ISSN - 0571 - 1712

UUSQUBPSPU ACTPOФИЗИКА ТОМ 60

ВЫЯВЛЕНИЕ И ИЗУЧЕНИЕ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ В РЯДЕ СКОПЛЕНИЙ СЕВЕРНОГО ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОЛУШАРИЯ	
Т.М.Борчхадзе, Н.Г.Когошнили, А.Т.Каллоглян	327
УЧЕТ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ОЦЕНКИ ИХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ	
В.С.Артюх, В.С.Недора	337
Мg/Si МИНЕРАЛОГИЧЕСКОЕ ОТНОШЕНИЕ В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД С ПЛАНЕТАМИ МАЛЫХ МАСС. ПОПРАВКИ НА ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЛТР	
В.Адибекян, У.М.Гонсалвеш да Силва, С.Г.Соуза,	
Н.К.Сантуш, Е.Д.Мена, А.А.Акопян	351
АНАЛИЗ НЕ-ЛТР СОДЕРЖАНИЯ ЛИТИЯ ДЛЯ БОЛЬШОЙ ГРУППЫ F-, G- и К-ГИГАНТОВ И СВЕРХГИГАНТОВ	
Л.С.Любимков, Д.В.Петров	359
ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ SNO 76 И RCW 105	
А.Л.Гюльбудагян	377
НАСЕЛЕННОСТИ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ ВОДОРОДА В НЕСТАЦИОНАРНО ОХЛАЖДАЮШЕМСЯ ГАЗЕ	
О.М.Белова, К.В.Бычков	387

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

EPEBAH

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր ԴՄՍեդրակյան (Հայաստան)

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

Ժ.Ալեսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս Ռիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Յու Ն Գնեղին (Ռուսաստան), Ե Թերզյան (ԱՄՆ), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան), Ի.Գ.Կարաչենցե (Ռուսաստան), Հ Ա Հարությունյան (Հայաստան), Բ.Մ Շուստով (Ռուսաստան), Յու Ա Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է Ս Պարսամյան (Հայաստան), Գ Ն Սալուկվածե (Վրաստան), Մ Տուրատտո (Իտայիա)

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.Бисноватын-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.Черспашук (Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Шекинов (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" – научный журнал, издаваемый Национальной акалемией 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 Ակաղեմիան։ Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագա վառների գծով՝ Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար։

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24¹ Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38 е-mail: astrofiz@sci.am

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

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ. 2017

ВЫПУСК 3

ВЫЯВЛЕНИЕ И ИЗУЧЕНИЕ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ В РЯДЕ СКОПЛЕНИЙ СЕВЕРНОГО ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОЛУШАРИЯ

Т М.БОРЧХАДЗЕ¹, Н.Г КОГОШВИЛИ¹, А.Т.КАЛЛОГЛЯН² Поступила 29 марта 2017

Основываясь на данных Сводного Каталога Галактик (MERCG), изучены линамические характеристики спиральных галактик с абсолютной величиной $M \ge -20^{\circ}$ 6 в скоплениях Персей, А779, Кома и в формации Great Wall. Диаметры галактик из MERCG каталога использовались для определения радиуса $R_{_D}$, рассматриваемого как область возможной концентрации темной материи. Основываясь на условии центробежного равновесия вычислялись динамические нараметры спиральных галактик $M_{_{don}}/L_{_B}$. Выводы теории передачи углового момента позволили оценить центральную поверхностную плотность и угловой момент К звезд в спиральных галактиках. Сравнение динамических нараметров спиральных галактиках с Сравнение динамических нараметров спиральных галактик с $M \ge -20^{\circ}$ 6 и $M \le -20^{\circ}$ 6 показало статистически значимое уменьшение числа спиральных галактик с большей долей темной материи с $M \ge 20^{\circ}$ 6 Для рассмотренных скоплений получены следующие значения. Регsey (35.3%), А779 (17.4%), Сотта (12.6%) и в формации Great Wall (23.6%).

Ключевые слова: скопления галактик: темная материя: динамические параметры

1. Введение. Природа темной материи продолжает привлекать внимание исследователей как на основании наблюдений спиральных галактик, так и при изучении данных о характеристиках спиральных галактик, собранных в каталогах галактик и, в частности, в Сводном Каталоге Галактик (MERCG) [1], основанном на ланных каталогов: RCBG, Вокулер и др. [2], МКГ Воронцов-Вельяминов и др. [3], а также данных других каталогов и списков галактик с общим числом около 40000 галактик.

Корреляция межлу светимостью и кривой скорости врашения спиральных галактик рассматривалась в [4] в качестве свидетельства существования в них темной материи. Авторы [5] отметили различие в профиле кривых скорости вращения спиральных галактик в зависимости от их светимости. Персик и Салукси [6,7] считают определяющим крутой профиль в кривой скорости вращения спиральных галактик низкой светимости с существованием в них большей доли темной материи. В то же время, авторы [6,7] вывели выражения лля оценки динамических параметров спиральных галактик низкой светимости с использованием В, величин в RCBG каталоге.

2. Выборки галактик. При изучении динамических параметров спиральных галактик в качестве предельного значения светимости для галактик низкой светимости мы принимаем условно значение $M_{g} = -20^{m}$.6, основанное на постоянной Хаббла H = 75 км/с/Мпк, которое соответствует абсолютной величине спиральной галактики N4321, характеризуемой крутым ростом кривой скорости вращения, типичной для спиральных галактик низкой светимости, в которых предполагается большая доля темной материи (рис.4 в [6,7]). Значение постоянной Хаббла принято равным $H_0 = 75$ км/с/Мпк, близкую к значению 74.2 км/с/Мпк, измеренную в [8] на основе наблюдений, выполненных на Хаббловском космическом телескопе. Интересно, что спиральная галактика N4321 в RCBG каталоге Вокулера [2] отмечена как N4321(с). Согласно Вокулеру [9], Sc галактики характеризуются мощными спиральными ветвями с голубыми гигантами и сверхгигантами, в то время как ядра этих галактик малы и в их излучении преобладают спиральные встви. Среднее значение показателя цвета спиральных галактик Sc оценивается как: B - V = 0.55 и U - B = -0.1.

В качестве спиральных галактик низкой светимости с $M \ge -20^{m}$ 6 мы используем галактики с морфологическим описанием типа Sc, Sbc или Scd с предполагаемой в них большей доли темной материи по данным RCBG каталога Вокулера [2]. Основное требование к профилю (форме) кривой скорости вращения спиральных галактик низкой светимости, согласно [6,7], мы заменяем статистической работой с каталогами галактик, а именно с выделением и подсчетами спиральных галактик низкой светимости типа Sc. Sbc, Scd в качестве спиральных галактик с темной материей с $M_B \ge -20^{m}$ 6.

Отметим также, что абсолютные величины галактик определялись нами на основе использования видимой величины *в* исправленной за галактическое и внутреннее поглощение в RCBG каталоге [2]. Каталог MERCG содержит 3823 спиральных галактик с *В*⁰ величинами.

В настоящей работе мы изучаем линамические характеристики спиральных галактик низкой светимости с $M \ge -20^{m}.6$ в скоплениях: Persey, A779, Coma, Great Wall.

3. Основные типы спиральных галактик в скоплениях Persey, A779, Coma, Great Wall и их характеристики Изучены характеристики спиральных галактик в скоплении PERSEY в пределах координат $\alpha = 2^h 30^m \pm 3^h 30^m$ и $\delta = 34^\circ \pm 47^\circ$ с лучевой скоростью в пределах 4200 6400 км/с с общим числом галактик 91.

В 1-й строке табл.1 приволится число спиральных галактик низкой светимости с средним значением абсолютной величины $M \ge -20^{m}.6$ с опнибками и с средним лиаметром с опнибками в скоплении PERSEY, а во 2-й строке

СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ 329

Таблица І

		the second s		
PERSEY	$M \ge -20^m 6$	-20 14 ± 0.44	17	21.4±6.8
PERSEY	$M \ge -20^{m} 6$	-20.30 ±0.25	6	26.4 ±9.3
A779	$M \ge -20^m 6$	-20.03 ±0.45	46	43.9±151
A779	$M \ge -20^{-10}$ 6	-20.50 ±0.12	8	30.9±5.2
Coma	$M \ge -20^{-6}$	-19.93 ±0.45	95	21.1±6.5
Coma	$M \geq -20^{m} 6$	-20.15 ±0.22	12	30.2 ±4.7
GR.WALL	$M \ge -20^{-6}$	-19.96 ±0.51	55	22.9 ±7.9
GR.WALL	$M \geq -20^{\pm} 6$	-19.90 ±0.51	13	27.0 ±5.5

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИЯХ PERSEY, A779, СОМА И GREAT WALL

- число (6) спиральных галактик с предполагаемой темной материей с средним значением абсолютной величины $M \ge -20^m$ 6 с ошибками, которые выделялись по типу Sc, Sbc или Scd галактик, согласно Вокулер [2], из числа спиральных галактик низкой светимости.

Аналогичным образом, рассмотрены нараметры спиральных галактик в скончении А779 с координатами $\alpha = 11^{b} 50^{m} \pm 12^{b} 30^{m}$ и $\delta = 20^{\circ} \pm 30^{\circ}$ и с лучевыми скоростями в пределах $V = 4000 \pm 8000$ км/с с общим числом галактик - 97.

В 3-й строке таблицы приволится число спиральных галактик низкой светимости со средним значением абсолютной величины с ошибками $M \ge -20^{m}.6$ и средним диаметром с ошибками в скоплении А779. В 4-й строке – число (8) сниральных галактик с предполагаемой темной материей и со средним значением абсолютной величины $M \ge -20^{m}.6$ с ошибками, выделенными по типу Sc, Sbc или Scd, согласно [2].

В свою очередь, изучены параметры спиральных галактик в скоплении СОМА с координатами $\alpha = 12^{b}30^{m} \pm 13^{b}30^{m}$ и $\delta = 20^{\circ} \pm 40^{\circ}$ и с $V = 4000 \pm 9000$ км/с с числом галактик 231.

В 5-й строке приведено число спиральных галактик низкой светимости со средним значением абсолютной величины с ощибками ($M \ge -20^{m}$ 6) и со средним диаметром с ощибками в скоплении СОМА. В 6-й строке (12) число спиральных галактик с предполагаемой темной материей и со средним значением абсолютной величины ($M \ge -20^{m}$.6), выделенных по типу Sc галактик в соответствии с [2].

Наконец, рассмотрены параметры спиральных галактик в формации GREAT WALL в пределах области с $\alpha = 13^{b} \pm 17^{b}$ и $\delta = 25^{\circ} \pm 45^{\circ}$ и с $V = 4500 \pm 6500$ км/с с числом галактик 109. В 7-й строке таблицы представлено число спиральных галактик низкой светимости с их средним значением абсолютной величины с опцибками ($M \ge -20^{m}.6$) и средним лиаметром с опцибками. В 8-й строке приводится число (13) спиральных галактик с предполагаемой темной материей

и со средним значением абсолютной величины ($M \ge -20^{m}.6$) с ошибками, выделенных на основе описаний типа Sc, согласно [2].

В 1, 3, 5 и 7-х строках таблицы для галактик скоплений PERSEY, A779, COMA, GREAT WALL приволятся числа спиральных галактик низкой светимости вместе со значениями средней абсолютной величины ($M \ge -20^{m}.6$) со средней ошибкой и их средним диаметром с ошибкой.

Во 2, 4, 6 и 8-й строках таблицы для галактик скоплений PERSEY, А779, СОМА, GREAT WALL приводятся числа галактик низкой светимости,



Рис.1. Спиральные галактики с темной материей в скоплениях (слева направо) СОМА, A779 и PERSEY. α - по оси абсписс в долях часа и δ - по оси ординат (здесь и далее координаты 2000).



Рис 2. Спиральные галактики с темной материей для формации GREAT WALL, выходящей из Сота в сторону скопления A2197: слева – все спиральные галактики в диапазоне лучевых скоростей 4500-6500 км/с, справа - спиральные галактики с темной материей в том же лиапазоне. Местоположение A2197 отмечено кружочком.

330

СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ 331

выделяемых по типу Sc галактик с описанием типа Sc, Sbc, Scd, согласно [2], в качестве галактик с предполагаемой большей долей темной материи вместе с их средним значением абсолютной величины и средним диаметром с опибками (см. рис.1).

Отметим также, что основное требование к профилю кривой вращения спиральных галактик низкой светимости мы заменяем во всех изучаемых скоплениях выделением спиральных галактик типа Sc, Sbc и Scd (см. рис.2, справа).

4. Динамические характеристики спиральных галактик в скоплениях Persey, A779, Coma, Great Wall Используя условие центробежного равновесия, согласно [6,7], мы выразили динамическую массу Mспиральных галактик в функции светимости L_{g} в единицах массы Солнца. На основе средних лиаметров спиральных галактик были вычислены области $R_{p} = R_{o}/3.2$, в которых возможна максимальная концентрация темной и светлой материи. Основываясь на условии центробежного равновесия в единицах массы Солнца, вычислялись значения M_{don} и M_{c}/L_{c} Выволы теории передачи углового момента позволили нам оценить центральную новерхностную плотность μ_{0} и полный угловой момент К.

В табл.2 приводятся линамические параметры для 30-ти ярких спиральных галактик с $M \leq -20^{m}.6$ и 6-ти спиральных галактик с $M \geq -20^{m}.6$ с предполагаемой темной материей в скоплении PERSEY.

Таблица 2

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ PERSEY

Параметр	Сп. гал. с $M \ge -20^m 6$	N	Сп. гал. с М ≤ -20 ^т 6	n	Ť	1 - P(t)
$\begin{array}{c} M\\ M_{\phi *}/L_{x}\\ \mu_{0}\\ K \end{array}$	$\begin{array}{c} -20.30 \pm 0.25 \\ 3.59 \pm 0.07 \\ 0.0083 \pm 0.0002 \\ 887 \pm 307 \end{array}$	6 6 6	$\begin{array}{c} -21.34 \pm 0.45 \\ 3.30 \pm 0.13 \\ 0.0077 \pm 0.0001 \\ 5697 \pm 536 \end{array}$	30 30 30 30 30	7.7 7.8 7.2 30.2	<10 ^{°°} <10 ^{°°} <10 ^{°7} <10 ^{°7}

В табл.3 приволятся динамические параметры для 15-ти ярких спиральных галактик, а также для 8 спиральных галактик с предполагаемой темной материей в скоплении А779.

В табл.4 приводятся динамические параметры для 41-й яркой спиральной галактики, а также для 12 слабых спиральных галактик с предполагаемой темной материей в скоплении СОМА.

В табл.5 приводятся динамические параметры для 20-ти ярких спиральных галактик, а также для 13 спиральных галактик с предполагаемой темной

Таблица 3

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ А779

Параметр	Сп. гал. с .М ≥ -20 ^m 6	N	Сп. гал. с M < -20 ^m 6	n	T	1- P(1)
M_{dem}/L_{s} μ_{0} K	$\begin{array}{c} -20.5 \pm 0.12 \\ 3.53 \pm 0.03 \\ 0.008 \pm 0.0001 \\ 1151 \pm 191 \end{array}$	8 8 8 8	$\begin{array}{c} -21\ 09\pm 0.32\\ 3.37\pm 0.09\\ 0.0077\pm 0.0001\\ 3221\pm 514\end{array}$	15 15 15 15	6.4 6.3 6.9 13.9	<10 [†] <10 [†] <10 [†] <10 [†]

Таблица 4

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ СОМА

Парамстр	Сп. гал. с М ≥ -20 [∞] 6	N	Сп. гал. с М ≤ -20 [∞] 6	n	Т	1- P(t)
$M = M_{dys}/L_{g}$ μ_{0} K	$\begin{array}{c} -20.15 \pm 0.22 \\ 3.63 \pm 0.06 \\ 0.0083 \pm 0.0002 \\ 705 \pm 260 \end{array}$	12 12 12 12	$\begin{array}{c} -21.09 \pm 0.28 \\ 3.37 \pm 0.08 \\ 0.0077 \pm 0.0001 \\ 1454 \pm 534 \end{array}$	41 41 41 41	12.2 12.2 10 6.7	<10 [°] <10 [°] <10 [°] <10 [°]

материей в формации GREAT WALL В табл.2-5 даны динамические параметры M_{μ_0} и К для галактик с предполагаемой темной материей и для ярких спиральных галактик в скоплениях PERSEY, 779, СОМА, GREAT WALL. Средние значения и дисперсия динамических параметров M_{μ_0} и μ_0 приведены в единицах массы Солнца 2 10¹¹ M_{\odot} /кпк², а К в единицах 2-10¹¹ M_{\odot} /кпк км/с для ярких спиральных галактик с $M \le -20^m.6$ и для слабых спиральных галактик с $M \ge -20^m.6$ в скоплениях PERSEY, A779, СОМА, GREAT WALL. Все вычисленные параметры сравнивались по критерию Стьюдента, свидетельствуя о большей доле темной материи в спиральных галактиках с $M \ge -20^m.6$ в сравнении с яркими спиральными галактиками с $M \le -20^m.6$.

