коагуляция регулируются силами ван дер Ваальса и броуновским движением. Наилучшим астрофизическим свидетельством роста пылинок до указанных размеров является обнаружение эмиссии пыли на 3.5см от диска радиуса 225 AU, расположенного лицом к нам, вокрут классической звезды Т Тельца TW Нуа (возраст ~5-10 М лет), на расстоянии 56 пк от нас [7].

В стандартных моделях протопланетных дисков газовое давление уменьшается вдоль радиуса. Газ в диске практически перемещается на кеплеровских скоростях. Твердые частицы, испытывая трение газа, теряют угловой момент и энергию. Частицы метрового размера дрейфуют к звезде за несколько сотен лет, что гораздо меньше, чем время жизни диска, которое составляет несколько миллионов лет [8,9].

М.Г.АБРАМЯН

Долгоживущие вихревые структуры в газе - возможный способ сконцентрировать частицы с размерами до ~10 см и вырастить их в зародыши планет. Аналогичный эффект вихрей на Земле наблюдали в специальных лабораториях, а также в оксане. Например, наблюдения показали, что океанские вихри заманивают личинки рыб в ловущку недалеко от берега Западной Австралии [10].

В некоторых областях стратифицированных протопланетных дисков течение имеет 2D-турбулентный характер. Привлекательная особенность такого гидродинамического течения состоит в том, что в нем среди фона мелких водоворотов спонтанно организуются долгоживущие вихри без потребности специальных начальных условий [11-13]. В лабораторных экспериментах [14] в 2D-турбулентных течениях часто наблюдается образование вихрей Бюргерса, которые и будут рассматриваться в настоящей работе. Если протопланетные диски способны к производству 2D-турбулентного течения, то они могут образовать долгоживущие крупномасштабные вихри, со временем жизни порядка ста орбитальных периодов. Причем'антициклонические вихри в протопланетном диске сливаются друг с другом и усиливаются, а циклонические - уничтожаются сдвиговым течением.

В антициклоне твердые частицы захватываются силой Кориолиса, направленной к центру вихря. Если вихрь выживает - 100 вращений в туманности с солнечной массой, количество захваченных частиц может достигать массы планет (нескольких масс земли). Существование долгоживущих вихрей в протопланетном диске, дрейфующих из регионов внешнего диска, позволяет накопление массы, необходимой для формирования ядра гигантской планеты [15,16].

В настоящей работе будет рассмотрен вихрь Бюргерса в протопланетном диске и его роль в проблеме образования зародышей планет.

Вихрь Бюргерса в цилиндрической системе координат (r, θ, z) определяется как

$$v_r = -Ar$$
, $v_\theta = \omega r_0^2 \left[1 - \exp\left(-r^2 r_0^2\right) \right] / r$, $v_z = 2Az$ (1)

и представляет собой вихрь со сходящимся потоком вещества к его центру, где A характеризует сходящийся поток, а ω и r_0 - циркуляцию и размер ствола вихря. Вращение в области ствола вихря практически твердотельное, а на больших расстояниях профиль врашательной скорости спадает по гиперболическому закону (рис.1). Асимптотическое поведение вихря Бюргерса в малых и больших расстояниях от центра вихря представляет вихрь Рэнкина [17,18]. Максимальная вращательная скорость в вихре Бюргерса равна 0.638 ωr_0 , которая достигается при $r/r_0 = 1.121$. На расстоянии $r_{xpp}/r_0 = 4.5$ скорость вращения составляет треть от максимального значения. Условно это расстояние будем называть эффективным радиусом¹ вихря.

В литературе эффективным радиусом вихря Бюргерса называют величину 2.242(v/A), где v - вязкость.



Рис.1. Профили вращательной скорости в вихрях Бюргерса и Рэнкина

2. Порядок величин параметров газового диска, твердых частиц и вихря. Мы рассматриваем вихрь Бюргерса в вязком осесимметричном аккреционном диске с эффективной температурой T, объемной плотностью газа р с почти кеплеровым вращением. Скорость звука в газе оценивается по формуле

$$c_s = \sqrt{\gamma kT/m_H} \approx (\gamma T/100 \text{ K})^{1/2} \text{ KM/c}, \qquad (2)$$

где $\gamma = 1.4$ - показатель адиабаты, k - постоянная Больцмана, m_{μ} - масса атома водорода.

В вертикальном направлении газ находится в гидростатическом равновесии с характерной шкалой высот

$$H \sim \frac{c_s}{\Omega} \approx 0.03 \left(\frac{T}{100 \text{K}}\right)^{1/2} \left(\frac{M_{\odot}}{M}\right)^{1/2} \left(\frac{R}{\text{a.e.}}\right)^{3/2} \text{a.e.}$$
(3)

Поверхностную плотность газа в диске можно оценить как $\Sigma \approx 2 H \rho$.

В α -модели диска [19] расход газа происходит со скоростью $dm/dt = 3\pi v\Sigma$, где v - кинематическая вязкость газа - $v = \alpha c_s H$.

Характерная динамическая (орбитальная) шкала времени диска такова:

$$\tau \sim \frac{1}{\Omega} \approx \frac{1}{5} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{a.c.} \right)^{3/2} acr.$$
(4)

В кеплеровом диске решение радиального моментного уравнения приводит к разнице между скоростями твердых частиц и окружающего газа [20]. В тонком газовом диске ($c_r \ll v_R = \Omega R$) твердые частицы дрейфуют к центру

относительно газа со скоростью

$$\frac{\Delta v}{c_s} = \frac{c_s}{\Omega R} \approx 0.03 \left(\frac{T}{100 \text{ K}}\right)^{1/2} \left(\frac{M_{\odot}}{M}\right)^{1/2} \left(\frac{R}{\text{ a.e.}}\right)^{1/2}.$$
(5)

При с ~ 1 км/с скорость дрейфа порядка 30 м/с. Характерный масштаб дрейфового времени [8,9] почти на два порядка превосходит динамическое время т

$$\pi_{\rm m} \sim r/\Delta v \sim (R/a.e.) 10^2 \text{ ner.}$$
 (6)

Твердые частицы садятся на плоскость симметрии диска за характерное время [21]

$$\tau_c \sim \Sigma / \alpha \Omega \rho^*, \tag{7}$$

где ρ^* - плотность массы частицы, а характерное время между столкновениями твердых частиц между собой оценивается как

$$\tau_{cr} \sim D\rho^* / \Sigma^* \Omega, \tag{7}$$

где D - диаметр частицы, Σ^* - поверхностная плотность частиц в диске, которая более чем на два порядка меньше Σ диска. Для частиц метрового размера это время порядка ~5 лет. Поэтому для создания тел с размерами, намного превосходящими метровый размер, необходимо обеспечить среду с высокой концентрацией частиц в сравнительно малых объемах. Такую среду обеспечивают вихри.