Таблица 5

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В ФОРМАЦИИ GREAT WALL

Параметр	Сн. гал. с М ≥ -20 ^m .6	N	Сп. гал. с $M \le -20^{m}.6$	п	Т	1- P(t)
M M/L _B µ ₀ K	$\begin{array}{c} -19.9 \pm 0.51 \\ 3.70 \pm 0.11 \\ 0.0085 \pm 0.0003 \\ 531 \pm 267 \end{array}$	13 13 13 13	$\begin{array}{c} -20.98 \pm 0.30 \\ 3.40 \pm 0.08 \\ 0.0078 \pm 0.0001 \\ 2680 \pm 1580 \end{array}$	20 20 20 20	6.9 8.5 8.1 6.0	<10 <10 <10 <10 <10 ⁷

СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ 333

5. Обсуждение результатов. Отметим, что 17 спиральных галактик низкой светимости с $M \ge -20^{m} 6$ в скоплении PERSEY имеют среднее значение абсолютной величины M = -20^m.14 ± 44 с ошибками. В то же время 6 спиральных галактик с M ≥ -20^m 6 с преднолагаемой большей долей темной материи показывают значение $M = -20^{m}.3 \pm 0.25$ в качестве галактик типа Sc. Sbc. Scd. характеризуемых крутым профилем у кривой скорости вращения спиральных галактик. В свою очередь 46 спиральных галактик низкой светимости с М ≥ -20^т 6 в скоплении А779, в среднем, характеризуются значением абсолютной величины $M = -20^{m}.03 \pm 0.45$, в то время как 8 спиральных галактик с большей долей темной материи составили $M = -20^{m}.5 \pm 0.12$ в качестве галактик Sc типа. В то же время 95 спиральных галактик с M ≥ -20[™] 6 показывают в скоплении Сома среднее значение абсолютной величины M = -19^m.93 ± 0.45, в то время как 12 галактик с большей долей темной материи в качестве Sc галактик составляют среднее значение абсолютной величины $M = -20^{m}.15 \pm 0.22$. И, наконен, 55 спиральных галактик с $M \ge -20^{m}.6$ в формации GREAT WALL составили в среднем значение абсолютной величины M = -19^m.96 ± 0.51, в то время как 13 спиральных галактик с большей долей темной материи характеризуются средним значением $M = -19^{m}, 90 \pm 0.40$ - в качестве галактик Sc типа. Сравнение средних значений абсолютной величины спиральных галактик низкой светимости с выделенными из них спиральными галактиками с темной материей во всех рассматриваемых сконлениях позволяет предноложить о несколько большей яркости выделяемых спиральных галактик.

6. Выводы. Общее число спиральных галактик низкой светимости с $M \ge -20^{m}.6$ в скоплении PERSEY составило 17 галактик, из которых 6 спиральных галактик со структурой типа Sc, Sbc, либо Scd были вылелены в качестве галактик с большей долей темной материи, что составляет 35.3%. В случае статистических работ эти галактики могут заменить требование крутого профиля у кривой скорости вращения спиральных галактик низкой светимости. Отношение числа спиральных галактик с темной материей 6 к общему числу 91 галактики в скоплении PERSEY составило 6.6%.

Аналогично, отношение числа спиральных галактик с большей долей темной материи 8 к числу спиральных галактик низкой светимости 46 в скоплении А779 составило 17.4%, а отношение числа спиральных галактик с большей долей темной материи 8 к общему числу галактик 97 в сконлении А779 составило 8.2%. В свою очерель отношение числа спиральных галактик с темной материей 12 к числу 95 спиральных галактик низкой светимости в скоплении СОМА составило 12.6%, а отношение числа галактик с большей долей темной материи 12 к числу всех галактик 231 скопления СОМА составило 5.2 %. Наконец, отношение 13 спиральных галактик с большей долей темной материи к числу 55 спиральных галактик низкой светимости составило в формации GREAT WALL 23.6%, а отношение числа 13 спиральных галактик с большей лолей темной материи к числу всех галактик 109 в формации GREAT WALL составило 11.9%. Сравнение вычисленных линамических параметров M_{dm} , M_{dm}/L_{m} К и μ для спиральных галактик с $M \ge -20^{m}$ 6 и $M \le -20^{m}$ 6, различающихся но светимости в скоплениях PERSEY, А779, СОМА и GREAT WALL на основе оценки t-критерия Стьюдента показывает статистически значимое уменьшение в числе спиральных галактик с большей долей темной материи с $M \ge -20^{m}$ 6 в изучаемых скоплениях.

Таким образом, если предположить, что упомянутые в статье косвенные методы выявления спиральных галактик с большей долей темной материи допустимы, то на основании анализа распределения спиральных галактик в GREAT WALL и рис.2 можно заключить, что темная материя не коррелирует с динамическим процессом, привелшим к образованию в скоплении COMA такого феномена как GREAT WALL.

- ¹ Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе Государственный университет им. Илии, Тбилиси,
- Грузия, e-mail: nmnt@yahoo.com
- ² Бюраканская астрофизическая обсерватория им В.А.Амбарцумяна, Армения

REVEALING AND STUDY OF SPIRAL GALAXIES WITH DARK MATTER IN SOME CLUSTERS OF THE NORTH GALACTIC HEMISPHERE

T.M.BORCHKHADZE¹, N.G.KOGOSHVILI¹, A.T.KALLOGHLIAN²

The dynamical features of spiral galaxies with absolute magnitude $M \ge -20^{m}$ 6 were studied in clusters Persey, A779, Coma and the Great Wall based on the data from the Merged Catalogue of Galaxies MERCG. The diameters of galaxies from MERCG were used to determine the radius R_{p} , that defines the region of possible concentration of dark matter and the dynamic parameters M_{dyn} and M_{e}/L_{g} of spiral galaxies were calculated based on the condition of centrifugal equilibrium. Results from the theory of angular momentum transfer were used to estimate the central surface density μ_{0} and the full angular momentum K of stars

СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ С ТЕМНОЙ МАТЕРИЕЙ 335

in spiral galaxies. The comparison of dynamical parameters of spiral galaxies with $M \ge -20^{m} 6$ and $M \le -20^{m} 6$ reveals a statistically significant reduce in the number of spiral galaxies with $M \ge -20^{m} 6$ and more fraction of dark matter and constitute in studied clusters the values: Persey (35.3%), A779 (17.4%), Coma (12.6%) and in the formation Great Wall (23.6%).

Key words: clusters of galaxies: dark matter: dynamic features

ЛИТЕРАТУРА

- 1 N G.Kogoshvili, Т.М. Borchkhadze, Абастум. астрофиз. обсерв. Бюлл., 77. 2004, (Сволный Каталог галактик MERCG доступен на сайте (http://library. iliauni.edu.ge/galaxies.html).
- 2. G. de Vaucoulleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin et al., RCBG, Springer-Verlag, 1999.
- 3. Б.А.Воронцов-Вельяминов, А.А.Красногорская, В.П.Архипова, МКГ, 1-V, 1964-1974.
- 4. R.B. Tully, J.R. Fisher, Astron. Astrophys., 54, 661, 1977.
- 5. V.C. Rubin, W.K.Jr. Ford, N. Thonnard, Astrophys. J., 238, 471, 1980.
- 6. M. Persic, P. Salucci, Astrophys. J., 355, 44, 1990.
- 7. M.Persic, P.Salucci, Astrophys. J., 368, 60, 1991.
- 8. A.Riess et al., Astrophys. J., 699, 539, 2009.
- 9. G. de Vaucoulleurs, Astrophys. J. Suppl., 48, 1961, (UBV 461 gal.).

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ОЦЕНКИ ИХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

В.С.АРТЮХ¹, В.С.НЕДОРА² Поступила ⁷ ноября 2016 Принята к печати 7 июня 2017

Для оценки физических нараметров неоднородных радиоисточников, находящихся в активных ядрах галактик (АЯГ), необходимо знать угловые размеры радиоисточников на низких частотах, на которых наблюдается низкочастотный завал спектров (область непрозрачности). У большинства комплитных радиоисточников низкочастотные завалы спектров приходятся на метровый диапазон радиоволн. В настоящее время не существует радиоастрономических систем с длинной базой (РСДБ), работающих на метровых волнах, и, следовательно, непосредственно измерить низкочастотные угловые размеры комплистных радиоисточников в АЯГ невозможно. В данной работе предлагается методика оценки низкочастотных угловых размеров комплитных радиоисточников (в области непрозрачности), исходя из формы их спектров.

Ключевые слова: активные ядра галактик: радиоджеты: магнитные поля

1. Введение. В работах [1,2] представлены методики оценки физических параметров компактных радиоисточников, находящихся в активных ядрах галактик (АЯГ). Обе методики основаны на модели однородного источника синхротронного излучения. Физические параметры радиоисточников получают из наблюдений, исходя из предположения, что наблюдаемые низкочастотные завалы спектров радиоисточников вызваны самоноглошением синхротронного излучения. Впервые эта илея была высказана в [3]. В методике [1] для получения физических параметров используются наблюдения радиоисточников на частоте максимума спектра, а в [2] - наблюдения на низких частотах, где оптическая толща $\tau > 1$ (в области непрозрачности) и на высоких частотах, где $\tau < 1$ (в области прозрачности).

Для однородного источника уравнение переноса излучения имеет простое аналитическое решение. Это обстоятельство является очень важным, так как аналитическое решение позволяет непосредственно видеть, как различные факторы влияют на оценки физических параметров источника. Кроме того, сами метолики [1,2] являются достаточно простыми и удобными в работе. Однако наблюдения показывают, что большинство компактных радиоисточников в АЯГ имеют уплощенные спектры, явно отличные от спектров однородных источников, т.е. большинство реальных радиоисточников являются неоднородными. Следовательно, строго говоря, методика, основанная на модели однородного источника, не пригодна для анализа большинства реальных радиоисточников. Поэтому в [4] была разработана методика оценки физических параметров радиоисточников, основанная на модели неоднородного источника синхротронного издучения. Эта методика является более корректной и более информативной, чем [1,2], но она значительно сложнее, так как для неоднородного источника не существует аналитического решения уравнения переноса издучения, и необходимо использовать численное решение. Последнее обстоятельство сильно усложняет применение методики [4].

С другой стороны, как показало численное моделирование [5], метолика [2] все же может быть использована для исследований неоднородных ралиоисточников, если учитывать зависимость вилимых угловых размеров источника от частоты. Необходимо знать угловые размеры источников на высоких частотах (в области прозрачности) и на низких частотах (в области непрозрачности). В этом случае, как показали модельные расчеты [5], метолика [2] дает значения физических параметров неоднородного ралиоисточника, усредненных по его объему. Такая информация может быть полезной для решения некоторых задач, в частности для определения соотношения между энергиями поля и частин в АЯГ. Отметим, что, не зная низкочастотного углового размера и принимая его равным высокочастотному, мы вносим погрешность в оценки физических параметров радиоисточника.

Низкочастотные завалы спектров компактных радиоисточников в АЯГ (области непрозрачности) обычно прихолятся на метровый диапазон радиоволн. К сожалению, в настоящее время все интерферометры с большими базами работают только на сантиметровых и дециметровых волнах. Не существует РСДБ систем, работающих на метровых волнах, и, следовательно, непосредственно измерить низкочастотные угловые размеры многих компактных радиоисточников в АЯГ невозможно. Метод межиланетных мерцаний позволяет получать верхние оценки угловых размеров компактных радиоисточников только для нескольких самых сильных радиоисточников типа 3С 48 [3]. В данной работе предлагается методика оценки низкочастотных угловых размеров компактных радиоисточников (в области непрозрачности), исхоля из формы их спектров.

2. Методика. В дальнейшем булем рассматривать метолику оценки физических параметров ралиоисточников [2]. В соответствии с [2,6] оценку инлукции магнитного поля *В* однородного радиоисточника получаем из наблюдений на низкой частоте v (в области непрозрачности)

НЕОДНОРОДНОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ

$$B_{\perp} = b^{2}(\gamma) \frac{\left(\frac{v_{HY}}{2C_{1}}\right)^{2} \left(\Omega_{HY}\right)^{2}}{S_{HY}^{2}} \frac{\delta}{1+z}$$
(1)

Здесь $B_{\perp} = B \sin \vartheta$, где ϑ - угол между направлением магнитного поля и лучом зрения, Ω_{HY} - телесный угол радноисточника, который мы наблюдаем на низкой частоте v_{HY} (линейный угловой размер источника $\theta_{HY} = \sqrt{\Omega_{HY}}$), S_{HY} - его плотность потока на частоте v_{HY} , δ - лопплер-фактор радиоисточника, z - красное смешение родительской галактики, γ - показатель степени энергетического спектра электронов ($N(E) = N_0 E^{-\gamma}$), $b(\gamma) = c_s(\gamma)/c_6(\gamma)$ - функпии, затабулированные в [7]. C_1 - константа, приведенная там же.

Используя полученную оценку $B_{\mu\nu}$ из наблюдений на высокой частоте v_{BV} (в области прозрачности), получаем оценку коэффициента N_{μ}

$$N_{0} = \frac{1}{c_{s}(\gamma)} \frac{S_{BY}}{\Omega_{BY} \theta_{BY}} \frac{(1+z)^{(9+\gamma)/2}}{B_{\perp}^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{v_{BY}}{2C_{1}}\right)^{(1-\gamma)/2}} \frac{(1+z)^{(9+\gamma)/2}}{\delta^{(5+\gamma)/2}}.$$
 (2)

Здесь D_{Φ} - фотометрическое расстояние ло родительской галактики. Выражения (1) и (2) получены с учетом работы [8].

В (1) и (2) входят угловые размеры радиоисточника на низких и высоких частотах. Отметим, что только радиоисточник, который представляет собой цилиндр (или параллелепипед), ось которого направлена вдоль луча зрения, имеет видимый угловой размер, не зависящий от частоты и равный физическому угловому размеру радиоисточника. У всех остальных моделей однородных источников, в том числе и у цилиндрического источника, если его ось не направлена вдоль луча зрения, а также у всех неоднородных моделей источников видимые угловые размеры зависят от частоты излучения.

Для вычисления зависимости видимого углового размера источника от частоты излучения нужно выбрать молель радиоисточника. В разных работах это делается по-разному. Например, в [9] предложена простейшая модель неоднородного источника, полученная из физических соображений. Недостатком этой модели является то, что она лает результат не согласующийся с наблюдениями. Согласно [9], все радиоисточники на высоких частотах должны иметь один и тот же спектральный индекс а 0.5. Но из наблюдений известно, что у каждого радиоисточника свой спектральный индекс, и у большинства радиоисточников он близок к 1 [10]. Кроме того, согласно [11], у этой модели нет плоского участка спектра, характерного для компактных радиоисточников в АЯГ. В [4] сформулирован другой принции выбора модели радиоисточника: необходимо чтобы все параметры теоретической модели были равны параметрам реального радиоисточника, полученным из

В С АРТЮХ, В С НЕДОРА

наблюдений (модель должна полностью проявлять себя как реальный радиоисточник). В этой работе в качестве модели неоднородного источника выбрана сферическая модель с неоднородностями степенного характера

$$B_{\perp}(r) = \frac{B_{\perp}(0)}{1 + k_{H} \left(\frac{r}{R}\right)^{n}},$$
(3)
$$N(r) = \frac{N(0)}{1 + k_{N} \left(\frac{r}{R}\right)^{n}}.$$
(4)

Здесь B - компонента индукции магнитного поля, перпендикулярная лучу зрения. R - радиус источника, k_{H} - коэффициент неоднородности магнитного поля, k_{h} - коэффициент неодноролности в распределении частиц.

3. Параметры неоднородной модели. Для численного моделирования мы выбрали простейшую модель неоднородного источника, которая имест типичные параметры компактных радиоисточников в АЯГ. Принимаем, что магнитное поле имеет форму (3), а пространственное распределение частиц принимаем однородным, поскольку в работе [5] было показано, что неоднородность магнитного поля влияет на наблюдаемые параметры источника значительно сильнее, чем неоднородность в распределении частиц. В этой связи неоднородностью в пространственном распределении частиц можно пренебречь.

Показатель степени *т* был выбран, исхоля из следующих соображений. У Де Брайна [12] спектральный индекс источника в области полупрозрачности равен

$$\alpha_{HY} = \frac{13 - 5n - 3m - 2m\gamma + 2\gamma}{2 - 2n - 2m - m\gamma}.$$
 (5)

Это выражение получено для степенного распределения в пространстве поля и частип вида (3) и (4). Показатель степени *m* относится к магнитному полю (3), а *n* относится к распределению электронов. Поскольку мы приняли олнородное распределение частип в пространстве, то n = 0. При этом, не теряя общности, можно принять $k_n = 0$, так как на форму распределения яркости по источнику эта константа не влияет. Учитывая, что большинство компактных радиоисточников в АЯГ в области полупрозрачности имеет плоские спектры, т.е. $\alpha_{HY} = 0$, а на высоких частотах (в области прозрачности) средний спектральный индекс (α) ≈ 0.9 и, соответственно, (γ) – 2 α + 1 = 2.8, получаем *m* ≈ 2.

Далее для расчетов мы приняли B(0) = 0.1 Гс, радиус источника R = 1 пк, расстояние до источника D = 50 Мпк. Эти параметры были выбраны таким

образом, чтобы наблюдательные параметры моделей источников были близки к типичным, наблюдаемым у реальных ралиоисточников (например, чтобы плотности потоков моделей были вблизи 1 Ян, и чтобы максимум спектра приходился на частоту 1 ГГц). Но, конечно, плотность потока может быть любой и частота максимума спектра может быть любой, главное, что на частоте максимума спектра $\tau \approx 1$. При этом, на более высоких частотах источник прозрачен, а на более низких - непрозрачен. Это никак не умаляет общности установленных нами закономерностей изменения формы спектров источников и их вилимых угловых размеров, тем более, что все зависимости мы приводим для относительных величин, и поэтому конечный результат - зависимость отношения угловых размеров от ширины спектра - не зависит ни от B(0), ни от R, ни от D.

На рис 1 представлены вычисленные зависимости размеров источников по половинной мощности излучения относительно полного размера источника $\rho_{0.5}(v)$ *R* от частоты излучения для источников с разной степенью неоднородности магнитного поля и $\gamma = 2.8$. Здесь ρ - расстояние от центра источника в картинной плоскости. На низких частотах (в области непрозрачности) мы видим только свечение тонкого слоя обрашенной к наблюдателю поверхности источника, т.е. мы видим физический размер источника радиуса *R*, которому соответствует видимый угловой размер θ_{HY} . Поэтому $\rho_{0.5}(v)$, $R = 0(v) \theta_{HY}$, гле $\theta(v)$ - видимый угловой размер источника по половинной мощности. Вычисления $\theta(v)$ были выполнены для моделей радиоисточников с разными кожфициентами неоднородности магнитного поля: $k_H = 0$, 10, 100, 1000, 10000.



Рис.1. Зависимость видимых угловых размеров источников (по половинной мощности относительно максимального размера) от частоты излучения для моделей с разной степенью неоднородности и у = 2.8

В С АРТЮХ, В С НЕДОРА

Из рис.1 вилно, что с уменьшением частоты угловые размеры ралноисточников 0 увеличиваются и на самых низких частотах (в области непрозрачности) достигают максимальных (истинных) угловых размеров источников Причем, если для однородного источника сферической формы ($k_{\rm H}=0$) видимые угловые размеры меняются незначительно (на ~13%), то для неоднородных источников эти изменения являются весьма заметными и могут превосходить порядок величины. При этом важно отметить, что отношение угловых размеров источника на низких частотах к угловым размер на высоких частотах: θ_{ij} (θ_{ij} является константой для выбранной модели источника и зависит в данном случае лишь от коэффициента неоднородности магнитного поля k_{ijc}

4. Оценка углового размера источника на низких частотах. Угловой размер радиоисточника на низких частотах можно получить из следующих соображений. На высоких частотах, где оптическая толща т <1, распределение интенсивности по источнику, заданному моделью (3) и (4), имеет вид:

$$I(\rho) \approx \int_{-L(\rho)}^{L(\rho)} \varepsilon(x) dx = \frac{1}{2} \sum_{(p)}^{(p)} \frac{1}{2C_1} \int_{-\sqrt{R^2 - \rho^2}}^{(1-\gamma)/2} \sqrt{R^2 - \rho^2} \left[1 + k_H \left(\frac{\sqrt{\rho^2 + x^2}}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{-(y+1)/2} dx , \qquad (6)$$

здесь интегрирование проводится вдоль луча зрения от $-L(\rho)$ до $L(\rho)$. При $\rho = 0$ имеем максимальную интенсивность. Из (6) видно, что относительная интенсивность $F(\rho) = I(\rho) I(0)$ зависит только от энергетического спектра электронов (конкретно от γ) и формы магнитного поля в источнике (конкретно от k_{II}). Очень важно подчеркнуть, что в области прозрачности относительное распределение яркости по источнику не зависит от частоты. Соответственно, видимый угловой размер радиоисточника в области прозрачности также не зависит от частоты.

Для заданного k_{H} вычисляем $F(\rho)$ и находим при каком $\rho_{0.5}$ относительная интенсивность излучения источника убывает в два раза, т.е. находим размер источника по половинной мощности в области прозрачности. Очевидно, что $R \rho_{0.5} = \theta_{H} - \theta_{BY}$. В дальнейшем удобно ввести поправочный угловой коэффициент $k_{0.5} = R \rho_{0.5}$. Поскольку видимые угловые размеры источника в области прозрачности не зависят от частоты, то, находя из наблюдений θ_{BY} (на любой частоте в области прозрачности), получаем низкочастотный угловой размер $\theta_{HY} = k_{0.5}$. Отметим, что каждому значению коэффициента k_{μ}

НЕОДНОРОДНОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ

соответствует свое значение k_0 . Зависимость k_0 от степени неоднородности магнитного поля и от спектрального индекса приведена на рис.2.

Из рис. 2 видно, что зависимость $k_{\theta} = \theta_{H^{q}}/\theta_{B^{q}}$ от спектрального индекса у пренебрежимо мала в области малых значений k_{H} и становится заметной лишь для сильно неоднородных источников.



Рис 2 Зависимость θ_{HY}/θ_{BY} от k_{μ} для моделей с разными γ .

5. Определение k_н из наблюдений. На рис.3 представлены вычисленные спектры излучения для тех же моделей источников, что и на рис.1.

Из рис.3 видно, что изменения в спектрах происходят на тех же частотах, на которых меняются угловые размеры источников. Кажлому коэффициенту неоднородности магнитного поля k_{H} соответствует свой спектр. С увеличением степени неоднородности источника его спектр уширяется, и при достаточно большой неоднородности магнитного поля ($k_{H} > 10^{2}$) появляется плоский участок спектра (область полупрозрачности). У всех источников на низких частотах (в области непрозрачности) интенсивность излучения имеет вил $I = v^{5.2}$, а на высоких частотах (в области прозрачности) $I \sim v^{(1-y)/2}$.

Из рис.З также видно, что спектры источников синхротронного излучения являются гладкими функциями, монотонно возрастающими в области непрозрачности и убывающими в области прозрачности, следовательно, их можно однозначно задавать шириной спектра: например, шириной спектра по половинной мощности. Каждому k_{H} соответствует своя ширина спектра Саму ширину спектра удобно определить через отношение частот v_{B4} v_{H4} (в логарифмической шкале ширина спектра равна $\log v_{B4} - \log v_{H4}$), где v_{H4} – это высокая и низкая частоты, на которых плотность потока компактного радиоисточника убывает в два раза.



Рис.3. Спектры излучения источников с разной степенью неоднородности магнитного поля для $\gamma = 2.8$.

Естественно, что ширина спектра радиоисточника зависит и от величины у На рис.4 представлена вычисленная зависимость ширины спектра источника (по половинной мощности) $\log v_{HY} - \log v_{HY}$ от k_{H} для разных значений у.

Из рис.4 вилно, что зависимость $\log v_{BV} - \log v_{BV}$ от k_H является довольно сильной при $k_H < 200$ и сравнительно слабой при больших k_H . Зависимость от у везде является незначительной.

Поскольку неоднородность магнитного поля определяет как ширину спектра



Рис.4. Зависимость ширины спектра источника от коэффициента неоднородности магнитного поля $k_{_{H}}$ для разных γ .

344

НЕОДНОРОДНОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ

радиоисточника, так и отношение угловых размеров на высоких и низких частотах, то можно эти величины связать между собой, можно построить зависимость k_8 от ширины спектра $\log v_{BY} = v_{HY}$. На рис.5 приведена такая зависимость для нескольких, наиболее часто встречаемых, значений γ .

Используя эту зависимость, мы можем по ширине спектра радиоисточника получить величину поправочного углового коэффициента k_0 и, зная высокочастотный угловой размер источника 0_{BY} , найти его низкочастотный угловой размер 0_{BY}



Рис 5 Зависимость поправочного углового коэффициента k_в от ширины спектра радиоисточника log v₂ v₂ для разных у.

Таким образом, низкочастотный угловой размер неолнородного радиоисточника можно получить из формы его спектра. Это позволяет использовать метолику, основанную на олнородной модели источника, для исследования неоднородных радиоисточников, несмотря на отсутствие прямых измерений угловых размеров радиоисточников на низких частотах. Подчеркнем, что, как показано в [4], получаемые при этом оценки физических параметров неоднородного радиоисточника представляют собой величины, усредненные по его объему.

6. Оценка индукции магнитного поля в радиоисточнике СТА 21 Для иллюстрации работы предлагаемой методики применим се к анализу радиоастрономических наблюдений источника СТА 21. На рис.6 представлен спектр радиоисточника СТА 21. На основе этого спектра в работе [13] по методике [2] была получена очень низкая оценка магнитной индукции в радиоисточнике $B_{\perp} \sim 10^{-8}$ Гс. Неизвестный допилер-фактор δ был принят

345

равным 1, неизвестное (в то время) красное смещение принято z = 2. В качестве неизвестного низкочастотного углового размера был принят высокочастотный размер $\Omega_{BY} \approx 0^{\circ}.003 \times 0^{\circ}.004$ ($\theta_{BY} = \sqrt{\Omega} \approx 0^{\circ}.0035$), полученный из наблюдений на частоте 5 ГГп [14].

Как видно из рис.6 частоты, на которых плотность потока СТА 21 уменьшается в два раза (относительно максимума спектра), простираются от низкой частоты $v_{H'I} \approx 0.15$ ГГп до высокой частоты $v_{B'I} \approx 3$ ГГп. Следовательно, из зависимости k_0 от ($v_{B'I}$ $v_{H'I}$), приведенной на рис.5, имеем $k_0 \approx 13$. Принимая высокочастотный угловой размер источника (в области прозрачности) на частоте 5 ГГп $\theta_{B'I} = 0^{\circ}$ 0035, получаем в области непрозрачности $\theta_{H'I} = 0^{\circ}$ 046 Красное смещение родительской галактики СТА 21 равно z = 0.907 [15], неизвестный допплер-фактор принимаем равным 1. Подставляя эти величины в (1), имеем $B \approx 4 \, 10^{-4}$ Гс. Таким образом, вместо оценки поля $B - 10^{-4}$ Гс, полученной в [13], мы получили оценку $B - 10^{-1}$ Гс. Подчеркнем, что очень слабое магнитное поле, полученное в [13], связано с тем обстоятельством. что в этой работе не учитывалась неодноролность радиоисточника, поскольку не был известен его низкочастотный угловой размер.



Рис.6. Спектр радиоисточника СТА 21. Ссылки на наблюдения, выполненные на разных частотах, приведены в [13].

Необходимо отметить, что полученная нами оценка индукции поля не является окончательной, так как мы не знаем допштер-фактора радионсточника.

Как было отмечено выше, полученная нами оценка индукции магнитного поля является усредненной по всему объему источника. На рис.7 представлены результаты анализа тех же наблюдений СТА 21, выполненных в [16] по метолике [4], основанной на неоднородной модели источника. Из рисунка видно, что магнитное поле в данном радиоисточнике имеет довольно сильный градиент. Штриховой линией обозначено среднее (по объему источника)

НЕОДНОРОДНОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ

значение поля, которое хорошо согласуется с полученной нами оценкой. Отметим, что инлукция магнитного поля, усредненная по объему источника, по порядку величины совпадает со слабым полем. Это связано с тем, что слабое поле ($B = 10^{-1}$ Гс) занимает большую часть объема источника, поэтому именно оно определяет среднее поле по объему. Следовательно, получаемая нами оценка поля по порядку величины близка к его минимальному значению.



Рис.7. Распределение магнитного поля по радиусу в модели источника СТА 21, полученное в [16] по методике [4], - средняя магнитная индукция по объему источника.

При этом в небольшой области данного радиоисточника (на масштабе в несколько парсек) должно существовать значительно более сильное поле $B \sim \delta ~ 10^{-1}$ Гс.

Отметим также еще одно обстоятельство. Радиоисточник, имеюший на низких частотах (в области непрозрачности) угловой размер 0".046, должен очень хорошо мерцать на неоднородностях межпланетной плазмы. И, лействительно, наблюдения межиланетных мерцаний СТА 21, выполненные на частоте 102 МГп на радиотелескопе БСА [13], показали, что источник имеет практически стопроцентные мерцания (рис.8), и угловые размеры мерцающей комноненты на частоте 102 МГГп меньше 0".1.

Таким образом, полученные нами опенки параметров источника СТА 21 (полученные по предлагаемой методике) хорошо согласуются как с опенками, полученными другим методом, так и с наблюдениями на низких частотах.

7. Заключение. Для оценки физических параметров компактных неолнородных радиоисточников, находящихся в АЯГ, предлагается использовать очень простую методику [2], основанную на модели однородного источника синхротронного излучения. Для этого необходимо знать угловые размеры



Рис.8. Запись межпланетных мерцаний радиоисточника СТА 21, полученная на радиотелескопе БСА на частоте 102 МГп (из [13]). Т. - момент кульминации СТА 21. Т. момент кульминации соседнего протяженного (немерцающего) радиоисточника.

радиоисточников на низких частотах (в области непрозрачности), на которых наблюдаются низкочастотные завалы их спектров. У большинства компактных радиоисточников низкочастотные завалы спектров приходятся на метровый лиапазон ралиоволн. В настоящее время не существует РСДБ систем, работающих на метровых волнах, и, следовательно, непосредственно измерить низкочастотные угловые размеры компактных радиоисточников в АЯГ невозможно.

В данной работе предложен способ получения низкочастотных угловых размеров радиоисточников $\theta_{H'Y}$ из формы их спектров. С помощью модельных расчетов нами получена зависимость поправочного коэффициента с от пирины спектра излучения радиоисточника (v_{BY} , $v_{H'I}$) и спектрального индекса γ . Низкочастотный угловой размер источника равен $\theta_{H'Y}$, k_{θ} , $\theta_{B'Y}$, гле $\theta_{B'Y}$ - угловой размер источника, измеренный на высоких частотах (в области прозрачности).

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской акалемии наук,

c-mail: art@prao.ru

² Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität, Bonn, Germany

НЕОДНОРОДНОСТИ РАДИОИСТОЧНИКОВ

TAKING INTO ACCOUNT THE INFLUENCE OF NON-UNIFORMITY OF RADIO SOURCES TO ESTIMATE THEIR PHYSICAL PARAMETERS

V.S.ARTYUKH¹, V.S.NEDORA²

To estimate the physical parameters of the non-uniform radio sources located in the AGNs it is necessary to know the angular sizes of the radio sources at low frequencies, where we observe low-frequency cutoffs in their spectra (area of opacity). For majority of compact radio sources the low-frequency cutoffs fall in the meter range radio waves. Currently, there are no VLBI systems operating at meter waves, and thus directly measure the low frequency angular sizes of compact radio sources in the AGN impossible. In this paper we propose a method of estimating low-frequency angular sizes of compact radio sources (in area of opacity) based on the form of their spectra.

Key words: active galactic nuclei: radio jets: magnetic fields

ЛИТЕРАТУРА

- 1_ A.P. Marscher, Astrophys. J., 264, 296, 1983.
- 2. В.С.Артюх, Труды Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева, 189. 223, 1988.
- 3. V.I.Slish, Nature, 199, 682, 1963.
- 4. В.С.Артюх, П.А.Черников, Астрон. ж., 83, 224, 2006.
- 5 В.С.Артюх, П.А.Черников, Астрон. ж., 78, 1, 2001.
- 6. В.С.Артюх, Астрофизика, 59, 583, 2016, (Astrophysics, 59, 514, 2016).
- 7. А.Пахольчик, Ралиоастрофизика. М., Мир, 1973.
- 8. J. Terrell, Phys. Rev., 116, 1041, 1960.
- 9 R.D.Blandford, A.Konigl, Astrophys. J., 232, 34, 1979.
- M. McGilchrist, J.E. Baldwin, J.M. Riley et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 246, 110, 1990.
- 11. A.Konigl, Astrophys. J., 243, 700, 1981.
- 12. A.G. De Bruyn, Astron. Astrophys., 52, 439, 1976.
- 13. В.С.Артюх, С.А.Тюльбашев, П.А.Черников, Астрон. ж., 76, 3, 1999.
- 14 D.L.Jones, Astrophys. J., 276, L5, 1984.
- 15 A.Labiano, P.D.Barthel, C.P.O'Dea et al., Astron. Astrophys., 463, 97, 2007.
- 16. В.С.Артюх, С.А.Тюльбашев, П.А.Черников, Астрон. ж., 90, 466, 2013.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

Mg/Si MINERALOGICAL RATIO OF LOW-MASS PLANET HOSTS. CORRECTION FOR THE NLTE EFFECTS

V.ADIBEKYAN¹, H.M.GONÇALVES da SILVA², S.G.SOUSA¹, N.C.SANTOS¹, E.D.MENA¹, A.A.HAKOBYAN³ Received 5 December 2016 Accepted 7 June 2017

Mg/Si and Fe/Si ratios are important parameters that control the composition of rocky planets. In this work we applied non-LTE correction to the Mg and Si abundances of stars with and without planets to confirm/infirm our previous findings that [Mg/Si] atmospheric abundance is systematically higher for Super-Earth/Neptune-mass planet hosts than stars without planets. Our results show that the small differences of stellar parameters observed in these two groups of stars are not responsible for the already reported difference in the [Mg/Si] ratio. Thus, the high [Mg/Si] ratio of Neptunian hosts is probably related to the formation efficiency of these planets in such environments

Key words: planetary systems: abundances: metallicity: Galaxy

1. Introduction. It is now a solid observational fact that stellar overall metallicity plays an important role on the formation of giant planets [1-4]. It seems also that the role of metallicity on the formation of low-mass planets if exist, is not strong [5-7]. These observational results are supported by the coreaccretion model [8,9] and the tidal-downsizing model of Nayakshin [10]. Interestingly, however, some very new results show that indeed low-mass planets at very short orbits tend to appear around stars with super-solar metallicities [11] and their maximal mass increases with metallicity [12]. Recent works on starplanet connection, besides planet formation, also clearly demonstrated the importance of metallicity on the orbital architecture of planets [13-16].

After the detection of planet-metallicity correlation, several studies also tried to search for differences in chemical abundances of individual elements between stars hosting planets and stars that are known not to host a planet [17-24]. Although most of these studies observed no significant differences, some authors reported a clear overabundance in α -elements of stars hosting both high-mass [25-27] and low-mass planets [28] when compared to the stars with no planetary companion. Knowledge of precise abundances of individual heavy elements and elemental ratios is very important since they can control the structure and composition of terrestrial planets [21, 29-32]. In particular, [Mg/Si] and Fe/Si ratios were proposed to allow to constrain the internal structure of rocky-planets [32]. These theoretical models were recently successfully tested on three terrestrial planets by [33].

Motivated by these recent works [31,32]. Adibekyan et al. [34] studied the [Mg/Si] abundance ratio of stars hosting planets of different masses. The authors found that low-mass planet hosts show a high [Mg/Si] abundance ratio when compared to the field stars without detected planetary companion [34]. Together with the difference in [Mg/Si] ratio, the authors of [34] also found that the hosts of low-mass planets are slightly cooler than their counterparts without planets. While the authors warned the reader about the possible non local thermodynamic effects (non-LTE) on the [Mg/Si] abundance ratio, [34] concluded that the small differences in the stellar parameters are not expected to be responsible for the significant differences in [Mg/Si] ratio between Neptunian hosts and non-host stars.