Частицы в водовороте вихря подвергаются действиям центробежной силы, кориолисевой силы, силы трения, и в меньшей мере, силы градиентного давления. Если центробежная сила удаляет частицу от центра вихря, то силы трения и Кориолиса в антициклоническом вихре Бюргерса направлены к его центру. Для того, чтобы ускорение было направлено к центру вихря, необходимо, чтобы угловая скорость циркуляции газа в вихре $\omega = |\mathbf{a} | \theta / dt |$ при небольшом трении была меньше 2Ω ,

$$\omega < 2\Omega \tag{8}$$

- условие, которое всегда выполняется на практике.

Два процесса, вязкая диссипация и орбитальный сдвиг, ограничивают размеры вихря. Вязкая диссипация разрушает вихри с размерами меньше шкалы вязкой длина [22]

$$L_{\nu} = \frac{\alpha c_s H}{\nu_{\theta}} \approx 0.003 \left(\frac{\alpha}{0.01}\right) \left(\frac{0.1c_s}{\nu_{\theta}}\right) \left(\frac{M_{\odot}}{M}\right)^{1/2} \left(\frac{R}{a.e.}\right)^{3/2} a.e., \tag{9}$$

где v₀ - вращательная скорость вихря. Но даже если вихри сформированы в этом масштабе, они имеют размеры, намного превосходящие размеры частиц и могут выжить в течение многих орбитальных времен.

Кеплерово сдвиговое течение подавляет формирование круговых структур с размерами больше, чем длина шкалы сдвига [23],

$$L_{com} = \sqrt{\left|\frac{d\Omega}{dR}\right|^{-1}} \approx 0.05 \left(\frac{\nu_{\theta}}{0.1c_s}\right)^{1/2} \left(\frac{M_{\odot}}{M}\right)^{1/4} \left(\frac{R}{a.e.}\right)^{5/4} = c.$$
(10)

Круговые вихри, размеры которых превосходят L_{cab} , являются вытянутыми в азимутальном направлении, что позволяет им выжить дольше. В работе [24] нами была показана возможность образования в диске вытянутого в азимутальном направлении трехосного эллипсоидального вихря, с линейным полем скоростей вещества, аналогично *S* эллипсоидам Римана [25]. Однако заметим, что в диске вокруг центрального тела солнечной массы, на расстоянии 30 А.Е., вихрь с характерной скоростью вращения 0.01*c*, может иметь циркулярный вид с характерным размером порядка ~1 А.Е.

Приведенные выше оценки для L_v и L показывают, что вихри явление крупномасштабное, и их размеры достаточны для создания зародъпшей планет с размерами L >> D.

В газовом диске диссипативная сила трения, которой подвергаются твердые частицы со стороны газа, в зависимости от размера частицы, выражается либо формулой Стокса, либо формулой Эпштейна (см., например. [15]). Если размеры D частиц малы по сравнению с длиной свободного пробега молекул газа, то такие частицы подвергаются силе трения Эпштейна:

$$F = \frac{\rho c_s}{\rho^* D} \Sigma^* (\mathbf{v} \cdot \mathbf{u}). \tag{11}$$

где v - скорость газа, u - скорость частицы. Частицы больших размеров подвергаются силе трения Стокса (см. формулу (15)).

3. Вихрь Бюргерса в локальной системе отсчета. Будем пользоваться локальным приближением, выбирая систему отсчета, вращающейся с диском с угловой скоростью Ω₀ на расстоянии *R*, вокруг центральной звезды массы *M*. В этом приближении, считая размеры вихря намного меньше



Рис.2. Локальная система отсчета.

М.Г.АБРАМЯН

расстояния R_{0} , выберем декартовую систему координат с центром O (рис.2), направляя ось Y к звезде, а ось X – по скорости потока вещества. Вращение диска представим в виде $\Omega(R) \propto R^{-q}$. В случае, если действует только гравитация центральной звезды, вращение будет кеплеровым с q = 3/2, а для однородно вращающегося диска q = 2, т.е. $2 \ge q \ge 3/2$.

В выбранной системе отсчета поток вещества имеет X компонент скорости - $i q \Omega_0 y$, центробежная сила инерции компенсируется радиальной компонентой гравитации центральной звезды на расстоянии R_0 , в остальных же точках их сумма дает приливную силу $j3\Omega_0 y$. Вертикальная составляющая гравитации - является возвращающей силой вдоль оси Z

Сначала рассмотрим газовый диск вокруг центрального тела. В локальном приближении уравнение стационарного изоэнтропийного сдвигового потока газа с учетом вязкости опишется уравнениями

$$(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = \mathbf{j}3\boldsymbol{\Omega}_0 \ \mathbf{v} - \mathbf{k}\boldsymbol{\Omega}_0 \ \mathbf{z} - 2\boldsymbol{\Omega}_0 \times \mathbf{v} - \nabla \ h + \mathbf{v}\Delta\mathbf{v}$$
(12)

$$\nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \tag{13}$$

где h - удельная энтальпия ($h = \int \rho^{-1} dp$), **i**, **j** и **k** - декартовы орты. Первый член в правой части уравнения (12) есть, как отметили выше, приливное ускорение в плоскости диска, второй член - вертикальная составляющая гравитации, третья - ускорение Кориолиса, последний - член вязких напряжений.

В выбранной системе отсчета вихрь Бюргерса представится в виде

$$v_{x} = -Ax - \omega r_{0}^{2} y \left[1 - \exp\left(-r^{2} r_{0}^{2}\right)\right] / r^{2},$$

$$v_{y} = -Ay + \omega r_{0}^{2} x \left[1 - \exp\left(-r^{2} r_{0}^{2}\right)\right] / r^{2},$$

$$v_{z} = 2Az,$$
(14)

где $r^2 = x^2 + y^2$.



Рис 3. Профиль градиентной силы давления V h, которая в антициклоническом вихре Бюргерса заставляет вращаться материи диска по часовой стрелке

Легко убедиться, что решения (14) удовлетворяют уравнению непрерывности при $\rho = \text{const}$ - что приемлемо в локальном приближении.

Подставляя (14) в уравнение (12), получим выражение для удельной энтальпии h(x, y, z). Однако мы не будем приводить достаточно громоздкое выражение для h(x, y, z). Приведем лишь пространственные профили градиентной силы $\partial h/\partial x$ и $\partial h/\partial y$ в плоскости X. Y в антициклоническом вихре Бюргерса (рис.3).