In this paper we used the MPIA (Max Planck Institute for Astronomy) hosted web server for non-LTE stellar spectroscopy [35,36] to estimate the impact of the non-LTE corrections on our the aforementioned findings [34]. This work is organized as follows. In Section 2 we present the sample and in Section 3 we describe how the non-LTE corrections are performed. In Section 4 we present our results and summarize them in Section 5.

2. The sample. Our sample is taken from [33]. From an initial sample of 1111 FGK-type stars [24] we selected 587 dwarfs ($\log g \ge 4$ dex), that have effective temperatures within 500 K from that of the Sun ($T_{\odot} = 5777$ K) and errors on Mg, Si, and Fe abundances smaller than 0.2 dex. These criteria allow us to select stars with the most precise abundance and atmospheric parameter determinations [24,37]. Moreover, we only considered stars that have metallicities from -0.6 to 0.4 dex, which are the [Fe/H] limits of planet hosting stars in the sample. This sample consists of 489 stars without detected planetary companions, 19 stars hosting super-Earths or Neptune-like planets (the most massive planet in the system has $M_p < 30M_{\odot}$) and 79 Jovian hosts ($M_p \ge 30M_{\odot}$).

3. *NLTE correction*, Several works in the literature have already tried to quantify the non-LTE effects in Mg and Si, and their dependence on the stellar parameters [35,36,38-43]. They show that the non-LTE effects are usually stronger for evolved, hot and metal-poor stars.

MPIA (Max Planck Institute for Astronomy) hosted web server provides non-LTE corrections for a large list of lines of several chemical elements. This database also contains non-LTE corrections for all the three Mg spectral lines (4730.030, 5711.07, and 6319.24 ÅÅ) used in [34] and four (5645.66, 5684.52, 5772.15, 5948.54 ÅÅ) out of 16 Si lines that were used to derive average Si abundances in [34]. The non-LTE corrections for the mentioned lines were extracted from this database. The amplitudes of the corrections for these lines are quite different

352

Mg/Si MINERALOGICAL RATIO

For example, the correction for 5772.15 Å Si line is essentially zero for more than 90% of the stars, and the maximum correction for this line is -0.01 dex for our sample stars. In contrast, the correction for 5711.07 Å Mg line lies between -0.03 and 0.03 dex, and is negligible only for stars that have effective temperature very close to the Sun (5600 to 5800 K).



Fig.1 Average non-LTE correction of [Mg/H], [Si/H], and [Mg/Si] against stellar parameters for the stars in our sample (black dots). The average value for different bins of stellar parameters are shown in blue filled circles. The bin size is 0.2 dex for [Fe/H] and logg, and is 200 K for T_{eff} . The error bar represents the standard deviation (dispersion) for each bin.

To apply the non-LTE correction for our sample stars we used the mean non-LTE correction for all the available lines (three for Mg and four for Si). The average correction and standard deviation of [Mg/H], [Si/H], and [Mg/Si] abundance corrections against stellar parameters are presented in Fig.1. The figure shows that the correction is small and always negative (from -0.004 to -0.012 dex) for Si. It mostly depends on effective temperature and surface gravity: hotter and evolved stars show the largest deviations from LTE. The absence of the correlation with metallicity is probably due to a wide range of T_{eff} and logg at a given metallicity and inter-correlation between stellar parameters. Fig.1 also shows that the correction for Mg is stronger than for Si. The amplitude of the correction is -0.04 dex: from -0.01 to -0.03 dex. This correction mostly depends on effective temperature being negative for stars cooler than our Sun and positive for hotter stars. One can also notice that the non-LTE corrections both for Mg and Si are tight for cooler stars $(T_{\rm e} < -5500 \text{ K})$, and get more dispersed for hotter stars. This is because almost all the cool stars have logg of nearly 4.4 dex, while hotter stars have a wider range of log g values. Finally, in Fig.1 one can see that the non-LTE correction for |Mg/Si| ratio is almost zero for cool stars and reaches up to 0.03 dex for the hottest stars.

4. Results. After applying the non-LTE corrections for [Mg/S1] ratio we proceed in the same way as in [34]. In Fig.2 (left panel) we plot [Mg/S1] against metallicity for stars without planetary mass companions and stars that are hosting Neptunes and Jupiters. The top right panel of the same figure shows the cumulative distributions of [Mg/S1] ratio for the three groups of stars. The figure shows that even after the corrections [Mg/S1] ratio is higher for low-mass planet hosts and lower for high-mass planet hosts when compared to their non-host counterparts. To quantify these differences we applied the two-sample Kolmogorov-Smirnov (KS) and the Anderson-Darling (AD) tests. The results of the tests (Table 1) show



Fig.2. Left [Mg/Si] against [Fe/H] for stars without detected planets (black dots), stars hosting low-mass planets (blue squares), and stars hosting high mass planets (red filled circles). The black solid line shows the linear fit to all data points. Cumulative distribution of [Mg/Si] (top right) and [Mg/Si]_{im} after correcting for the GCE (bottom right) for stars with giant planets (blue solid line), low-mass planets (red dashed line), and stars without detected planets (black dotted dashed line). that the difference is significant ($P \le 0.05$) only when comparing Jovian-hosts with non-hosts. We remind the reader that if the non-LTE corrections are not applied, the KS and AD tests predict significant differences in the [Mg/Si] distributions between Neptunian-hosts and non-host stars (see Table 1 of [34]).

However, as discussed in our previous work [34] and as can be clearly seen in Fig.1, the [Mg/Si] ratio depends on the metallicity. This dependence reflects the Galactic chemical evolution (GCE). It is also known that stars without planets and stars with planets of different masses show different metallicity distributions (see the introduction). These correlations can obviously affect our comparison of [Mg/Si] ratio of the three groups. To remove the trend of GCE from the [Mg/Si] ratio, as in [34], we performed a linear fit to our data points (all stars with and without detected planets) and then subtracted the fit. We applied the KS and AD tests to the subtracted data again, and found that the difference in [Mg/Si] between Jovian hosts and the single stars disappears (see Table 1). This result is in agreement with [34] and suggests that the difference observed in the original dataset was just a reflection of GCE and the shift of giant-planet hosts towards high metallicities.

Table 1

		[Mg/Si]	in LTE	[Mg/Si]	in NLTE
		Mg/Si	Mg/Si _{corr}	[Mg/S1]	[Mg/Si]
P _{its}	Neptune - Non-host	0.037	0.009	0.097	0.005
	Jovian - Non-host	0.051	0.736	0.050	0.872
PAD	Neptune - Non-host	0.020	0.003	0.054	0.010
	Jovian - Non-host	0.017	0.841	0.015	0.729

KS AND AD PROBABILITIES THAT PLANET HOSTS AND STARS WITHOUT DETECTED PLANETS COME FROM THE SAME PARENT DISTRIBUTION

The statistically significant differences between the distributions are in boldface. In contrast to Jovian hosts, the difference in [Mg/Si] after correction for the GCE between Neptune hosts and non-hosts becomes significant. The applied statistical tests predict low probabilities that the two samples come from the same parent distribution (Table 1). This result confirms our previous findings that low-mass planet hosts in average have higher [Mg/Si] ratio than stars without planets. To evaluate the statistical significance of the observed difference in [Mg/Si]_{corr}, we followed [34] and performed two simple Monte Carlo tests. The tests show that there is a low chance (~0.5%) of obtaining the observed difference by chance.

355

V.ADIBEKYAN ET AL.

5. Summary. We applied non-LTE corrections to the Mg and Si abundances of 587 dwarf stars from which 19 are known to host a low-mass planet $(M_p < 30 M_{\odot})$ and 79 are hosting Jupiters $(M_p \ge 30 M_{\odot})$. With these non-LTE corrected abundances we confirmed our previous results that [Mg/Si] mineralogical ratio is slightly, but statistically significantly, higher for stars that are hosting low-mass planets when comparing with stars without detected planetary companion. The systematic overabundance of Mg relative to Si ([Mg/Si] ratio) is always positive for the Neptunian hosts) probably means that this ratio plays an important role in the formation of low-mass planets. It is worth to remind that this ratio is expected to play a very determining role on the structure and composition of terrestrial planets [30-32].

Acknowledgements. V.A., E.D.M., N.C.S. and S.G.S. acknowledge the support from Fundação para a Ciencia e Tecnologia (FCT) through national funds and from FEDER through COMPETE2020 by the following grants UID/FIS/ 04434/2013 & POCI-01-0145-FEDER-007672, PTDC/FIS-AST/7073/2014 & POCI-01-0145-FEDER-016880 and PTDC/FIS-AST/1526/2014 & POCI-01-0145-FEDER-016886. V.A., N.C.S. and S.G.S. also acknowledge the support from FCT through Investigador FCT contracts IF/00650/2015, IF/00169/2012/ CP0150/CT0002 and IF/00028/2014/CP1215/CT0002; and E.D.M. acknowledges the support by the fellowship SFRH/BPD/76606/2011 funded by FCT (Portugal) and POPH/FSE (EC). V.A. thanks Pedro Figueira for interesting comments.

- ¹ Instituto de Astrofísica e Ciencias do Espaço, Universidade do Porto,
- CAUP, Rua das Estrelas, Portugal, e-mail. vadibekyan@astro up pt
- ² Departamento de Física e Astronomia da Faculdade de Ciências da Universidade do Porto, Portugal
- ¹ Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

Мg/Si МИНЕРАЛОГИЧЕСКОЕ ОТНОШЕНИЕ В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД С ПЛАНЕТАМИ МАЛЫХ МАСС. ПОПРАВКИ НА ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЛТР

В.АДИБЕКЯН¹, У М.ГОНСАТВЕШ ла СИЛВА¹, С.Г.СОУЗА¹, Н.К.САНТУШ^{1,2}, Е.Д.МЕНА¹, А.А.АКОПЯН³

Отношения Mg/Si и Fe/Si являются важными параметрами, которые контролируют состав планет земного типа. В данной работе мы применили поправки на отклонения от локального термодинамического неравновесия (нс-ЛТР) к содержаниям Mg и Si в атмосферах звезд с планетами и без них, с пелью проверить наши предыдущие результаты относительно того, что [Mg/Si] систематически выше в атмосферах звезд с суперземлями по сравнению со звезлами без планет. Наши результаты показывают, что небольшие различия звездных параметров, наблюдаемых в этих двух группах звезд, не являются причиной разнишы в отношении [Mg/Si]. Таким образом, высокое отношение [Mg/Si] у звезд с суперземлями, вероятно, связано с эффективностью формирования этих планет в подобных средах.

Ключсвые слова: планетные системы: распространенность химических элементов: металличность: Галактика

REFERENCES

- 1. G.Gonzalez, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 285, 403, 1997.
- 2. N.C. Santos, G.Israelian, M.Mayor, Astron. Astrophys., 363, 228, 2000.
- 3. D.A.Fischer, J.Valenti, Astrophys. J., 622, 1102, 2005.
- 4. A. Mortier, N.C.Santos, S.Sousa et al., Astron. Astrophys., 551, A112, 2013.
- 5. S.G.Sousa, N.C.Santos, G.Israelian et al., Astron. Astrophys., 533, A141, 2011.
- 6. I.A.Buchhave, D.W.Latham, A.Johansen et al., Nature, 486, 375, 2012.
- 7. L.A.Buchhave, D.W.Latham, Astrophys. J., 808. 187, 2015.
- 8. C.Mordasini, Y.Alibert, W.Benz et al., Astron. Astrophys., 541, A97, 2012,.
- 9. S.Ida, D.N.C.Lin, Astrophys. J., 616, 567, 2004.
- 10. S. Nayakshin, PASA accepted, arXiv:1609.07503, 2016a.
- 11. G.D.Mulders, I.Pascucci, D.Apai et al., Astron. J., accepted, arXiv:1609.05898, 2016.
- 12. B.Courcol, F.Bouchy, M.Deleuil, Mon. Not. Roy. Astron. Soc.. 461, 1841, 2016.
- 13. R.I. Dawson, R.A. Murray-Clay, Astrophys. J., 767, L24, 2013.
- 14 C.Beauge, D.Nesvorny, Astrophys. J., 763, 12, 2013
- 15. V.Z.Adibekyan, P.Figueira, N.C.Santos et al., Astron. Astrophys., 560, A51, 2013.
- 16. V.Adibekyan, P.Figueira, N.C.Santos, Origins of Life and Evolution of Biospheres, 2016.
- 17. G.Gonzalez, C.Laws, S.Tyagi et al., Astron. J., 121, 432, 2001.
- 18. S.E. Robinson, G.Laughlin, P.Bodenheimer et al., Astrophys. J., 643, 484, 2006.
- 19. W.Kang, S.G.Lee, K.M.Kim, Astrophys. J., 736, 87, 2011.
- 20. Y. Takeda, Publ. Astron. Soc. J., 59, 335, 2007.
- 21 E.D.Mena, G.Israelian, J.I.G.Hernandez et al., Astrophys. J., 725, 2349, 2010.
- 22. J.I.G.Hernandez, G.Israelian, N.C.Santos et al., Astrophys. J., 720, 1592, 2010.
- 23. V. Neves, N.C. Santos, S.G. Sousa et al., Astron. Astrophys., 497, 563, 2009.
- 24. V.Z.Adibekyan, S.G.Sousa, N.C.Santos et al., Astron Astrophys., 545. A32, 2012a.

25. M. Haywood, Astron. Astrophys., 482, 673, 2008.

26. M. Haywood, Astrophys. J., 698, 11, 2009.

27. V.Z.Adibekyan, N.C.Santos, S.G.Sousa et al., Astron. Astrophys., 543, A89, 2012c.

28. V.Z.Adibekyan, E.D.Mena, S.G.Sousa et al., Astron. Astrophys., 547, A36, 2012b.

29. O. Grasset, J. Schneider, C. Sotin, Astrophys. J., 693, 722, 2009.

30. J.C. Bond, D.P.O'Brien, D.S.Lauretta, Astrophys. J., 715, 1050, 2010.

31. A. Thiabaud, U. Marboeuf, Y. Alibert et al., Astron. Astrophys., 562, A27, 2014. 32. C. Dorn, A. Khan, K. Heng et al., Astron. Astrophys., 577, A83, 2015.

33. N.C.Santos, V.Adibekyan, C.Mordasini et al., Astron. Astrophys., 580, L13, 2015.

34. V.Adibekyan, N.C.Santos, P.Figueira et al., Astron. Astrophys., 581, L2, 2015.

35. M. Bergemann, R.-P. Kudritzki, M. Wurl et al., Astrophys. J., 764, 115, 2013.

36. M. Bergemann, R.-P. Kudritzki, Z. Gazak et al., Astrophys. J., 804, 113, 2015.

37. M.Tsantaki, S.G.Sousa, V.Z.Adibekyan et al., Astron. Astrophys., 555, A150, 2013.

38. G.Zhao, T.Gehren, Astron. Astrophys., 362, 1077, 2000.

39 J.R.Shi, T.Gehren, G.Zhao, Astron. Astrophys., 534. A103, 2011

40. T.Merle, F.Thevenin, B.Pichon et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 418, 863, 2011.

 A.V.Sukhorukov, N.G.Shchukina, Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 28, 169, 2012.

42. Y.Osorio, P.S.Barklem, Astron. Astrophys., 586, A120, 2016.

43. Y.Osorio, P.S.Barklem, K.Lind et al., Astron. Astrophys., 579, A53, 2015.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

АНАЛИЗ НЕ-ЛТР СОДЕРЖАНИЯ ЛИТИЯ ДЛЯ БОЛЬШОЙ ГРУППЫ F-, G- и К-ГИГАНТОВ И СВЕРХГИГАНТОВ

л.с.любимков, д.в.петров

Поступила 21 февраля 2017 Принята к печати 7 июня 2017

Создан метод изтимерной интернолянии и построена соответствующая компьютерная программа, которая на основе опубликованных расчетов позволяет находить не-ЛТР поправку в содержания лития loge(Li), определенном по линии Li 1 6707.8 Величина Амата определяется по следующим пити параметрам: эффективная температура Т_ ускорение силы тяжести logg, индекс металличности [Fe/H], скорость микротурбулентности V и ЛТР-солержание лития loge(L1). С помощью этой программы получены значения Δ_{stree} и не-ЯТР содержания 1. для 91 одиночного яркого инглита из списка Лебре и др. Объединив эти результаты с данными для 55 пасал из предылушей работы, мы получили не-ЛТР значения loge(L1) для 146 FGK-гигантов и сверхгигантов. Мы подтвердили, что для большинства таких звезд изза отсутствия линии Li в спектре можно оценить лишь верхний предел содержания Li Подтвержден большой разброс значений loge(Li) для звезд с массами M < 6.M. Сравнение нолученных результатов с расчетами звездных моделей нолтверждает уникальную чувствительность содержания лития к начальной скорости вращения V. Обсуждаются гиганты и снерхгиганты с содержаниями loge(L1) = 1.4 ± 0.3, которые, согласно теории, имели скорость вращения И = 0 км/с и уже испытали плубокое конвективное перемещивание. Рассмотрены знезцы, богатые литием (гиганты "Li-rich"), имсющие содержание лития loge(Li) > 2 вилоть до значений, близких к начальному значению loge(Li) = 3.2 ± 0.1. Показано, что часть гигантов "Linch", у которых V = 20 - 50 км/с, находится в согласия с современными зволюционными моделями Для объяснения остальных звеза этого гина, а гакже всех нигантов гина "super Li-nch", не стандартная теория оказывается несостоятельной, приходится прибегать к гипотезе недавнего синтена лития в звелде или к альтернативной гипотезе захвата звездой гигантской планеты.

Ключевые слова: звездные атмосферы: химический состав: вращение звезд: звездная эволюция

1. Введение. Литий, номер три в периодической системе химических элементов, занимает особое место среди всех легких элементов. Несомпенно, он является среди них самым чувствительным индикатором звездной эволюции. В обзоре Любимкова [1] рассмотрены современные данные о содержании лития в атмосферах звезд разных типов на разных стадиях эволюции; там же отмечено, что наблюдаемые содержания этого элемента передко находятся в противоречии с предсказаниями теории.