4. Динамика твердых частиц в вихре Бюргерса. Сначала ограничимся исследованием двумерной динамики пылевых твердых частиц в вихре Бюргерса с учетом действия градкентной силы давления ∇h , приливной силы, сил Кориолиса и трения. При этом мы будем пренебрегать влиянием твердых частиц на динамику газа, а также взаимодействием твердых частиц между собой.

Будем считать, что размеры частиц *D* намного превосходят длину свободного пробега молекул газа, поэтому трение твердых частиц с газом опишем силой Стокса

$$\mathbf{f} = \boldsymbol{\beta} (\mathbf{v} - \mathbf{u}), \tag{15}$$

где

$$\beta = 18\rho v/\rho^* D^2 , \qquad (16)$$

и - скорость частицы:

$$\mathbf{u} = \left(\frac{dX}{dt}, \frac{dY}{dt}\right) \tag{17}$$

Х, Ү - координаты частицы.

Уравнение движения пылевых частиц в принятом приближении имеет вид:

$$du_x/dt = 2\Omega_0 u_y - \beta \Big(\mathbf{v}_x \big|_{r=(X,Y)} - u_x \Big) - \partial h/\partial x \big|_{r=(X,Y)},$$
(18)

$$du_{y}/dt = 3\Omega_{0}^{2}Y - 2\Omega_{0}u_{y} - \beta \left(v_{y}\right)_{r=(\chi,\gamma)} - u_{y} - ch/cy_{r=(\chi,\gamma)}.$$
 (19)

Удобно представить эти уравнения в безразмерном виле. В качестве характерной длины задачи примем размер ствола вихря r_0 , за характерное время и скорость - $1/\Omega_0$ и $\Omega_0 r_0$, соответственно. Тогда уравнения (18), (19) примут вид

$$du_{x}/dt = 2u_{y} + \gamma \left(v_{x} \Big|_{r=(X,Y)} - u_{x} \right) - \partial h/\partial x \Big|_{r=(X,Y)},$$
(20)

$$du_{y}/dt = 3 y - 2u_{x} + \gamma \left(v_{y} \Big|_{r=(X,Y)} - u_{y} \right) - \partial h/\partial y \Big|_{r=(X,Y)},$$
(21)

где у - безразмерный параметр

$$\gamma = \beta / \Omega_0 = 18 \rho v / \rho^* D^2 \Omega_0 . \tag{22}$$

М.Г.АБРАМЯН

Рассмотрим сначала динамику частиц в области ствола вихря ($r^2/r_0^2 < 1$), где профиль вращения вихря имеет твердотельный характер. В безразмерном виде

$$v_{y} = -Ax - \omega y + O(r^{2}/r_{0}^{2}), \quad v_{y} = -Ay + \omega x + O(r^{2}/r_{0}^{2}), \quad (23)$$

где A и ω измеряются в единицах Ω_0 . Из (2) с учетом (13) находим

$$\partial h/\partial x = -(A^2 - \omega^2 - 2\omega)x - 2A(\omega + 1)y, \qquad (24)$$

$$\partial h/\partial y = 2 A(\omega+1)x - (3 + A^2 - \omega^2 - 2\omega)y.$$
⁽²⁵⁾

Подставляя (23)-(25) в уравнения (20) и (21), получим уравнения движения твердых частиц в области ствола вихря:

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Y \\ u_x \\ u_y \end{bmatrix} \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ a & b & -\gamma & 2 \\ -b & a & -2 & -\gamma \end{vmatrix} \begin{vmatrix} X \\ Y \\ u_x \\ u_y \end{vmatrix}$$
(26)

где

$$a = A(A-\gamma) - (\omega+1)^{2} + 1; \quad b = 2A(\omega+1) - \gamma\omega.$$
 (27)

Из этих уравнений видно, что равновесным положением твердых частиц в стволе вихря является его центр X = Y = 0, где $u_x = u_y = 0$ и $u_x = \dot{u}_y = 0$ Частицы в рассматриваемой области приближаются к центру вихря по спиралевилным траекториям.

Для выяснения вопроса устойчивости этого положения равновесия необходимо, чтобы реальные части собственных значений матрицы коэффициентов (26) были равны нулю или отрицательны.

Матрица коэффициентов (26) имеет комплексные собственные значения вида

$$\Lambda_{1,2,3,4} = -\gamma/2 \mp i \pm \sqrt{\left[a - 1 + \gamma^2/4 \pm i(b - \gamma)\right]}$$
 (28)

После выделения реальной части, для устойчивости получаем условие

$$(b-\gamma)^2 + \gamma^2(a-1) \le 0$$
, (29)

при котором центробежная сила всегда меньше суммы сил трения и Кориолиса, и результирующая сила, действующая на твердую частицу, направлена к центру вихря.

Из (29) следует необходимое условие устойчивости: $a \le 1$, которое с учетом (27) дает $(\omega + 1)^2 > A(A - \gamma)$, что удовлетворяется для любых положительных значений A и γ . Условие же (29) с учетом (27) приводит к критерию устойчивости

ВИХРЬ БЮРГЕРСА В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ 155

$$\gamma > A, \tag{30}$$

что с учетом (16), в размерном виде, для вязкости у дает

$$v > p^* A D^2 / 18 p_{\perp}$$
 (31)

Рассмотрим теперь вопрос - существует ли антициклонная орбита во всем объеме вихря Бюргерса (1), на которой сумма сил трения и Кориолиса уравновешена центробежной силой? - т.е. в локальной цилиндрической системе координат

$$\gamma Ar + 2u_{\theta} = u_{\theta}^2/r$$
, или $(u_{\theta}/r)^2 - 2(u_{\theta}/r) - \gamma A = 0$.

Это представляет трансцендентное уравнение, которое в размерном виде имеет вид

$$\left[1 - \exp\left(-r^2 r_0^2\right)\right] r_0^2 / r^2 = B, \qquad (32)$$

где

$$B = \left[1 + \sqrt{1 + \beta A \Omega_0^2} \right] \Omega_0 \ \omega$$

Уравнение (32) имеет реальные решения для радиуса орбиты только при $B \le 1$ (см. рис.4), причем r = 0 при B = 1. Из выражения B видно, что $B > 2\Omega_0/\omega$. Условие же (8) приводит к результату B > 1. Следовательно, единственное положение равновесия для твердых частиц в вихре - его центр, куда все охваченные вихрем частицы, с общей массой

$$M^* \approx \pi r_{\rm add}^2 \Sigma^* \,, \tag{33}$$

соберутся за характерное время

$$\tau \sim \omega r_{bbb} / A \sqrt{\beta v}$$
. (34)



Рис.4. Решения трансцендентного уравнения (32).

М Г АБРАМЯН

Масса твердых частии, охваченных вихрем и формирует зародыш планеты.

5. Толщина диска в ядерной области вихря. До сих пор мы рассмотрели поведение вихря Бюргерса в плоскости диска. Однако вихрь Бюргерса является трехмерным образованием. Обсудим теперь вопрос о толщине диска в области, где локализован вихрь Бюргерса. Для этого обратимся к z проекции уравнения Навье-Стокса (12). Интегрируя это уравнение с учетом формулы для скорости v, получим зависимость энтальпии от z координаты:

$$h(z) = c_{z0}^2 - \left(4 A^2 + \Omega_0^2\right) z^2 / 2, \qquad (35)$$

где $c_{,0}$ - скорость звука в центре вихря (для оценки энтальпии h_0 в центре вихря пользовались уравнением Клапейрона), Ω_0 - угловая скорость вращения локальной системы отсчета. Откуда получаем полутолщину диска в области ядра вихря:

$$z_{0} = c_{s0} / \sqrt{\left(2 A^{2} + \Omega^{2} / 2\right)}$$
 (36)

Полуголщина кеплеровского диска, не содержащего вихрей, получается из условия гидростатического равновесия газа, и определяется формулой (3). Возникает вопрос, меняет ли вихрь Бюргерса толщину диска в области, где он локализован??

На радиусе R_в полутолшина кеплеровского диска равна

$$z_K = c_{s0}/2\Omega_0 \,. \tag{37}$$

Относительное утолщение диска

$$\frac{\Delta z}{z_{K}} = \frac{z_{0}}{z_{K}} - 1 = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\left(1 + 4A^{2} \ \Omega_{0}^{2}\right)}} - 1,$$
(38)

положительно при

$$A < 1.3\Omega_0 . \tag{39}$$

Это условие выполняется во всех областях типичного протопланетного диска. Следовательно, протопланетный диск в области локализации вихря Бюргерса толше.

6. Обсуждение результатов. Оценим порядок величин τ , M^* и $\Delta z/z_K$ для модели протопланетного лиска радиуса 30 а.е. и массы 0.05 M_{\odot} вокруг звезды солнечной массы: $M \approx M_{\odot}$, поместив локальную систему отсчета на расстоянии $R_0 = 20$ а.е. При этом имеем $\Omega_0 \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с⁻¹, $\Sigma \sim 160$ г/см².

Так как температура газа порядка 50÷150 К, то для скорости звука получим оценку ≈1 км/с. Принимая максимальную скорость вращения вихря

¹ На это обратил мое внимание Владимир Гринин, за что выражаю ему свою признательность.

ВИХРЬ БЮРГЕРСА В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ

на расстоянии $r_0 \approx 10^8$ км от его центра 0.5 км/с, а скорость сходящегося потока $v_r = A \cdot r_0 \approx 0.1$ км/с, получим

$$\omega \approx 5 \ 10^{-9} \ c^{-1}, \quad A \approx 10^{-9} \ c^{-1}.$$
 (40)

Условие устойчивости положения твердых частиц в центре вихря Бюргерса для вязкости (31) выполняется с большим запасом для протопланетных дисков. Дело в том, что молекулярная вязкость газа, оцениваемая по формуле $v \sim \lambda c_r$, в котором λ - длина свободного пробега молекул, c - скорость звука, не играет заметной роли в процессах в протопланетном диске. Действительно, длина свободного пробега определяется как $\lambda \sim 1/n\sigma$, где n - концентрация молекул газа, σ - сечение их взаимодействия. Концентрация молекул в центральной плоскости диска по порядку величины равна $n \sim \Sigma/(2m_H H) \approx 10^{14}$ см⁻¹. Считая сечение взаимодействия близким к площади молекулы водорода ($\sigma \sim 10^{-16}$ см²), получим: $\lambda \sim 20$ см, $v \sim 10^6$ см²/с. Связанное с этими величинами характерное время эволюции диска, равное $\tau = R^2/v$, составляет по порядку величины $\sim 10^{11}$ лет, что в 10⁶ раз больше наблюдаемого времени эволюции диска.

По этой причине обычно используется модель α -диска [19], в которой, фактически, учитывается турбулентность характера течений в аккреционных лисках, и турбулентная вязкость представляется выражением $v \sim \alpha c_s H \approx \alpha H^2 \Omega_0$. гле безразмерный параметр α считается постоянным со значением от единицы до $\sim 10^{-2}$. Шкала вязкой длины при этом составляет $L_v \approx 10^5$ км, так что вихри больших размеров не могут быть разрушены вязкостью. Кеплерова длина сдвига составляет $L_{cm} \approx 6 \cdot 10^9$ км. Следовательно, вихри с размерами $r_{cm} < L_{cm}$ могут иметь циркулярную форму.

Учитывая, что $\rho^*/\rho \approx 10^{10}$ в плоскости симметрии диска, $\Sigma^* \sim 2$ г/см¹, используя в (33) и (34) также среднее значение для вязкости из условия устойчивости вихря (31) и (16), получим оценки

$$M_{\rm a} \approx 10^{27} \, {\rm r}; \quad \tau \sim 3 \, 10^6 \, {\rm (M/D)} \, {\rm net}.$$
 (41)

Итак, за время порядка ~10° лет, для метровых частиц, в центре вихря накапливается масса, по величине сравнимая с массой планеты Венера.

Относительное утолщение диска в области локализации вихря Бюргерса равно: $\Delta z/z_K \equiv 1$, т.е. в ядерной области вихря локальная толщина диска удваивается!

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

М Г.АБРАМЯН

BURGERS VORTEX IN A PROTOPLANETARY DISC

M G ABRAHAMYAN

The effect of a Burgers vortex on formation of planetesimals in a protoplanetary disc in local approach is considered. It is shown that the two-dimensional Burgers vortex with homogeneously rotating kernel and a converging radial stream of substance can effectively accumulate dust of mass of an order 10^{27} - 10^{28} g in its nuclear area for characteristic time ~ 10^6 - 10^7 year. The thickness of disc in the region of the Burgers vortex localization is increases.