Современные расчеты моделей звезд с вращением показывают, что уже на первой стадии эволюции, стадии Главной последовательности (ГП), когда в ядре звезды горит водород, содержания некоторых легких элементов в звездной атмосфере могут измениться вследствие перемешивания, индуцированного вращением. В частности, содержание лития может сильно понизиться, если начальная скорость вращения V_0 достаточно велика, точнее V > 50 км/с (см. [1]). Таким образом, величина V_0 при рассмотрении эволюции содержания лития в звездах является столь же важным параметром, как и масса звезды M Мы полтвердим, что литий по чувствительности к V_0 можно считать уникальным элементом (см. ниже).

На стадии ГП звезды с массами M от 3 до $20 M_{\odot}$ наблюдаются как ранние и средние В-звезды. Вследствие высоких эффективных температур таких звезд (T_{\odot} = 15000 - 30000 K), а также низкого потенниала ионизации Li I, линии лития, и прежде всего наиболее сильная резонансная линия Li I 6707.8 Å, в спектрах таких звезд не наблюдается. Эту линию можно наблюдать только у сравнительно холодных звезд с эффективными температурами $T_{\odot} < 8500$ K. Среди таких звезд особый интерес вызывают А-, F-, G- и K-гиганты и сверхгиганты, которые представляют следующую после ГП стадию эволюнии звезд тех же масс $M = 3 - 20 M_{\odot}$. Как известно, на этой стадии возникает глубокое конвективное перемешивание (ГКП), которое может приводить к дополнительным изменениям в содержаниях легких элементов (включая литий), возникших ранее на стадии ГП.

Как ноказано в работе Любимкова и др. [2], где было рассмотрено 55 галактических F- и G-сверхгигантов и ярких гигантов, многие из таких звезд совсем не показывают лития в своих спектрах, а у других содержание лития варьируется в довольно широких пределах. Эти особенности, в целом, находят объяснение в современных расчетах моделей вращающихся звезд. Тем не менее, некоторые проблемы остаются нерешенными. Поэтому расширение списка FGK-гигантов и сверхгигантов, для которых получены достаточно надежные опенки солержания лития loge(Li), представляется актуальным

В связи с проблемой належности опрелеляемых солержаний лития loge(Li) необходимо полчеркнуть, что расчеты линий Li I, в том числе резонансной линии 6707.8 A, вообще говоря, требуют отказа от условия ЛТР (локальное термодинамическое равновесие), т.е. необходим не-ЛТР анализ (non-LTE analysis). В частности, согласно [2], не-ЛТР поправки в величине loge(Li) для холодных гигантов и сверхгигантов могут достигать 0.4 dex. Согласно расчетам Линд и др. [3], эти поправки зависят от гаких параметров звезды как эффективная температура T_{aff} ускорение силы тяжести logg, индекс металличности [*Fe*/*H*], скорость микротурбулентности *V* и сама величина loge(Li).

На рис.1 в качестве иллюстрании к работе [3] показана не-ЛТР поправка Δ_{NLTE} для линии Li 1 6707.8 Å как функция T_{eff} при logg = 2.0 для четырех значений loge(Li). Здесь [Fe/H] = 0 и V_i = 2 км/с. Этот рисунок дает общее
представление о том, какие значения Δ_{NLTE} можно ожидать для FGKгигантов и сверхгигантов, рассматриваемых ниже. Видим, что при температурах $T \ge 6000$ K поправка Δ_{NLTE} мала при всех содержаниях loge(Li), в то время как при $T_{eff} \le 5000$ K она значительна и существенно зависит от loge(Li).



Рис 1. Не-ЛТР поправка Λ_{NLTE} в содержании лития $\log(L_1)$ по линии Li I 6707.8 Å как функция эффективной температуры T_{qr} вычисленная при $\log g = 2$ для значений $\log(L_1) = 1.2$, 1.8, 2.4 и 3.0 (по данным [3]).

В настоящей работе были поставлены две залачи. Так как не-ЛТР расчеты линии Li I 6707.8 Å для конкретных звезд лостаточно трудоемки, нашей первой залачей было упростить такие расчеты; для этого была создана компьютерная программа, позволяющая находить не-ЛТР поправки $\Delta_{\rm NLFF}$ к найденным ЛТР-содержаниям лития loge(Li) путем интерполяции сетки значений $\Delta_{\rm NLTE}$, рассчитанных в [3]. Наша вторая задача состояла в том, чтобы применить эту программу для определения не-ЛТР содержаниям ития ля большой группы FGK-гигантов с известными ЛТР-содержаниями loge(Li). Объединив полученные результаты с данными работы [2] и тем самым существенно расширив список звезд рассматриваемого типа с известными не-ЛТР оценками loge(Li), мы смогли проверить некоторые важные выводы, полученные в [2]. Отметим, что величина loge(Li) дается в стандартной логарифмической шкале, где для водорода принято loge(H) = 12.00.

2. Пятимерная интерполяция не-ЛТР поправок к величине loge(Li). Линд и др. [3] рассчитали не-ЛТР поправки Δ_{NLTE} к ЛТРзначениям loge(Li) для двух линий Li I: резонансной линии 6707.8 Å и субординатной линии 6103.6 Å. Эти поправки зависят от пяти параметров: эффективной температуры *T* ускорения силы тяжести logg, индекса металличности [*Fe/H*], скорости микротурбулентности *V* и ЛТР-солержания лития loge(Li) Расчеты были выполнены в следующих лиапазонах названных параметров: *T* от 4000 до 8000 K; logg от 1.0 ло 5.0; [*Fe/H*] от 3.0 до 0.0; *V* от 1.0 до 5.0 км/с; loge(Li) от -0.3 до 4.2. Из литературы известны отдельные случаи применения поправок [3] при оценке loge(Li) по линии 6707.8 Å для некоторых звезд. Однако для корректного использования данных [3], особенно при не-ЛТР анализе loge(Li) для большой группы звезд, желательно иметь программу, позволяющую на основе данных [3] сразу определять значение Δ_{NLTF} для каждой звезды по ее параметрам *T* logg, [*Fe/H*], *V* и loge(Li). Такая программа LiCOR была создана одним из авторов (ДВП).

Хорошо известны методы линейной интерполяции (для одного параметра); в литературе также можно найти явные соотношения для методов билинейной (по двум параметрам) и трилинейной (по трем параметрам) интерполяции. Наша задача состояла в интерполяции по цяти параметрам, перечисленным выше. Мы использовали известную идею многомерной интерполяции, изложенную, например, в справочнике [4] (раздел 20.5-6). Она состоит в последовательной линейной интерполяции по каждому параметру, при этом остальные параметры фиксированы. Полученные нами интерполяционные соотношения здесь не приводятся по причине их громоздкости. Построенную на основе этих соотношений программу LiCOR, чтобы проконтролировать ее точность, мы применили к звездам, рассмотренным в упомянутой выше работе [2]. Отметим, что содержание лития loge(Li) было определено в [2] по линии Li I 6707.8 Å.

Для многих звезд в [2] удалось оценить только верхний предел величины loge(Li), так как линия Li I 6707.8 Å в их спектрах отсутствует. Однако для 11 сверхгигантов и гигантов классов от F5 до K0 были получены точные значения loge(Li), как при ЛТР, так и не-ЛТР (см. табл.1 в [2]). Таким образом, для этих 11 звезд известны не-ЛТР поправки $\Lambda_{\rm NLTF}$, найденные в [2] на основе прямых не-ЛТР расчетов. Интересно сравнить значения $\Delta_{\rm NLTF}$, полученные для этих звезд в [2], с результатами вычислений по программе LiCOR. На рис.2а поправки $\Lambda_{\rm NLTF}$ представлены как функция эффективной температуры $T_{\rm eff}$ зпесь заполненные кружки соответствуют данным из работы [2], а крестики - значениям $\Lambda_{\rm NLTF}$, полученным для тех же 11 звезд с помощью LiCOR (при этом были использованы те же параметры $T_{\rm ologe}$, [Fe/H], V_i и loge(Li), что и в [2]).

На рис.2а отчетливо вилен тренд величины Δ_{NLTE} с температурой T_{eff} -чем ниже T_{eff} тем в среднем больше поправка Δ_{NLTE} В целом на рисунке лля сверхгигантов и ярких гигантов в диапазоне T_{eff} от 4400 до 6600 К

наблюдается хорошее согласие между поправками Δ_{NLTE} , найденными по программе LICOR и с помощью не-ЛТР расчетов в работе [2]. Для большинства рассмотренных звезд (9 из 11) разница между значениями Δ_{NLTE} ,



Рис 2 Сравнение а) не-ЛТР поправок $\Delta_{_{\rm NLTB}}$ и b) не-ЛТР содержаний лития loge(L1) для II-ти сверхгигантов и гигантов по данным двух работ: зачерненные кружки [2], крестики - настоящая работа.

нолученными независимо в двух работах, очень мала; она варьируется от +0.03 до -0.02 dex (в среднем +0.01 dex). Столь небольшие расхождения вполне можно принисать погрешностям интерполяции. Только для двух звезд разница больше: -0.09 dex для HD 17905 и +0.11 dex для HR 8313 (они отмечены на рис.2).

Из многолетнего опыта не-ЛТР вычислений для разных химических элементов хорошо известно, что данные разных авторов для линий олних и тех же атомов или ионов могут заметно различаться. Это объясняется различиями в метолике не-ЛТР расчетов, а также в применяемых моделях атмосфер. Линд и др. [3] сравнили свои результаты для лития с данными других авторов и пришли к выводу, что разница в не-ЛТР поправках достигает 0.20 dex. В частности, как следует из [3], вследствие указанных выше причин ожидаемая разница в $\Delta_{\rm NLTE}$ между данными работы [2] и данными LiCOR, основанными на работе [3], может достигать 0.12 dex. Таким образом, лаже в случае звезд HD 17905 и HR 8313, для которых выше были отмечены самые большие несоответствия в значениях $\Delta_{\rm NLTE}$ (около ±0.10 dex), указанные несоответствия в влачениях $\Delta_{\rm NLTE}$ (около ± методике не-ЛТР расчетов и в моделях атмосфер.

Обсуждая точность поправок Δ_{NLTE} , найденных нами по программе LiCOR, следует отметить, что данные [3], на которых основана эта программа, получены с помощью более совершенной не-ЛТР методики, чем в работе [2]. В частности, в [3], в отличие от [2], были учтены неупругие столкновения с атомами водорода. Кроме того, примененные в [3] модели атмосфер, рассчитанные по современной версии программы MARCS, по-видимому, являются более точными по сравнению с моделями, использованными в [2]. Все это позволяет предположить, что поправки Δ_{NLTE} , полученные с помощью LiCOR, имеют более высокую точность, чем Δ_{NLTE} в работе [2].

Как видно из рис.2b, если вместо зависимости Λ_{NLTE} от $T_{q\bar{q}}$ рассматривать зависимость от T самих не-ЛТР содержаний loge(Li), разница между двумя системами поправок Δ_{NLTE} оказывается в пределах опшбок определения величин loge(Li). Этот вывод справедлив даже в случае звезд HD 17905 и HR 8313 (бары опшбок на рис.2b соответствуют данным [2]). Мы приходим к заключению, что расчеты Δ_{NLTE} по программе LiCOR обеспечивают вполне приемлемую точность при исследовании не-ЛТР содержания Li для достаточно больших групп звезд.

Тестовые расчеты по программе LiCOR были проведены нами также для холодного К-гиганта HD 77361, интересного тем, что он принадлежит к редкому типу "super Li-rich giant". В работе [5] для этой звезды были найдены следующие параметры: $T_{gf} = 4370$ K, $\log g = 2.30$, |Fe/H| = -0.01, V = 1.1 км/с и ЛТР-содержание лития $\log e(Li) = 3.80$ (по линии 6707.8 Å). С помощью LiCOR получаем для этих нараметров не-ЛТР поправку $\Delta_{NLTE} = -0.19$, которая отличается от значения $\Delta_{NLTE} = -0.11$, найденного в [5], на -0.08 dex.

3. Определение не-ЛТР значений logs(Li) для ярких гигантов из списка Лебре и др. [6]. Как уже отмечалось, в работе [2] был выполнен не-ЛТР анализ содержания лития в атмосферах 55 F- и G-звезд классов светимости I и II. Полученные для них содержания logs(Li), а также их последующие сравнения с предсказаниями геории привели к ряду интересных выводов. Возможность значительного расширения списка знезд этого типа дает работа Лебре и др. [6]. В ней были найлены ЛТР-содержания лития (по линии Li 1 6707.8 Å) для 145 F-, G- и К-ярких гигантов (класс светимости II и отчасти II-III). Существенно, что в списке [6] присутствуют как одиночные, так и спектрально-двойные звезды. Чтобы применить к этим звездам нашу программу LiCOR, сначала проведем отбор звезд, подходящих для последующего анализа.

Мы исключили из списка [6] спектрально-двойные звезды; отметим, что в [2] двойные звезды тоже не рассматривались. Важно, что корректный анализ двойных систем требует индивидуального определения параметров каждого компонента, включая T logg, M и содержания лития loge(Li). Примером такого анализа может служить исследование двойной звезды і Ред [7], где компоненты A и B показали разное, но высокое содержание Li (если учесть небольшие не-ЛТР поправки, найденные с помощью LiCOR, содержание Li составляет loge(Li) = 3.17 и 2.59 для A и B, соответственно). Поскольку в [6] двойные звезды анализировались как одиночные и для них были получены некие средние значения указанных параметров, они были исключены из рассмотрения.

Мы исключили из рассмотрения также самые маломассивные звезды с массами $M < 1M_{\odot}$, для которых использованные нами эволюционные треки не могли дать надежной оценки M (см. ниже). В результате в списке [6] мы оставили 91 одиночную звезду, пригодную для дальнейшего анализа.

Как отмечено выше, для применения программы LiCOR необходимо знать следующие входные параметры: $T_{eff} \log g$, |Fe/H|, V_i и ЛТР-содержание лития $\log (Li)$. Значения T_{eff} и $\log g$ для ряда звезд в [6] были взяты из литературы. Когда такие данные отсутствовали, эффективная температура в [6] была определена по фотометрическому индексу (B - V), а для ускорения силы тяжести было принято значение $\log g = 2.0$. Кроме того, для части таких звезд было принято уначение $\log g = 2.0$. Кроме того, для части таких звезд было принято V = 2 км/с u [Fe/H] = 0.0. Таким образом, для некоторой части звезд в [6] были заданы приближенные параметры $\log g = 2.0$, V = 2 км/с u [Fe/H] = 0.0. Необходимо опенить, как это могло повлиять на определяемое содержание лития.

Относительно индекса металличности [Fe/H] можно сказать, что для большинства звезд в [6] этот параметр действительно близок к нулю; он варьируется в диапазоне от +0.5 до -0.5 dex (см. табл.1 в [6]). Значение параметра микротурбулентности V = 2 км/с для ярких гигантов (класс светимости II), возможно, немного занижено. Согласно работе [8], гле было выполнено аккуратное определение фундаментальных параметров для 63 галактических сверхгигантов и ярких гигантов (эти данные были использованы в [2]), значения V_i для звезд класса светимости II лежат преимущественно в диапазоне $V_i \approx 2.5 - 3.5$ км/с. Однако возможное небольшое занижение V в [6], согласно нашей оценке, не могло оказать значительного влияния на определение loge(L1).

Что касается значения $\log g = 2.0$, то оно лостаточно хорошо соответствует F- и G-звезлам класса светимости II; согласно той же работе [8], для них характерны значения $\log g = 2.0 - 2.5$. К счастью, опрелеляемое солержание лития $\log c(L_1)$ малочувствительно к ошибкам в параметре $\log g$. поэтому замена точного значения $\log g$ на $\log g = 2.0$ не могла оказать существенного влияния на определение солержания лития в [6]. Очень слабую чувствительность солержания лития к $\log g$ полтверждают, например, расчеты [3], из которых следует, что изменение $\log g$ на 1.0 dex (от 2.0 до 3.0) меняет эквивалентную ширину W линии Li I 6707.8 Å всего лишь на несколько процентов. Соответствующее изменение в солержании лития $\log c(L_1)$ составляет только 0.02-0.03 dex. Намного чувствительней величина W к вариациям эффективной температуры T_{eff} изменение T_{eff} на 100 К может изменить W на 50-60%.

Параметры T_{eff} и logg из работы [6] необходимы не только для определения поправок Δ_{NLT} в содержании лития для 91 отобранной нами из [6] звезды, но и для определения масс M этих звезд. Чтобы оценить M, мы использовали те же эволюционные греки [9], что и в работах [2] и [8]. На рис.3 в плоскости T_{eff} - logg представлена эволюционная диаграмма, где наряду с положениями исследуемых звезд (крестики) показан рял треков [9],



Рис 3. Положение 91-й звезлы, отобранной из списка Лебре и др. [6], на плоскости Т_и-logg Показан ряд эволюционных треков [9]

366

рассчитанных для масс M от 0.8 до 16 M_{\odot} (здесь M_{\odot} - масса Солнца). Как отмечено выше, треки [9] позволяют оценить M только для звеза с $M \ge 1 M_{\odot}$.

С помощью программы LiCOR мы нашли не-ЛТР поправку Δ_{NLTE} для 91 отобранной звезды. На рис.4 полученные значения Δ_{NLTE} представлены в зависимости от эффективной температуры 7. Здесь хорошо виден тренд величины с уменьшением 7. если при $T_{\text{сс}} = 6000 - 7000$ К поправка Δ_{NLTE} близка к нулю, то при понижении 7. она растет и достигает 0.3-0.4 dex для наиболее холодных звезд с $T_{\text{сс}} = 4100 - 4500$ К. Наличие такого тренда уже было отмечено при обсуждении рис.2а.