Key words: protoplanets disc: Burgers vortex: planetesimals

ЛИТЕРАТУРА

- 1. K. Heng, S.J. Kenyon. (arXiv:1005.1660v3[astro-ph.EP] 17 Jul 2010).
- 2. A.N. Youdin, European Astron. Soc. (EAS) Publ. Ser., 41, 187, 2010.
- 3. P.J.Armitage, arXiv:astro-ph/0701485v2, 2007.
- 4. P.J.Armitage, Astrophysics of Planet Formation, Cambridge University Press, UK, 2010.
- 5. J.Blum. G.Wurm, ARA&A, 46, 21, 2008.
- 6. A.Zsom, C.W. Ormel, C.Guttler et al., arXiv:1001.0488v1, 2010.
- 7 D.J. Wilner, P.D'Alessio, N. Calvet et al., Astrophys. J., 626, L109, 2005.
- 8. I.Adachi, C.Hayashi, K.Nakazawa, Prog. Theor. Phys., 56, 1756, 1976
- 9. S.J. Weidenschilling, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 180, 57, 1977.
- H.L.Paterson, M.Feng, A.M.Waite et al., Journal of Geophysical Research, 113, C7, C07049, 2008.
- 11 G.F. Carnevale, J.C. McWilliams, Y. Pomeau et al., Phys. Rev. Lett., 66, 2735, 1991
- 12. J.B Weiss, J.C. McWilliams, Phys. Fluids A, 5, 3, 1993.
- 13 P. Tabeling. Physics Reports, 362, 1, 2002.
- 14 B J L&mro, J.C. Lasheras, J. Fluid Mech, 235, 179, 1992.
- 15. S.P.Inaba, P.Barge, E.Daniel et al., Astron. Astrophys., 431, 365, 2005.
- 16. S. Inaba, P. Barge, Astrophys. J., 649, 415, 2006
- 17 М.Г.Абрамян. Астрофизика, 51, 201, 2008, (Astrophysics, 51, 163, 2008).
- 18 М.Г.Абрамян, Л.И.Матвеенко. Астрофизика, 55, 443, 2012, (Astrophysics, 55, 397, 2012).
- 19. N.I.Shakura, R.A.Sunyaev, Astron. Astrophys. 24, 337, 1973.
- 20. J.E.Pringle, ARA&A, 19, 137, 1981.
- 21. E.I. Chiang, P. Goldreich, Astrophys. J., 490, 368, 1997.
- 22. S.Inaba, P.Barge, Astrophys. J., 649, 415, 2006.
- 23. P. Godon, M. Livio, Astrophys. J., 537, 396, 2000.
- 24 М.Г.Абрамян, Астрофизика, 59, 309, 2016, (Astrophysics, 59, 265, 2016).
- 25. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, М., Мир, 1973.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ФЕВРАЛЬ, 2017

выпуск і

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

Р.М.АВАКЯН¹, Г.Г.АРУТЮНЯН¹, С.В.СУШКОВ² Поступила 22 июля 2016 Принята к печати 14 декабря 2016

Основная идея эволюционного развития ранней Вселенной состоит в том, что горячей стадии предшествовала инфляционная стадия. В большинстве современных построений инфляционного режима предполагается наличие специфического скалярного поля (инфлатона), которое расширяет пространство колоссальными темпами, температура при этом стремительно падает, реальные частицы практически исчезают и Вселенная заполняется вакуумом с уравнением состояния $P = -\varepsilon$ В первой части статьи в качестве инфлатона выбран космологический скаляр модифицированной теории Йордана-Бранса-Дикке (ЙБД) Рассмотрены задачи в "эйнштейновском" и собственном представлениях теории ЙБД.

Ключевые слова: инфляция: склярно-тензорная теория гравитации

1. Введение. Определенные концептуальные трудности, возникающие при построении космологической эволюции ранней Вселенной (проблемы горизонта и плоскостности) фактически не затрагивают апробированную известными наблюдениями стандартную модель. Они типь позволяют находить разумные начальные условия инфляционного процесса [1,2], который экспоненциальное расширение во времена, близкие к планковским (1 ~ 10⁻³⁴ с.), переводит в степенной характер. Существенно, что при этом различные области пространства, оказываясь удаленными за времена H_0^{-1} (H_0 - соответствующее значение параметра Хаббла), перестают взаимодействовать, но "память" о предыдущей связи остается, что и решает проблему горизонта в инфляционной модели. Проблема "плоскостности" существенно связана с величиной временного интервала, в течение которого уравнение состояния сохраняется в виде P = - ε. В таком случае за ≈ 70 "хаббловских" времен с точностью до 10⁶⁰ возникает "плоская" Вселенная. Одновременно решается и проблема горизонта. Это экзотическое уравнение состояния естественно возникает во всех жизнеспособных моделях. В частности, к удовлетворительному инфляционному расширению приводит динамика скалярного поля при весьма естественных предположениях.

В настоящей работе в рамках различных представлений модифицированной

Р.М.АВАКЯН И ДР.

теории ЙБД построен ряд инфляционных режимов с учетом специфики скалярного поля для различных де-ситтеровских моделей Вселенной, заполненной вакуумом ($P = -\varepsilon$) от момента (до начала горячей стадии. Во всех рассмотренных случаях присутствует специфический космологический скаляр, являющийся, по сути, переменным аналогом "эйнштейновской" космологической постоянной Λ . В некоторых моделях применяется известное предположение [3] о связи Λ с параметром Хаббла, в частности, о пропорциональности космологического скаляра его определенным степеням.

2. Инфляционная модель, построенная на основе "эйнштейновского" представления. Идея о существовании скалярного поля самым естественным образом возникла при попытке объединить гравитацию с электромагнетизмом в пятимерии. Объединенная группа произвольных преобразований координат четырехмерия и калибровочных преобразований потенциала электромагнитного поля оказалась в изоморфной группе преобразований пятимерного риманова пространства, относительно которой инвариантны полевые уравнения. В этой изоморфной группе X^µ преобразуются как 5-векторы, что позволяет построить дополнительный инвариант g X^µX^v. Таким образом, без спекуляций и дополнительных гипотез в результате физического анализа возникла идея обобщения теории гравитации, в которой, кроме тензорного и векторного полей, фигурирует скалярное поле (гравитационный скаляр). ЙБД одна из физически содержательных и полно разработанных версий, в которой гравитационный скаляр непосредственно не взаимодействует с материей. Действие традиционной задачи, соответствующее модифицированному варианту теории ЙБД, имеет вид [4]

$$S = \frac{1}{c} \int \sqrt{-g} \left[-\frac{y}{2\kappa} \left(R + 2\varphi(y) \right) + \varsigma g^{\mu\nu} \frac{y_{\mu}y_{\nu}}{y^{2}} \right] d^{4}x,$$

где $k = 8\pi/c^4 G$, $\varphi(y)$ - аналог изменяющейся во времени эйнштейновской космологической постоянной. При переходе к ньютоновскому пределу возникло обозначение $y_0 = 2(2 + \varsigma)/G(3 + 2\varsigma)$, которое при $\varsigma \to \infty$ дает известный результат. Что касается используемого в статье "эйнштейновского" представления

$$S = \int \sqrt{-g} \left[-\frac{y_0}{16\pi} (R + 2\varphi(\Phi)) + \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \Phi_{\alpha} \Phi_{\beta} \right] d^4x, \qquad (1)$$

где

$$\Phi_{\alpha} = \frac{y_{\alpha}}{y} \sqrt{\frac{(3+2\zeta)}{16\pi}} y_{\alpha} \, .$$

то оно возникает при специфическом конформном преобразовании $g_{\mu\nu} = (y/y_0)g_{\mu\nu}$. В итоге $(y_0/8\pi)\phi(\Phi)$ играет роль потенциальной энергии

 $V(\Phi)$ такого скалярного поля. Для упрошения текста принято обозначение $y_0 = 1/G$.

Полевые уравнения с использованием стандартной метрики ФРУ (Фридман-Робертсон-Уолкер) для плоской Вселенной

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

имеют вид

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

$$3H^{2} = \frac{8\pi}{*_{0}} \left(\frac{\dot{\Phi}^{2}}{2} + V(\Phi) \right), \tag{4}$$

$$2H^{2}+3H^{2}=-\frac{8\pi}{y_{0}}\left[\frac{\Phi^{2}}{2}-V(\Phi)\right]$$
(5)

Здесь предполагается отсутствие обычного вещества (P=0, $\varepsilon = 0$), введены обозначения $8\pi G V(\Phi) = \varphi(\Phi)$, H = a/a, точкой обозначена производная по времени, штрихом - производная по скалярному полю Φ

Из (4) и (5) следуют соотношения

$$2H = -8\pi G \Phi^2, \qquad (6)$$

$$2H' = -8\pi G \Phi, \qquad (7)$$

поскольку Н зависит от Ф

С учетом (6) из (4) имеем

$$H = \varphi(\Phi) - 3H^2, \qquad (8)$$

откуда из (7) получаем

$$2H'^{2} = 8\pi G \left(3H^{2} - \varphi(\Phi) \right).$$
(9)

Таким образом, (8) и (9) позволяют получить зависимости соответственно от t и Φ для параметра Хаббла H при определенном выборе $\phi(\Phi)$.

2.1. Зависимость *H* от скаляра Φ . Если рассматривать модель с $\varphi(\Phi) = \alpha H^4$ ($\alpha > 0$) и ввести обозначение $x = \sqrt{\frac{3}{\alpha} \frac{1}{H}}$, то уравнение (9) сводится к виду

$$\frac{dx}{\sqrt{x^2 - 1}} = \sqrt{12\pi G} \cdot d\Phi, \qquad (10)$$

решением которого при условии x² >1 является

$$x = ch \sqrt{12\pi G} \Phi, \qquad (11)$$

Таким образом, в результате

$$H = \frac{H_{DS}}{e^{-12\pi G\Phi} + e^{-\sqrt{12\pi G\Phi}}},$$
 (12)

а потенциальная энергия имеет вид, представленный на рис 1,

$$V(\Phi) = \frac{3}{8\pi G} H_{DS}^2 \left(\frac{H}{H_{DS}}\right)^2, \qquad (13)$$

где индекс DS означает величину параметра Хаббла на инфляционной стадии.

2.2. Временная зависимость Н. Уравнение (8) можно представить в виде

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{H}{H_{DS}}\right) = 3H_{DS}\left[\left(\frac{H}{H_{DS}}\right)^4 - \left(\frac{H}{H_{DS}}\right)^2\right],$$
(14)

и в результате проинтегрировать уравнение

$$\frac{dz}{z^4 - z^2} = 3H_{DS}dt,$$
 (15)

где $z = H/H_{DS}$.

Решение (15) представим в виде

$$3H_{DS}(t-t_0) = \frac{H_{DS}}{H} + \frac{1}{2}\ln\left(\frac{H_{DS}-H}{H_{DS}+H}\right).$$
 (16)

График временной зависимости параметра Хаббла представлен на рис.2, где введено обозначение $t - t_0 = t$. Физическую интерпретацию процесса имеет смысл рассматривать с точки зрения безразмерного ускорения $q = aa/a^2 = H/H^2 + 1$, которое оказывается равным





ОБ УСКОРЕННОМ РАСШИРЕНИИ ВСЕЛЕННОЙ

$$q = 3 \left(\frac{H}{H_{DS}} \right) - 2 \tag{17}$$

и при значении $H_c = \sqrt{2/3} H_{D_{DS}}$ обращается в нуль. При анализе (16) имеем следующую асимптотику $t \to -\infty$, $H(t) \approx H_{DS} - \exp(6 H_{DS} (t - t_0))$, т.е. параметр Хаббла экспоненциально быстро стремится к H_{DS} . На рис.2, изображающем временную зависимость H(t), нулевое значение параметра q реализуется



Рис.2. Временная зависимость параметра Хаббла.

вблизи t=0, где меняется поведение параметра масштабного фактора от экспоненциального характера к степенному ($t \rightarrow \infty$, $H(t) \rightarrow 1/3t$). Таким образом, в рамках рассматриваемой модели возникновение инфляционного процесса можно связать с асимптотическим квази-деситтеровским процессом при изменении параметра Хаббла от H_{ac} = const до значения H_c , что соответствует интервалу положительного q от единицы до нуля, после чего ускорение становится отрицательным.

Подтверждением конца инфляции может служить поведение параметра Хаббла, следующее из (17)

$$\frac{\dot{H}}{H^2} = q - 1 = 3 \left[\left(\frac{H}{H_{DS}} \right)^2 - 1 \right],$$
(18)

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

$$V(q) = \frac{3}{8\pi G} H_{DS}^2 \left(\frac{H}{H_{DS}}\right)^* = \frac{3}{8\pi G} H_{DS}^2 \left(\frac{q+2}{3}\right)^2.$$
 (19)

при q = 0 $V \simeq 3 H_{DS} / 2\pi G$, что также отличается от оценки медленного

скатывания (24). Действительно, вид уравнения (3) позволяет применить простую физическую интерпретацию - механическое скатывание по профилю V(t) при наличии зависящего от времени коэффициента "хаббловского трения" 3*H*. Инфляция в режиме медленного скатывания начинается, когда $3H\Phi$ доминирует над ускорением Φ

$$\frac{\Phi}{3H\Phi} <<1,$$
 (20)

причем "хаббловское" трение способствует смещению Ф в сторону уменьшения потенциала. Второе условие медленного скатывания - это малость кинетического члена Φ^2 2 по сравнению с потенциалом

$$\frac{\Phi^2}{2V(\Phi)} \ll 1, \tag{21}$$

что обеспечивает выполнение $P_{2\phi\phi} = -\rho_{2\phi\phi}$, соответствующего вакуумоподобной материи, характерной для инфляции.