Рис.4. Поправки , вычисленные для 91-й звезды из списка [6], в зависимости от эффективной температуры T_о Открытые кружки соответствуют точным значениям loge(L1), крестики - верхним пределам величины loge(L1)

При сравнении с рис.1 может возникнуть вопрос, почему на рис.4 при низких температурах T_{eff} не наблюдается разброс значений $\Delta_{\rm M,TE}$, связанный с различиями в содержаниях лития $\log \epsilon$ (Li). Ответ состоит в том, что в интервале $T_{\rm M}$ межлу 4000 и 5500 K все отобранные из [6] звезды имеют низкие π TP-содержания $\log \epsilon$ (Li)<1.5, которым, согласно рис.1, соответствуют сравнительно высокие значения $\Delta_{\rm NLTE}$.

Использовав найденные поправки Δ_{NLTE} , мы нашли не-ЛТР солержание лития loge(L1) для 91 отобранной звезды. Следует вновь отметить, как и в [1], тот важный факт, что в спектрах большинства FGK-гигантов и сверхгигантов линия Li I 6707.8 Å отсутствует, поэтому для таких звезд можно оценить лишь верхний предел содержания лития loge(L1). В частности, из 91 объекта, представленного на рис.4, для 63 звезд (69%) данные [6] позволяют указать только верхний предел содержания Li (крестики), а точная оценка loge(Li) получена для 28 звезд (31%) (открытые кружки).

4. Анализ не-ЛТР содержаний лития для 146 FGK-гигантов и сверхгигантов. Полученные выше не-ЛТР содержания Li для 91-й FGK-звезды классов светимости II и II-III, объединенные с содержаниями Li из работы [2] для 55 звезд классов светимости I, II и отчасти III, дают в сумме достаточно интересную основу для анализа содержания лития у 146 FGK-гигантов и сверхгигантов. На рис.5 не-ЛТР значения loge(Li) для этих звезд представлены как функция массы *M*, важнейшего параметра с точки зрения звездной эволюции. В случае лития, как отмечено во *Введении*, столь же важным параметром может быть начальная скорость вращения V_0 . (Заметим, что рис.5 является расширенным вариантом рис.7 в [2]).



Рис.5. Не-ЛТР содержание лития как функция массы Заполненные начки соответствуют данным для 91-й звезды, полученным в настоящей работе, открытые начки – данным для 55-ти звезд из работы [2] Кружки - гочные значения loge(L1), треугольники - верхние пределы loge(L1). Сплошная линия - предсказание теории для холодных гигантов с $V_{3} = 0$ км/с после ГКП, штриховая линия - то же для гигантов с = 50 км/с

Один из главных результатов, полученных в [2], состоял в том, что и ланные наблюдений и расчеты звездных моделей показывают, что имеются принципиальные различия в поведении величины $\log(L_1)$ у звезд с массами $M \le 6M_{\odot}$ и $M > 6M_{\odot}$. Для 91 звезды, рассмотренной в настоящей работе, мы получили массы M в интервале от 1.2 до $6.2M_{\odot}$. Таким образом, практически все эти звезды, представленные на рис.5 заполненными значками (кружки и греугольники), попадают в область $M \le 6M_{\odot}$. Как и для звезд

из сниска [2] (открытые кружки и треугольники на рис.5), для них наблюдаются значительные вариации величины $\log_{\epsilon}(L_1)$, начиная со значений, близких к начальному содержанию $\log_{\epsilon}(L_1) = 3.2 \pm 0.1$ [1], и до полного отсутствия признаков лития в спектрах многих звезд. Как отмечено выше, для 63 звезд из 91 удалось оценить только верхний предел величины $\log_{\epsilon}(L_1)$, а для 28-ми звезд получено точное значение $\log_{\epsilon}(L_1)$.

Особый интерес на рис.5 представляют звезды с высоким содержанием лития $\log\epsilon(\text{Li}) \ge 2.0$, которые относят к типу "Li-rich". Известно, что звезды этого типа составляют малую часть всех FGK-гигантов и сверхгигантов (см. [1]), и это обстоятельство приволит к предположению о краткой продолжительности данной фазы эволюции. Отметим важный факт, обнаруженный в [2]: все гиганты типа "Li-rich" имеют массы $M < 6M_{\odot}$.

Из 91 исследованной нами звезды пять принадлежат к типу "Li-rich". Их нараметры приведены в табл.1. По параллаксам π , взятым из базы данных SIMBAD (http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-fid), мы нашли для них расстояние $d = 1/\pi$. Как видно из табл.1, величина d варьируется в пределах от 39 до 160 пк. т.е. это достаточно близкие звезды. Параметры I logg и Vsini в табл.1 взяты из работы Лебре и др. [6]. Массы M и не-ЛТР содержания лития loge(Li) в табл.1 получены нами.

Таблица І

HD	m _y , mag	π, mas	d, нк	T _{st} /logg [6]	Vsin <i>i</i> , км/с	M/M _o	logɛ(Li)
65228	4.20	6.25±0.23	160	5600/3.0	14	2.7	2.16
186155	5.07	20.15±0.16	50	6000/3.0	59	2.9	2.97
204509	6.63	9.52±0.91	105	6700/3.0	19	3.1	2.88
216756	5.91	25.63±0.34	39	6800/3.7	12	1.9	3.05
218043	6.78	15.51±0.45	64	6800/3.0	20	3.1	2.49

ПАРАМЕТРЫ ПЯТИ ГИГАНТОВ ТИПА "Li-rich" ИЗ СПИСКА ЛЕБРЕ И ДР. [6]

Интересно, что олин из этих гигантов, HD 65228 (HR 3102), был исслелован в работе [2]. В табл.2 мы сравнили параметры этой звезды по данным [2] и [6]. Видим, что при кажушемся хорошем согласии в значениях T_{eff} (разница=90К) имеет место заметное расхождение в величине logg, составляющее около 0.8 dex. Как уже отмечалось, определяемое содержание лития loge(Li) чувствительно к вариациям *Г* а от logg зависит слабо. По нашей оценке различие в 0.8 dex в значениях logg могло изменить loge(Li) только на 0.02 dex. Согласно табл.2, найденное в [2] содержание loge(Li) отличается от полученного в данной работе на 0.17 dex (интересно, что не-ЛТР поправка в

Таблица 2

СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗДЫ HD 65228 (HR 3102) ПО ДАННЫМ ДВУХ РАБОТ

T _{eff}	logg [Fe/H] Vsini, KM/C		Vsinı, км/с	logi ЛТР	е(L1) нс-ЛТР	Литература		
5690	2.17	0.11	12	2.27	2.33	[2]		
5600	3.00	0.00	14	2.10	2.16	[6]		

· Не-ЛТР значение loge(L1), наяденное в настоящей работе.

обоих случаях одинакова: $\Delta_{\text{NLTE}} = 0.06$ dex). Наша оценка показала, что такое расхождение объясняется в основном как раз отмеченной выше разницей 90 К в значениях T_{exc}

Пример гиганта HD 65228 интересен также тем, что для него были найдены следующие аномалии в содержаниях углерода и азота (относительно солнечных содержаний): дефицит углерода [C/Fe] = -0.24, избыток азота [N/Fe] = 0.41 и повышенное отношение [N/C] = 0.65 [10]. Такие аномалии С и N характерны для гигантов, процедших фазу глубокого конвективного переменивания (ГКП), но в этом случае весь литий должен был бы выгореть. Высокое значение $\log(L_1) = 2.3$ у HD 65228 в сочетании с аномалиями С и N приводит к предположению о недавнем синтезе лития (см. ниже).

Как указано в [2], расчеты звездных моделей без вращения ($V_0 = 0$ км/с) дают для FGK-сверхгигантов с массами $M = 2 - 6M_{\odot}$, прошелних фазу ГКП, атмосферное содержание лития, близкое в среднем к loge(Li)=1.4 (сплошная линия на рис.5). Такими объектами на рис.5 могут быть звезды, попадающие в полосу loge(Li)=1.4 ± 0.3, т.е. с loge(Li)=1.1-1.7 (с учетом возможных ошибок в значениях loge(Li). Вилим, что для объектов с массами $M \le 6M_{\odot}$ в эту полосу в дополнение к 10-ти звездам из работы [2] (открытые кружки) попадает еще 11 звезд из числа вновь исследованных (заполненные кружки). Всего получается 21 звезда, что составляет заметную долю (14%) от общего числа (146 звезд).

Определение не-ЛТР содержания Li, выполненное в настоящей работе для группы FGK-гигантов, состоящей из 91 звезды, не добавило новых (по отношению к [2]) данных для объектов с массами $M > 6M_{\odot}$. Поэтому мы лишь кратко напомним основные выводы работы [2] относительно таких объектов. Согласно предсказаниям теории, звезды с $M > 6M_{\odot}$ должны приходить в сталию FGK-гиганта (сверхгиганта) с очень низким содержанием Li, которое не может быть детектировано. Это относится даже к звездам без вращения ($V_0 = 0 \text{ км/с}$), у которых содержание Li резко надает вскоре после выхода из

стадии ГП Данные [2] и рис.5 в основном подтверждают такое предсказание: большинство звезд с $M > 6M_{\odot}$ не показывает лития в своих спектрах. Исключением являются два холодных сверхгиганта – HR 461 (K0 Ia) и HR 8313 (G5 Ib) (отмечены на рис.5), которые заслуживают отдельного внимания.

Для объяснения этих двух звезд возможны два варианта. С одной стороны, учитывая их низкие температуры T (4430 и 4910 K, соответственно), можно предноложить, что они уже прошли фазу ГКП. Примечательно, что найденные для них содержания лития (1.3 и 1.5, соответственно) очень близки к величине **осс**(L) = 1.4, предсказанной после ГКП для моделей с V = 0 км/с и с массами $M \le 6M_{\odot}$ (см. выше). Возникает предположение, что предсказания теории при $M > 6M_{\odot}$ не вполне корректны. С другой стороны, если расчеты при $M > 6M_{\odot}$ верны, остается предположить, что в этих звездах недавно произошел синтез лития.

5. Начальная скорость вращения V_0 и содержание лития. Расчеты звездных моделей с врашением показывают, что содержание лития очень чувствительно к начальной скорости врашения V. В связи с этим возникает вопрос: какие начальные скорости V наблюдаются у FGK-гигантов и сверхгигантов в реальности? Следуя [1], напомним, что предшественниками таких звезд с массами $M = 3 - 20 M_{\odot}$ являются ранние В-звезды ГП. В [11] получено, что максимум в распределении наблюдаемых скоростей врашения $V_{\rm Sini}$ у карликов ГП классов ВО-В2 приходится на интервад 0-20 км/с, хотя весь диапазон значений $V_{\rm Sini}$ простирается до – 400 км/с. Близкий результат ранее был получен в [12]: максимум в распределении $V_{\rm Sini}$ у ранних В-звезд ГП приходится на интервад 0-50 км/с. Таким образом, наблюдаемые скорости вращения у ранних В-звезд ГП, предшественников рассматриваемых гигантов и сверхгитантов, дают основание для вывода, что у большинства из них начальная скорость вращения V_0 была мала.

Дополнительным подтверждением этого могут служить результаты, полученные недавно в [13], где проанализировано отношение N/O в атмосферах 46 ранних В-звезд ГП. Величину N/O можно рассматривать как один из индикаторов звездной эволюции. В [13] показано, что для большинства рассмотренных звезд она не изменилась в процессе эволюции на ГП (то есть $[N/O] \approx 0$). Отсюда был сделан вывод, что эти звезды имели малую величину V_0 . Строго говоря, из сравнения с молелями вращающихся звезд следует, что у них $V_0 \le 100$ км/c. Только при $V_0 = 200-300$ км/с наблюдаются повышенные значения [N/O] = 0.4 - 0.8 в конце стадии ГП, но таких звезд мало [13].

Содержания C, N и O, а также их отношения (в частности, N/O) меняются в процессе эволюции, однако эти изменения не столь чувствительны к начальной скорости вращения V_{0} , как содержание лития. Как отмечено в [1]. например, при $V_0 = 100$ км/с к концу стадии ГП содержания С и N в атмосфере практически не меняются, в то же время содержание Li падает на несколько порядков и, следовательно, становится необнаружимым. Даже при скорости $V_0 = 50$ км/с содержание Li в атмосферах звезд с массами 2 и $4M_{\odot}$ к концу ГП должно понизиться на 0.6 и 1.1 dex, что соответствует содержаниям loge(Li) = 2.6 и 2.1. После перехода в стадию холодного гиганта и после ГКП содержание Li при $V_0 = 50$ км/с становится столь малым (loge(Li) < 1), что его грудно детектировать (см. штриховую линию на рис.5). Без сомнения, литий демонстрирует уникальную чувствительность к величине V_0 .

Из сказанного ясно, что случай $V_0 = 0$ км/с для звезд рассматриваемого типа представляет особый интерес. Возможна ситуация, когда при $V_0 = 0$ км/с FGK-сверхгигант (гигант) с $M = 2 - 6M_{\odot}$ еще не прошел фазу ГКП; расчеты звездных моделей показывают, что для этого необходимо условие $T_{st} > 5900$ К В этом случае звезда, хотя и находится на достаточно продвинутой стадии эволюции, должна сохранить начальное содержание лития $\log (\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$.

Звезды со значениями loge(L1), близкими к 3.2, действительно наблюдаются на рис.5. Три таких звезды представлены в табл.1; это звезды HD 186155, 204509 и 216756, у которых loge(Li) = 2.88 - 3.05. В работе [2] были исследованы две звезды, HD 17905 и HR 7008, с содержаниями loge(Li) = 3.18 и 3.07, особенно близкими к начальному значению loge(Li) = 3.2. Там же были рассмотрены еще две звезды, HR 1298 и HR 2936 с loge(Li) = 2.76 и 2.88. Все эти звезды - F-гиганты с эффективными температурами $T_{eff} > 6000$ К. Поскольку у них $T_{eff} > 5900$ К, вполне возможно, что они еще не достигли фазы ГКП (альтернатива - возвращение в область повышенных температур по известной цетле "red-blue-red", см. [2]). Если они начинали свою эволюцию с малой скоростью вращения $V_0 \approx 0$ км/с, тогда, согласно теории, они должны были сохранить в атмосфере исходное солержание лития.

Случай V = 0 км/с имеет прямое отношение также к тем гигантам, которые уже пропили фазу ГКП Как отмечено выше, для таких звезд теория предсказывает содержание лития $\log c(Li) = 1.4$. Напомним, что на рис.5 имеется 21 звезда в группе $M \le 6M_{\odot}$ с содержаниями $\log c(Li) = 1.4 \pm 0.3$. Нельзя исключить, что тог же сценарий подходит и для двух сверхгигантов из группы $M > 6M_{\odot}$, именно HR 461 и HR 8313, так как их содержания лития тоже близки к $\log c(Li) = 1.4$ (см. выше).

6. О происхождении гигантов, богатых литием. Как уже отмечалось, особый интерес привлекают холодные гиганты и сверхгиганты, богатые литием (Li-rich giants), у которых loge(Li)≥2. В литературе встречается высказывание, что все гиганты типа "Li-rich" представляют загалку для станлартной теории звездной эволюции. Однако можно предположить, что какая-то часть этих звезд все-таки находит объяснение в современных расчетах моделей звезд.

Из предылущего раздела следует, что для FGK-гигантов и сверхгигантов достаточно часто имеет место случай $V_0 \approx 0$ км/с. Как отмечено выше, звезды с $V_0 \approx 0$ км/с, если они еще не достигли фазы ГКП, могут наблюдаться как гиганты типа "Li-rich" с содержаниями лития вплоть до исходной величины loge(Li) = 3.2. Такой сценарий появления гигантов "Li-rich" может работать в лиапазоне значений V_0 от 0 до 50 км/с (см. выше). Следовательно, современные эволюционные модели звезд могут объяснить частично существование гигантов типа "Li-rich", если они имели малые начальные скорости вращения $V_0 \approx 0 - 50$ км/с. Иначе говоря, часть гигантов "Li-rich" является вполне объяснимой с точки зрения современной теории звездной эволюции.

Однако теория оказывается несостоятельной для звезд с $V \approx 0-50$ км/с, которые уже прошли фазу ГКП (содержание Li после ГКП становится слишком низким, см. сплошную и штриховую линии на рис.5). Тем более теория не может объяснить происхождение гигантов "Li-rich", если V = 100 км/с и выше. Здесь следует отметить, что многие гиганты "Li-rich" действительно прошли фазу ГКП; об этом свидетельствует низкое отношение изотопов углерода 12 С/ 11 С у этих звезд (см. [1]). Можно снова напомнить пример гиганта HD 65228 (HR 3102) из табл.1, у которого были найдены аномалии в содержаниях С и N, свидетельствующие, что эта богатая литием звезда уже процела фазу ГКП, во время которой весь литий должен был выгореть.

Совершенно невозможно объяснить с точки зрения стандартной теории происхождение гигантов, сверхбогатых литием ("super Li-rich giants"), у которых содержание Li существенно превышает начальное значение loge(Li) = 3.2. Примером звезды гипа "super Li-rich" является отмеченный выше холодный гигант HD 77361 (HR 3597), который, согласно [5], имеет высокое содержание лития $loge(Li) = 3.75 \pm 0.11$, найденное не по одной, а по трем линиям Li 1: по сильной резонансной линии 6707.8 Å и более слабым субординатным линиям 6103.6 и 8126.4 Å. У этой звезды обнаружено низкое отношение изотопов углерода ${}^{12}C/{}^{13}C = 4$ [14] (напомним, что у Солина ${}^{12}C/{}^{13}C = 89$), которое свидетельствует, что звезда прошла фазу ГКП, во время которой весь литий должен был выгореть.