При условиях (20) и (21) система основных уравнений рассматриваемой модели принимает вид

$$3H\Phi \approx -V'$$
, (22)

$$2H+3H^2 \approx \frac{8\pi}{y_0}V$$
, (23)

$$V \approx 3H^2/8\pi G \tag{24}$$

Очевилная неоднородность современной Вселенной, а также наблюдаемая анизотропность реликтового излучения, свидетельствуют о возникновении на ранних эталах развития неоднородностей плотности порядка $\delta p/p \sim 10^{-5}$ со спектром, близким к плоскому спектру Гаррисона-Зельдовича [5,6]. В связи с этим в данной модели вышеописанный потенциал αH^4 работает до значения Φ_c , после чего вступает в силу вторичный потенциал типа $(k/2)(\Phi - \Phi_c)^n$. Предлагаемая гибридная инфляция заканчивается малыми колебаниями вблизи минимума вторичного потенциала, когда кинетическая энергия, как это видно из оценки (18), становится сравнимой с потенциальной энергией, "хаббловское" трение не играет прежней роли, и быстрые осцилляции Φ приводят к рождению частиц и даже к переходу в горячую стадию расширения [6,7].

Что касается числа так называемых *е*-фолдингов $N(\Phi) = \ln(a_k/a(\Phi))$ ($a(\Phi)$ - значение масштабного фактора в момент, когда поле инфлатона Φ , *a*, - масштабный фактор после окончания процесса инфляции), то в режиме "медленного скатывания" с учетом (7)

$$N_{\rm son}\left(\Phi\right) = \int_{\Phi}^{\Phi_{\rm g}} H(\Phi) \frac{d\Phi}{\Phi} = \frac{8\pi}{y_0} \int_{\Phi}^{\Phi_{\rm g}} \frac{H(\Phi)}{2H'} d\Phi = \frac{1}{3} \ln \frac{\mathrm{sh}\Phi_{\rm g}}{\mathrm{sh}\Phi} \,. \tag{25}$$

Поскольку традиционно используются параметры медленного скатывания



то необходимая величина $N_{\rm row}(\Phi)$ образуется задолго до конца инфляции.

3. Равноускоренное эволюционное расширение Вселенной. Рассматривается де-ситтеровская космологическая модель в собственном представлении теории ЙБД P=0, $\varepsilon = 0$, $\phi = \alpha H^2$.

Уравнения традиционной космологической модели, соответствующие модифицированному действию теории ЙБД, представленному в начале статьи в обозначениях $\psi = y/y$, H = a/a имеют вид

$$\dot{\psi} + \psi^2 + 3\psi H = \frac{2\alpha H^2}{3 + 2\varsigma} \left(1 - \frac{2H}{H\psi} \right).$$
 (26)

$$2H+3H^{2} = -\psi - \psi^{2} \left(1 + \frac{5}{2}\right) - 2\psi H + \alpha H^{2}, \qquad (27)$$

$$3H^2 = -\zeta \psi^2 - 3\psi H + \alpha H^2$$
⁽²⁸⁾

Здесь космологический скаляр $\varphi(y) = \alpha H^2$ (α - безразмерная постоянная) играет роль плотности вакуумной энергии. Такой выбор космологического скаляра приводит к соотношению

$$\frac{\Psi}{H} = \frac{3 \pm \sqrt{9 + 2\varsigma(3 - \alpha)}}{\varsigma} = \gamma \tag{29}$$

с ограничением $\alpha \leq 3 + (9/2\varsigma)$

С учетом (29) из (26) или (27) получаем

$$\frac{H}{H^2} = \frac{\gamma(1 - \gamma(1 + \varsigma))}{2 + \gamma} = -\sigma.$$
(30)

откуда определяются временные зависимости параметра Хаббла *H*, масштабного фактора α и скалярного потенциала *у*.

$$H = \frac{H_a}{1 + \sigma H_0 \left(t - t_0 \right)},\tag{31}$$

$$\frac{a}{a_0} = (1 + \sigma H_0 (t - t_0))^{t \sigma}.$$
(32)

$$\frac{y}{y_0} = \left(\frac{a}{a_0}\right)^{\gamma} = \left(1 + \sigma H(t - t_0)\right)^{\gamma \sigma}, \qquad (33)$$

Положительные значения q получаются при $\sigma < 1$, что соответствует $2 < \alpha < 3$, в случае больших ς .

Заслуживают внимания соотношения, получающиеся для предельного значения $\leq 3 + (9/2\varsigma)$, при котором $\gamma = \sigma = 3/\varsigma$. Масштабный фактор

$$a = a_0 \left(1 + \frac{3}{5} t' \right)$$

a

при $\varsigma \rightarrow \infty$, согласно известной формуле

$$\lim_{n \to \infty} \left(1 + \frac{x}{n} \right)^n = e^n$$

при переходе к эйнштейновской теории растет по экспоненциальному закону

$$a = a_0 e^{H_0(t-t_0)}.$$

что соответствует равноускоренному инфляционному сценарию с q = 1. При этом

 $\frac{\dot{\Psi}}{H^2} = \frac{3}{c}\frac{\dot{H}}{H^2} = -\frac{9}{c^2} \rightarrow 0,$

так что H = const и уравнение состояния имеет вид

$$P = -p = -3H^2$$

4. Заключение. Инфляционная парадигма обеспечивает естественный способ решения проблемы плоскостности и горизонта в стандартной космологии, а также генерирует возмущения плотности, являющиеся источником для образования крупномасштабной структуры Вселенной и обусловлены квантовыми флуктуациями поля. Одним из важных предсказаний инфляции является то, что возмущения плотности имеют почти масштабноинвариантный спектр [5]. Примечательно, что это предсказание может быть непосредственно проверено измерениями температурной анизотропии космического микроволнового фона (СМВ). В различных наблюдательных проектах (COBE, WMAP, PLANCK) температурная анизотропия подтверждает основные предсказания инфляционного сценария в пределах точности наблюдений. Таким образом, свойства ранней Вселенной могут быть исследованы с применением высокоточных наблюдений. Известно, что модель с потенциалом четвертой степени поля с неминимальным гравитационным взаимодействием в представлении Йордана находится в полном согласии с данными спутника PLANCK [7].

В рамках первой части данной работы проведено исследование инфляционной динамики в присутствии скалярного поля для двух различных инфлатонных потенциалов с использованием модифицированной теории ЙБД. В первой задаче роль инфлатонного потенциала $V(\Phi) = \alpha H^4/8\pi G$ рассмотрена на основе эйнштейновского представления теории. Фактически удалось построить модель гибридного инфляционного процесса. Полевые уравнения можно представить также в виде системы уравнений первого порядка для безразмерных всличин $x = \Phi/\Phi_0$, $t/t_0 = \tau$, $y = dx/d\tau$ Тогда параметр Хаббла принимает вид [8]

$$H = \frac{\sqrt{v^2 + 2V(x)}}{2t_0},$$
 (35)

При выборе положительного потенциала V(x) в общем случае введена функция X(x) в соотношении $y = \sqrt{2V(x)}$ sh X(x). Уравнения фазовых траекторий записываются в параметрической форме и исследуются для различных потенциалов. В частном случае X(x) = x, $V(x) = \alpha H^4$ параметр Хаббла принимает вид $H = H_0/ch x$ и реализуется асимптотический инфляционный сценарий, продолжительность которого связывается с интервалом изменения безразмерного параметра ускорения $q = \bar{a}a/a^2$ от единицы до нуля, после чего экспоненциальный рост масштабного фактора сменяется степенным. Это подтверждается приведенными графиками V(x), H(x), а также качественным анализом фазовых траекторий.

Во второй задаче в собственном представлении теории используется $V = \alpha H^2/8\pi G$. Этот потенциал хорошо работает при описании равноускоренного расширения позднего этапа эволюции Вселенной, но при определенных значениях α появляется возможность построения модели инфляционного экспоненциального расширения раннего развития уже в рамках ОТО.

В следующей статье будет представлен цикл моделей инфляции с различными космологическими скалярами, а также результаты согласования с наблюдательными данными.

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

- ¹ Кафедра теоретической физики им. Г.С.Саакяна, ЕГУ,
- Армения, e-mail: rolavag@ysu.am hagohar@ysu.am
- ² Казанский (Приволжский) федеральный университет, Россия, e-mail: sergey_sushkov@mail.ru

РМАВАКЯН И ДР

ON THE ACCELERATED EXPANSION OF THE EARLY AND LATE STAGES OF UNIVERSE IN THE FRAMEWORK OF SCALAR-TENSOR THEORY OF GRAVITY I

R.M.AVAGYAN, G.H.HARUTYUNYAN, S.V.SUSHKOV

The basic idea of evolutionary development for the early Universe is that the hot stage was preceded by an inflationary phase. In most modern constructions of the inflationary regime, the presence of a specific scalar field (inflaton) is assumed, which expands the space with enormous rates. During the expansion the temperature is falling rapidly, real particles practically disappear and the Universe becomes vacuum dominated with the equation of state $P = -\varepsilon$. In the first part of this paper, as an inflation we take the cosmological scalar of the modified Jordan-Brans-Dicke (JBD) theory. The problems are considered in the Einstein and proper representations of the JBD theory.

Key words: inflation scalar-tensor theory of gravitation

ЛИТЕРАТУРА

- 1 А.Д.Долгов, Я.Б.Зельдович, М.В.Сажин, "Космология ранней Вселенной", МГУ, 1988.
- 2 Д.С.Горбунов, В.А.Рубаков, "Введение в теорию ранней Вселенной", М., 2006.
- 3. Carneiro, R. Tavakol, Gen. Relativ. Gravit., 41, 2287, 2009.
- 4. Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян, Астрофизика, 48, 455, 2005, (Astrophysics, 48, 381, 2005).
- 5. V.A. Rubakov, JCAP, 9009, 030, 2009.
- 6. A.A Starobinsky, Phys. Lett B, 117, 175, 1982.
- 7 R.Kallosh, A.Linde, JCAP, 06, 027, 2013.
- 8 R.M. Avagyan, E.V. Chubaryan, G.H. Harutyunyan, A.A. Saharian, Gen. Relativ. Gravit, 48, 21, 1-21, 2016.

[1500 m.

CONTENTS

Supenova remnants in H α and H β lines	
E.O. Vasiliev, Yu.A.Shchekinov	5
Polarimetry of the Nova V339 Del	
D.N.Shakhovskoy, K.A.Antonyuk, S.P.Belan	27
Photometric study of two magnetic cataclysmic variables SDSS J215427+155713 and J032855+052254	
Ju.V.Babina, E.P.Pavlenko, O.I.Antonyuk	37
Long-term spectral variability of the spotted star in Com	
O.V.Kozlova, I.Yu.Alekseev, A.V.Kozhevnikova	51
Comparative analysis of phenomenological approximation of light curves of eclipsing binary stars with additional parameters	
I.L.Andronov, M.G.Tkachenko, L.L.Chinarova	69
Investigation of faint galactic Carbon stars from the First Byurakan spectral sky survey. III. Infra-red characteristics	
K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, C.Rossi, D.Russeil,	
G. Kostandyan, M. Calabresi, F. Zamkotsian, M. Meftan	83
Variation in the radio flux density of Cassiopeia-A during the period 2007-2015	
R.M.Martirosyan, A.G.Gulyan, G.A.Pirumyan,	
S.A.Sargsyan, G.S.Avetisyan	97
Magnetic field of sunspots during the rising phase of cycle 24	
O.S. Gopasyuk	105
The effects of viscosity in the shock waves observed after two different Coronal mass ejection activities CME20/11/2003 and CME11/04/2010	
H. Cavus, G. Zeybek	115
On the input of three-body recombination on the high-excited levels into complete recombination rate in conditions of stellar atmospheres and interstellar medium	
O.M.Belova, K.V.Bychkov	127
Determination of superflare frequency distribution function of the solar- type stars	
A.A.Akopian	135
Burgers vortex in a protoplanetary disc	
M.G.Abrahamyan	147
On the accelerated expansion of the early and late stages of Universe in the framework of scalar-tensor theory of gravity I	
R.M.Avagyan, G.H.Harutyunyan, S.V.Sushkov	159
ԳԱԱ Չիմնարս	յր Գիտ. Չ



Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА РАДИОИСТОЧ-НИКА КАССИОПЕЯ-А ЗА ПЕРИОД 2007-2015гг.

Р.М.Мартиросян, А.Г.Гулян, Г.А.Пирумян,

С.А.Саргсян, Г.С.Аветисян 97

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН НА ФАЗЕ РОСТА 24 ЦИКЛА АКТИВНОСТИ

О.С.Гопасюк 105

ЭФФЕКТ ВЯЗКОСТИ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ, НАБЛЮДЕННЫХ ПОСЛЕ ДВУХ РАЗЛИЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ИЗВЕРЖЕНИЙ МАСС СМЕ20/11/2003 И СМЕ11/04/2010

Х.Кавус, Г.Зейбек 115

О ВКЛАДЕ ТРОЙНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА ВЫСОКОВОЗ-БУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПОЛНУЮ СКОРОСТЬ РЕКОМ-БИНАЦИИ В УСЛОВИЯХ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР И МЕЖ-ЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

О.М.Белова, К.В.Бычков 127

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТЫ СУПЕРВСПЫШЕК У ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА

А.А.Акопян 135

ВИХРЬ БЮРГЕРСА В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ

М.Г.Абрамян 147

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

Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, С.В.Сушков 159

15N'09.7'+108