Несостоятельность теории во всех отмеченных случаях заставляет искать иные объяснения высоким содержаниям лития. В настоящее время в литературе рассмагриваются две гипотезы, призванные объяснить феномен звезд гипа "Li-rich" и "super Li-rich" (см. [1]). В первой гипотезе для объяснения предлагается недавний синтез лития внутри звезды. В другой, привлекается внешний фактор: поглощение звездой планеты-гиганта типа Юпитера или коричневого карлика. Вторая гипотеза, кроме высокого содержания Li, повидимому, может объяснить еще один интересный факт: неожиланно большие скорости вращения (до 100 км/с) у ряла звезд типа "Li-rich", совершенно нетипичные для холодных гигантов [1].

Обе эти гипотезы активно обсужлаются в современной литературе. В отношении каждой из них выдвигаются аргументы "за" и "против", однако в нашу задачу не входит их детальное обсуждение. Из недавних работ можно отметить исследование [15], интересное расчетами в полтверждение захвата планеты. Альтернативная гипотеза, синтез лития внутри звезды, обсуждается в работе [16], причем с несколько неожиданной стороны - в связи с возможным образованием органических молекул в оболочке вокруг гиганта типа "Li-rich".

7. Заключение. Подволя итоги, отметим основные результаты настоящей работы.

Создан метод пятимерной интерполяции и построена соответствующая компьютерная программа LiCOR, которая на основе расчетов [3] позволяет находить не-ЛТР поправку Δ_{NLTE} в содержании лития loge(Li) для линии Li I 6707.8 по следующим пяти параметрам: эффективная температура *Г*ускорение силы тяжести logg, индекс металличности [*Fe*/*H*], скорость микрогурбулентности *V*_i и ЛТР-содержание лития loge(Li). Сравнение с детальными не-ЛТР расчетами для ряда звезд подтвердило достаточно высокую точность этого метода.

С помощью программы LiCOR определены значения Δ_{NLTE} , а также не-ЛТР содержания Li для 91одиночного яркого гиганта, отобранного из списка Лебре и др. [6]. Объединив эти результаты с данными для 55 звезд из работы [2]. мы получили не-ЛТР значения loge(Li) для 146 FGK-гигантов и сверхгигантов, что послужило основой для проверки и подтверждения выводов, полученных в [2]

Полтвержден большой разброс значений $\log \varepsilon(\text{Li})$ для звезд с массами $M \le 6 M_{\odot}$, начиная со значений, близких к начальному содержанию $\log \varepsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$, и до полного отсутствия признаков лития. Для большинства рассмотренных звезд из-за отсутствия линии Li в спектре можно оценить лишь верхний предел содержания Li. Эти результаты в целом согласуются с современными моделями вращающихся звезд.

Обсуждая зависимость содержаний loge(Li) от начальной скорости врашения V мы полтвердили, что литий демонстрирует уникальную чувствительность к V Отмечено, что большинство рассмотренных звезд, будучи на стадии ГП ранними В-звездами, имело малую скорость вращения V – 0 км/с, что могло сыграть решающую роль в их эволюции, в том числе и в эволюции содержания лития. Показано, что случай V = 0 км/с имеет прямое отношение к гигантам и сверхгигантам с солержаниями $\log \varepsilon (\text{Li}) = 1.4 \pm 0.3$, которые составляют заметную лолю исследованных звезд. Согласно теории, они имели $V_0 = 0$ км/с и уже испытали глубокое конвективное перемешивание.

Обсуждаются гиганты, богатые литием (тип "Li-rich"), которые имеют содержание лития $loge(Li) \ge 2$ вплоть до значений, близких к начальному значению $loge(Li) = 3.2 \pm 0.1$ и лаже выше (тип "super Li-rich"). Показано, что часть гигантов "Li-rich", у которых $V_0 \approx 0$ км/с, могут быть согласованы с современными эволюционными моделями. Для остальных звезд типа "Lirich" и всех звезд типа "super Li-rich", где стандартная теория оказывается несостоятельной, приходится прибегать к гипотезе недавнего синтеза лития в звезде или к альтернативной гипотезе захвата звездой гигантской планеты типа Юпитера или коричневого карлика.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН. Россия e-mail: lyub@craocrimea.ru

ANALISYS OF THE NON-LTE LITHIUM ABUNDANCE FOR A LARGE SAMPLE OF F-, G- AND K-TYPE GIANTS AND SUPERGIANTS

L.S.LYUBIMKOV, D.V.PETROV

Five-dimensional interpolation method is created and the corresponding computer code is constructed, which on the basis of published calculations allows to find the non-LTE correction Δ_{NLTE} in the lithium abundance $\log_{\epsilon}(\text{Li})$ derived from the Li 1 6707.8 Å line. The Δ_{NLTE} value is determined by the following five parameters: the effective temperature T_{eff} surface gravity acceleration logg, metallicity index |Fe/H|, microturbulent velocity V_i and LTE lithium abundance $\log_{\epsilon}(\text{Li})$. With this code the Δ_{NLTE} values and the non-LTE Li abundances are obtained for 91 single bright giants from Lebre et al.'s list. Combining these results with data for 55 stars from previous work, we got the non-LTE $\log_{\epsilon}(\text{Li})$ values for 146 FGK giants and supergiants. We have confirmed that for the majority of such stars only the upper Li limit can be evaluated due to the lack of the Li line in a spectrum. Large spread of the $\log_{\epsilon}(\text{Li})$ values for the stars with masses $M \le 6M_{\odot}$ is confirmed. Comparison of the results with computations of stellar models confirms the unique sensitivity of the lithium abundance to the initial rotational velocity V_{o} . Giants and supergiants with abundances $\log_{\epsilon}(\text{Li}) = 1.4 \pm 0.3$ are discussed, which, according to the theory, had the rotational velocity $V_0 = 0$ km/s and have already experienced a deep convective mixing. The Li-rich giants are considered, which have the lithium abundance $\log \varepsilon(\text{Li}) \ge 2$ up to values close to the initial value $\log \varepsilon(\text{Li}) = 3.2 \pm 0.1$. It has been shown that some of the Li-rich giants, having $1 \approx 0-50$ km/s, are in accordance with current evolutionary models. For explanation of other stars of this type, as well as all super Li-rich giants, where the standard theory seems to be untenable, it is necessary to use the hypothesis of a recent lithium synthesis in the star or the alternative hypothesis of a giant planet engulfing by the star.

Key words: stellar atmospheres: chemical composition: rotation of stars: stellar evolution

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Л.С.Любимков, Астрофизика, 59, 459, 2016, (Astrophysics, 59, 411, 2016).
- L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, B.M.Kaminsky et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 427, 11, 2012.
- 3. K.Lind, M.Asplund, P.S.Barklem, Astron. Astrophys., 503, 541, 2009.
- 4. Г.Корн, Т.Корн, Справочник по математике для научных работников и инженеров, М., Наука, 1970. (G.A.Korn, T.M.Korn, Mathematical Handbook for Scientists and Engineers. New York, McGraw-Hill Book Company, 1961).
- 5. Л.С.Любимков, Б.М.Каминский, В.Г.Метлов и др., Письма в Астрон. ж., 41, 872, 2015, (Astron. Lett., 41, 809, 2015).
- 6. A.Lebre, P. de Laverny, J.D. do Nascimento et al., Astron. Astrophys., 450, 1173, 2006.
- 7. Л.С.Любимков, Н.С.Полосухина, С.И.Ростопчин, Астрофизика, 34, 149, 1991, (Astrophysics, 34, 65, 1991).
- L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, S.I.Rostopchin et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 402, 1369, 2010.
- 9. A. Claret, Astron. Astrophys., 424, 919, 2004.
- 10. L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, S.A.Korotin et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 446, 3447, 2015.
- 11. S.Simon Diaz, A.Herrero, Astron. Astrophys., 562, A135, 2014.
- 12. G.A. Bragança, S. Daflon, K. Cunha et al., Astron. J., 144. 130, 2012.
- 13 Л.С.Любимков. Астрофизика, 59, 519, 2016, (Astrophysics, 59, 461, 2016).
- 14. Y.B. Kumar, B.E. Reddy, Astrophys. J., 703, L46, 2009.
- 15 C.Aguilera-Gomez, J.Chaname, M II.Pinsonneault et al., Astrophys. J., 829, 127, 2016.
- 16 R. de la Reza, N.A. Drake, I. Oliveira et al., Astrophys. J., 806. 86, 2015.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ SNO 76 И RCW 105

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН Поступила 30 ноября 2016 Принята к печати 7 июня 2017

Рассмотрены две области звездообразования, расположенные на южном небе Первая из них, SNO 76, состоит из звезд, образующих систему типа транении, а также из ИК звезд и звезд с пылевыми оболочками. С одной из указанных звезд связана кометарная туманность Эта звезда является переменной с амплитудой 3^m 77. С данной системой связан точечный ИК источник IRAS 10138-6004. ¹⁰CO(1-0) наблюления молекулярного облака, связанного с этой областью звездообразования, выявили наличие красного и синего истечений. Вторая область цвездообразования, RCW 105, состоит из двух групп звезд и звезд на ярких волокнах. Среди указанных звезд имеются ИК звезды и звезды с пылевыми оболочками. Рассматриваемая область вездообразования расположена в размальной системе темных глобул 1-го вида, образованной вездой HD 144969. Эта система не входит в известные каталоги радиальных систем.

Ключевые слова: область звездообразования: молекулярное истечение: ИК звезды

1. Введение. При обзоре карт Южного неба нами был предпринят ноиск новых областей звездообразования; объектов Хербига-Аро; групп звезд, составляющих тесные системы типа транеции; звезд с кометарными гуманностями [1,2]. У некоторых из этих объектов найдены молекулярные истечения (см. например, [3,4]).

Как известно, области звездообразования бывают двух видов [5]: области, связанные с гигантскими молекулярными облаками (ГМО), в которых рождаются звезды с большими массами и области звездообразования, в которых рожлаются звезды малых и средних масс. Исследованные в ланной статье области звездообразования относятся ко второму виду.

2. Область звездообразования SNO 76. Эта область звездообразования состоит из системы гипа транении, содержащей пять звезд, а гакже из ИК звезд, объекта X-A и звезды с кометарной гуманностью (см. рис.1а и 1b). Эта область звездообразования связана с молекулярным облаком и находится на его краю.

В [6] была введена свободная величина покраснения Q = (J - H) - 1.7(H - K). Если для данной звезды $Q \le -0.10$, то можно утверждать, что вокруг звезды имеется пылевой диск [6]. Ниже приводится табл.1, в которой даны пвета звезд из области звездообразования SNO 76 (данные взяты из [7]). В табл.1 в первом столбце приводится номер звезды, во втором и третьем - координаты

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН

звезды, в столбцах 4-9 даны пвета звезды, в столбце 10 - величина Q

Как вилно из табл.1, звезлами с пылевыми оболочками являются звезды NN5 и 6, так как для них Q<-0.10. Звезды, составляющие систему типа транении (звезды NN9, 11, 13, 14 и 15), имеют очень близкие цвета. Так,

Таблица 1

NN	α(2000)	δ(2000)	V	B - V	B - R	J	J - H	$H \cdot K$	Q
1	10 ^h 15 ^m 28'.67	-60°19'19" 9		<i>B</i> = 15.93	-1.050	15.964	2.355	0.952	0.737
2	10 15 28.67	-60 19 04.0	14.61	-1.290	-1.280	14.514	0.228	0.099	0.06
3	10 15 28.71	-60 19 20.9		<i>B</i> = 17.51	0.870				
4	10 15 29.07	-60 19 17.4				15.989	2.218	0.932	0.734
5	10 15 29.19	-60 19 10.7				14 993	-0.446	0.655	-1.559
6	10 15 29.37	-60 19 06.9			1.000	16.201	0.791	1.667	-2.043
7	10 15 30.26	-60 19 25 1	13.96	0.310	0.750	13.334	0.391	0.092	0.235
8	10 15 30.72	-60 19 12.2	13.65	1.87		12.842	0.989	0.611	-0.05
9	10 15 30.89	-60 18 44.6	12.24	0.056	0.081	12.107	0.103	0.054	0.012
10	10 15 32.22	-60 19 15.0	16.67		R = 14.54	13.419	1.071	0.445	0.314
11	10 15 33.06	-60 18 26 4	11.46	0.166	0.253	11.907	0.068	0.058	-0.031
12	10 15 33.38	-60 18 38.4				9.781	1.341	0.560	0.389
13	10 15 36.22	-60 18 18 6	11.71	0.092	-0.021	11.698	0.122	0 0 26	0.078
14	10 15 36.35	-60 18 31.9	11.66		R = 9.60	11.971	0.040	-0.014	0.064
15	10 15 39.11	-60 18 34_1	12.39	0.346	0.451	11.805	0.109	0.008	0.085

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ, СВЯЗАННЫХ С ОБЛАСТЬЮ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ SNO 76

в цвете В разница между максимальной и минимальной величиной для этих пяти звезд - 1.1, в цвете V = 0.93, в цвете R = 0.90, в цвете J = 0.41, в цвете И - 0.33, в цвете К - 0.25. Из этих данных можно заключить, что эта разница уменьшается в длинноволновую сторону, где также уменьшается и поглощение. Можно предположить, что разницы цветов у этих пяти звезд в видимой области снектра на самом деле такие же малые, как например, в ИК пветах. но из-за расположения звезд в местах с разными поглощениями эти разнины в щесте получаются больше в вилимом лианазоне (из-за зависимости поглощения от длины волны). Близкие значения цветов этих пяти звезд скорее свидетельствуют об их физической связи, чем о случайном близком расположении. Объект N3 из табл.1, по-видимому, является объектом Хербига-Аро (X-A). В [8] для известных объектов Х-А приводится табл.6, из которой можно сделать вывод о том, что у известных объектов Х-А в основном имеются два цвета: В и R. У объекта N3 из табл.1 также имеются только два этих цвета, причем сравнительно низкое значение В - R у этого объекта согласно [8] свидетельствует о том, что это объект X-А высокого возбуждения. Звезда N8 из табл.1 является звездой с кометарной туманностью в виде конуса. В табл.1 у этой звезды

378

ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

 $V = 13^{m}.65$, а в [9] для этой звезды приводится $V = 17^{m}.42$, отсюда можно заключить, что эта звезда переменная с амплитудой $3^{m}.77$, т.е. это переменная с большой амплитудой (с учетом наличия комстарной туманности можно предположить, что это звезда типа Т Тельпа или A_{e}/B_{e} Хербига). Нужно отметить, что звезда с комстарной туманностью и объект Хербига-Аро находятся рядом и волокна от объекта тянутся в сторону звезды (см. рис.1b), что может свидетельствовать о возможном выбросе объекта из звезды.



Рис 1а. DSS2 R изображение области иведообразования SNO 76. 1 - звезды, сосгавляющие систему типа транеции, 2 - звезда с кометарной туманностью. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6" x 6".

Рис. lb. 2MASS К изображение области звездообразования SNO 76. 1 - объект Хербига-Аро. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6" x 6".

С объектом SNO 76 связан точечный ИК источник IRAS 10138-6004 [10]. В [11] предлагаются следующие ИК ивета для ИК источников: $R(1,2) = \log((F(25) \ge 12)/(F(12) \ge 25)); R(2,3) = \log((F(60) \ge 25)/(F(25) \le 60)); R(3,4) \log((F(100) \ge 60)/(F(60) \ge 100)).$ Для трех видов объектов ИК ивета понадают во вполне определенные интервалы. 1. Объекты, связанные с мазерами воды. R(1, 2) = (0.2 - 0.8); R(2, 3) = (0 - 1.3); R(3, 4) = (-0.3 - 0.3). 2. Звезды типа Т Тельца. R(1, 2) = (-0.25 - 0.15); R(2, 3) = (-0.5 - 0.1); R(3, 4) = (-0.25 - 0.2). 3. Холодные источники, погруженные в темные облака (предположительно звезды на ранней стадии эволюнии). Для них $R(3, 4) \ge 0.3$. Для IRAS 10138-6004, употребив значения ИК величин из [10], для ИК пветов будем иметь следующие значения: R(1, 2) = -0.097, R(2, 3) = 0.58, R(3, 4) = 0.11. Данные значения не удовлетворяют ни одному из перечисленных выше объектов. В [12] нами предлагается ввести новый тип, промежуточный межлу типами 1 и 2. Для нодобных многочисленных ИК объектов в [12] предложены вполне определенные

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН

узкие интервалы: R(1, 2) = (-0.3 - 0.1); R(2, 3) = (0.38 - 0.87); R(3, 4) = (0 - 0.28).ИК цвета объекта IRAS 10138-6004 как раз понадают в эти интервалы.

3. ¹²СО(1-0) наблюдения молекулярного облака, связанного с объектом SNO 76. Наблюдения проведены 30 августа 2003г. на 15-м SEST (Швения - ESO субмиллиметровый телескоп) телескопе в Серро Ла Силья, Чили. На 111 GHz лиаграмма направленности телескопа 45" и эффективность пучка 0.70. Использована частотная модуляция. Наблюдения в направлении источника проведены с пространственными интервалами в 40". На рис.2 приволятся спектры ¹²CO(1-0) наблюдений молекулярного облака, связанного с объектом SNO 76. На основании рис.2 можно найти распределение скоростей в исследованной области. Из рисунка можно заключить, что кроме основного пика изтучения примерно на -0.5 км/с, имеются также молекулярные



Рис.2. "CO(1-0) спектры части молекулярного облака вокруг объекта SNO 76.

истечения, смещенные в красную и синюю области спектра. "Красное истечение" поналает в интервал скоростей 0 0.488 км/с (или имеет среднюю скорость 0.74 км/с по отношению к скорости основного облака), а "синее истечение" - в интервал – 1 296 –0.854 км/с (или имеет среднюю скорость -0.58 км/с по отношению к скорости основного облака). Ниже приводится табл.2, ячейки в которой соответствуют ячейкам на рис.2. В ячейках таблицы помещены скорости в км/с, а при наличии "красного" или "синего" истечений в ячейках имеются соответственно знаки " или "-".

Чтобы лучше представить распределение молекулярного излучения вдоль облака, в табл.3 представлено распределение антенной темтературы вокруг объекта SNO 76. Ячейки в таблице соответствуют ячейкам на рис.2. Антенные

380

ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

Таблица 2

-0.732 -0.488 -0.488 -0.610	-0.366 -0.488 -0.488	-0.488 -0.366 -0.244 -0.488 -0.366 -0.488	-0.122 -0.488 -0.488 -0.488 -0.488 -0.488	-0.732 -0.610 -0.366 "+" -0.366 -0.732 "+"	-0.488 -0.854 -0.732 -0.488 -0.488 -0.610 -0.732	-0.488 -0.610 -0.610 -0.488 -0.366 -0.488					

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ¹²СО(1-0) МОЛЕКУЛЯРНОГО ОБЛАКА ВОКРУГ ОБЪЕКТА SNO 76

Таблица З

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АНТЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ МОЛЕКУЛЯРНОГО ОБЛАКА ВОКРУГ ОБЪЕКТА SNO 76

		3			4	4
		3	3	5	6	5
4		4	5	8	16	14
6	6	14	13	18	27	21
10	18	20	28	30	29	24
5	13	21	25	25	23	22
	11	17	19	20	16	13

гемпературы приведены в единицах 0.4 К.

Из табл.3 можно заключить, что объект SNO 76 находится на краю молекулярного облака.

4. Область звездообразования RCW 105. Эта область звездообразования в вилимой области спектра состоит из группы звезд, связанной с яркой туманностью, причем из одной из звезд выходят яркие волокна (см. рис.3а). На 2MASS К изображении уже вилны две группы ИК звезд (см. рис.3b). Ниже в табл.4 приводятся ланные о звездах из области звездообразования RCW 105. В первом столбце таблицы - номер звезды, во втором и третьсм - координаты, в столбцах 4-9 - цвета звезд (данные взяты из [7]), в столбце 10 - величица Q. Об этой величине (свободной величине покраснения) сказано выше. Выражение $Q \le -0.10$ указывает на наличие вокруг звезды пылевого диска.

Как видно из табл.4, четыре звезды, NN15, 20, 21 и 22, обладают нылевыми оболочками, так как для них $Q \le -0.10$. К первой группе звезд относятся звезды NN1 - 6, а ко второй группе - звезды NN7 - 22. Все четыре звезды с пылевыми оболочками относятся ко второй группе. Ко второй

381



Рис 3а. DSS2 R изображение области звездообразования RCW 105. 1 - звезда с волокнами. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6° х 6°



Рис.3b. 2MASS К изображение области звездообразования RCW 105 1 - первая группа звезд, 2 - вторая группа звезд. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6° x 6°.

Таблица 4

NN	a(2000)	δ(2000)	V	B - V	B - R	J	J - H	H - K	Q
1	16 ^b 10 ^m 31' 94	-49°06'07".9	17.74		R =19.01	15.518	2.326	0.509	1.561
2	16 10 32.88	-49 06 12.0			R=13.69	9.207	1.584	0.678	0.432
3	16 10 33.39	-49 06 21.8				14.733	1.483	0.564	0 524
4	16 10 33.50	-49 06 08.6				14.554	1.561	0.552	0.623
5	16 10 34.43	-49 06 09.3	16.22	0.630		14.131	2.202	0.548	1.271
6	16 10 34.50	-49 06 06.2				12.833	1.494	0.608	0.460
7	16 10 37.45	-49 05 14.3				14 484	1.170	0.545	0.244
- 8	16 10 37.50	-49 05 59.1				13.884	1.401	0.771	0.09
9	16 10 37.66	-49 05 18.9	16.87	0.610		14.316	0.544	0.206	0 194
10	16 10 37.82	-49 05 25.1				14.928	2.644	0.596	1.631
11	16 10 38.03	-49 05 23.0	17.35	-0.07		12912	1.108	0.621	0.052
12	16 10 38.17	-49 05 56.3				15.965	2.312	1 208	0.26
13	16 10 38.18	-49 06 01.9				15.400	1.374	0.00	1.374
-14	16 10 38.22	-49 05 54.6				15.025	1.490	0.404	0.80
15	16 10 38.36	-49 05 45.3				14.605	1.241	0.970	-0.41
16	16 10 38.64	-49 05 36.7	12.72	0.021	0.033	9.825	0.306	0.178	0.003
17	16 10 38.65	-49 05 42.6				13.996	1.032	0.510	0.165
-18	16 10 39 13	-49 05 31.0				12.364	0.535	0.335	-0.07
19	16 10 39.47	-49 05 34.6				13.909	1.181	0.596	0.167
20	16 10 39.84	-49 05 44.4				14.849	0.468	1_336	-1.80
21	16 10 39.95	-49 05 47.6		1		14.685	0.707	0.611	-0.33
22	16 10 41.63	-49 05 09.8	17.85	0.710	3.720	14.855	0.677	0.455	-0.11

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ, СВЯЗАННЫХ С ОБЛАСТЬЮ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ RCW 105

ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

группе относится звезда N16 (спектрального класса OB, согласно [13]). Из этой звезды выходит несколько волокон, одна из них похожа на струю.

Кроме вышеназванных двух групп звезд, в этой области звездообразования имеются также звезды, нахолящиеся на ярких волокнах (струях?), выходящих из звезды N16. Данные об этих звездах приведены в табл.5. Столбщы в этой таблине те же, что и в табл.1 и 4.

Таблица 5

NN	a(2000)	δ(2000)	V	B - V	<i>B</i> - <i>R</i>	J	J - H	H - K	Q
I	16 ^h 10 ^m 37 [*] .40	-49°05'07".4	17.45	2.370	2.520	14.108	1.134	0.743	-0.129
2	16 10 37 .66	-49 05 18 .9	16.87	0.610		14.316	0.544	0.206	0.194
3	16 10 38 .03	-49 05 23 .0	17.35	-0.070		12.912	1.108	0.621	0.052
-4	16 10 41 .63	-49 05 09 .8	17.14	0.710	3.720	14.855	0.677	0.455	-0.107
5	16 10 42 .58	-49 05 59 .4	15.98	2.130	3.230	11.358	1.053	0.384	0.400

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ НА ЯРКИХ ВОЛОКНАХ

Как видно из табл.5, две звезды, NN1 и 4, имсют пылевые оболочки, так как для них $Q \le 0.10$.

Область звездообразования RCW 105 находится в области HII и в радиальной системе темных глобул, образованной звездой HD 144969 (см. рис.4). На рис.5а, 5b приведены темные глобулы с яркими римами (ободками)



Рис 4 DSS2 R изображение радиальной системы темных глобул с центром на звезде HD 144969 1 темные глобулы, 2 - звезда HD 144969. Север наверху, восток слева Размеры изображения 48" x 48".

АЛ ГЮЛЬБУДАГЯН

из радиальной системы, образованной звездой HD 144969 (спектральный класс ВІ ІІІ). Эта радиальная система является радиальной системой І типа [[4]. т.е. у нес есть центральная звезда класса О-В2, вокруг звезды имеется область НП. в которую погружены темные глобулы (некоторые из них имеют яркие оболки - римы), причем темпые глобуты имеют радиальную, относительно центральной звезлы, ориентацию. Нами в [15] был предпринят поиск новых радиальных систем на картах южного неба. Радиальной системы с центром на звезле HI) 144969 в ланной статье нет, поэтому эта радиальная система является новой. Определяя расстояние до звезды HD 144969, мы тем самым определяем расстояние как до радиальной системы, так и до RCW 105. В [71 для HD 144969 приволятся следующие величины: $V = 8^{m}.335$, B - V = 0.760, спектральный класс В1 III. Для звезды этого спектрального класса из [16] имеем. $M_{\nu} = -4^{m}.5$, $(B - V)_{0} = -0.3$. Отсюда для модуля расстояния будем иметь: $V - M_{\nu} - A_{\nu} = V - M_{\nu} - 3.3((B - V) - (B - V)_{0}) = 9.335$, что соответствует расстоянию в 730 пк. В [17] приволится параллаке для этой звезды: (2.24 ± 1.24) (10⁻¹) что соответствует расстоянию в интервале (290 - 1000) пк. Найденное нами расстояние попадает в этот интервал. Чтобы полтвердить полученное нами значение расстояния, попытаемся использовать другой метол. Найдем другую область HII, также образованную звездой класса BI III B [15] такой областью





Рис.5а. DSS2 R изображение одной из темных глобул радиальной системы вокруг ивсялы HD 144969 1 - яркий рим (оболок), связанный с глобулой Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6" х 6". Координаты центра глобулы: $\alpha(2000) = 16^{b}09^{m}56^{t}9$; $\delta(2000) = -48^{o}59'49'2$.

Рис.5b. DSS2 R изображение одной из темных глобул радиальной системы вокруг звезды HD 144969 Координаты центра глобулы: α(2000) = 16^b09^m33⁴2; δ(2000) -48^{*}55'28^{*}0. Север наверху, восток слева Размеры изображения 6^{*} x 6^{*}.

ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

является N13 из табл.1. Ввилу того, что у обеих областей HII освещающей звезлой является звезла класса B1111, диаметры областей HII должны быть примерно равны. С объектом N13 связана звезда HD 167815. Оценим расстояние до этой звезды. Из [7] имеем: $V = 7^m$.59, B - V = 0.137, спектральный класс B1 III. Для звезды этого спектрального класса из [16] имеем: $M_v = -4^m$.5, $(B - V)_0 = -0.3$. Отсюда для модуля расстояния имеем: $V - M_v - 4 = V - M_v - 3.3((B - V) - (B - V)_0) = 10.65$, что соответствует расстоянию в 1.3 кнк. Если предположить, что области HII для этих двух звезд должны быть примерно равны, то видимые размеры должны быть примерно обратно пропорциональны расстояния до этих звезд, отсюда для отношений расстояний будем иметь: 1 3 пк/0.73 пк = 1.78. Отношение видимых размеров областей для этих звезд равно 1.7, что очень близко к полученному выше ожидаемому значению. Отсюда можно заключить, что полученное нами расстояние до звезды HD 144969 соответствует действительности.

5. Заключение. В статье исследованы две области звездообразования. SNO 76 и RCW 105. В состав первой области входит система типа транеции, состоящая из пяти звезд, имеющих очень близкие значения во всех цветах. что указывает на физическую близость этих звезд. В нервой области имеются также ИК звезды и звезды с пылевыми оболочками, объект Хербига-Аро и звезда с кометарной туманностью в виле конуса. Эта звезда является переменной с амілитудой 3^т.77 в цвете V. Подобное поведение (связь с кометарной туманностью и переменность с большой амплитудой) типично для звезд типа Т Тельца. Звезда и объект Хербига-Аро соединены волокнами, что может свилетельствовать о выбросе объекта из звезды. С указанной областью связан точечный ИК источник IRAS 10138-6004. ¹²СО(1-0) наблюдения молекулярного облака, связанного с этой областью, показали наличие красного и синего истечений из этой области звездообразования. Красное истечение имеет скорость примерно 0.74 км/с по отношению к скорости самого облака, а синее истечение - скорость примерно -0.58 км/с по отношению к скорости облака. Вторая область звездообразования RCW 105 состоит из двух групп звезд. Среди этих звезл имеются звезлы с пылевыми оболочками, ИК звезлы, звезла с комстарной туманностью. Эта область звездообразования входит в радиальную систему темных глобул 1 вида с центральной звездой HD 144969 (спектральный класс ВІ 111). Эта радиальная система не входит в известные каталоги радиальных систем, значит это новая радиальная система.

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

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН

STAR FORMING REGIONS SNO 76 AND RCW 105

A.L.GYULBUDAGHIAN

Two star forming regions in the southern sky are considered. The first of them, SNO 76, consists of stars, composing trapezium type system, as well as of 1R stars and stars with dust envelopes. One of the stars is connected with a cometary nebula and is a variable star with an amplitude 3^m .77. With this region an 1R point source IRAS 10138-6004 is connected. ¹²CO(1-0) observations of molecular cloud, connected with that star forming region revealed existence of red-shifted and blue-shifted outflows. The second star-forming region. RCW 105, consists of two groups of stars and of the stars on the bright filaments. Among these stars there are 1R stars, and stars with dust envelopes. This star forming region is embedded in a type 1 radial system of dark globules, which is formed by the star HD 144969. This radial system is not presented in any known catalogues of radial systems.

Key words: star forming region: molecular outflow: IR stars

ЛИТЕРАТУРА

- A.L.Gyulbudaghian, L.F.Rodriguez, V.M Villanueva, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 25, 19, 1993.
- A.L. Gyulbudaghian, J.May, L.Gonzaez, R.Mendez, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 40, 137, 2004.
- 3. А.Л.Гюльбудагян, Х.Май, Астрофизика, 51, 29, 2008, (Astrophysics, 51, 18, 2008).
- 4. А.П.Гюльбудагян, Х.Май, Астрофизика, 50, 5, 2007, (Astrophysics, 50, 1, 2007).
- 5 Н.Д.Эванс, "Протозвезды и плансты", М., Мир, 1982, с.171.
- 6. F. Comeron, N. Schneider, D. Russel, Astron. Astrophys., 433, 955, 2005.
- 7. N.Zacharias, D.G.Monet et al., The Naval Observatory Merged Astrometric dataset, 2005.
- 8. А.Л.Гюльбудагян. Астрофизика, 59, 403, 2016, (Astrophysics, 59, 360, 2016).
- 9. T.M. Girard, W.F. Van Altena et al., Astron. J., 142, 15, 2011.
- 10. IRAS Point Source Catalog, Version 2, 1988, Washington.
- 11 J Wouterloot, C Walmsley, Astron Astrophys., 168. 237, 1986.
- 12. А.Л.Гюльбудагян, Р.Швари, Ф.Назаретян, Сообш Бюраканской обс., 63. 3, 1990.
- 13 B.A.Skiff, General Catalogue of Stellar Spectral Classifications, Lowell Observatory, 2014.
- 14. А.Л.Гюльбудагян, В.А.Акопян. Астрофизика, 33, 395, 1990, (Astrophysics, 33, 528, 1990).
- 15. A.L. Gyulbudaghian, R.A. Mendez, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 51, 183 2015.
- 16. К.У.Ален, Астрофизические величины. М., Мир, 1977
- 17 F. Van Leeuwen, Astron Astrophys., 474, 653, 2007.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

НАСЕЛЕННОСТИ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ ВОДОРОДА В НЕСТАЦИОНАРНО ОХЛАЖДАЮЩЕМСЯ ГАЗЕ

О.М.БЕЛОВА¹, К.В.БЫЧКОВ² Поступила 26 января 2017 Принята к печати 7 июня 2017

В рамках задачи о нысвечивании газа, нагретого на фронте ударной волны в атмосфере знезды-гиганта, исследовано отклонение населенностей дискретных уровней водорода от их квазиравновесных значений, вычисляемых по формуле Саха как функции текущих значений электронной температуры $T_i(t)$ и электронной плотности N(t). Особое внимание уделено высоковозбужденным состояниям. Показано, что отклонения уменьшаются с ростом главного квантового числа. Они достигают своего максимального значения на фазе польема электронной температуры и затем монотонно уменьшаются. Сначала термализуются наиболее высоков состояния, затем менее возбужденные и, наконец, основной уровень.

Ключевые слова: атом водорода: ударная волна

1. Введение. Целью настоящей статьи является определение причин отклонения относительных населенностей $v_k(t)$ дискретных уровней атома водорода от их "квазиравновесных" (1) значений. Относительные населенности равны отношению концентраций атомов в k-м состоянии к полной концентрации ионов N и атомов N водорода N = N + N

$$\mathbf{v}_k(t) = \frac{N_k(t)}{N(t)}, \quad \mathbf{v}_k^{(qe)}(t) = \frac{N_k^{(qe)}(t)}{N(t)}$$

Квазиравновесные концентрации $N_{ee}^{(ee)}(t)$ являются сложными функциями времени, поскольку вычисляются по формуле Саха как функции текущих значений электронной температуры T(t) и электронной плотности (t) за фронтом ударной волны, т.е., $N_{k}^{(qe)}(t) = N_{k}^{(qe)}(T_{e}(t), N_{e}(t))$.

Параметр Мензела b_k(t) для состояния с главным квантовым числом k:

$$b_k(t) = \frac{v_k(t)}{v_k^{(qe)}(T_e(t), N_e(t))}$$
(1)

описывает отклонение населенности $v_k(t)$ от се квазиравновесного значения $v_k^{(qe)}(T_k(t), N_k(t))$.

Мы воспользуемся результатами наших предыдущих расчетов нестационарных населенностей за фронтом ударной волны [1]. Они выполнены в двухтемпературной модели, т.е., с учетом различия электронной *T*, и атомноионной 7 температур. Кроме того, мы учли вклад всех дискретных состояний атома водорода, допускаемых критерием Инглиса-Теллера. Например, максимальное значение главного квантового числа k за фронтом ударной волны в случае звезд типа Миры Кита достигает значения $K_{max} = 25$. Обоснование необхолимости учета всех реализуемых уровней описано в работах [2,3].

Проблема высвечивания газа за фронтом уларной волны рассматривалась ранее Горбанким [4], а также [5-7]. В своих расчетах они использовали модель атома водорода, учитывающую небольшое число уровней (два уровня в [4], пять уровней в [5], 10 уровней в [6,7]). Но их расчеты выполнены в рамках однотемпературного приближения, не отражающего в достаточной мере процессы нестационарного высвечивания за вязким скачком.

2. Расчеты нестационарных населенностей. Функции $T_{e}(t)$, $N_{e}(t)$ и $v_{k}(t)$ вычислены в ходе решения задачи о высвечивании газа позади фронта ударной волны в атмосфере звезды типа Миры Кита. В ней невозмущенный газ с температурой $T_{0} = 3000$ К и концентрацией $N_{0} = 10^{12}$ см³, находящийся в термодинамическом равновесии, натекает на фронт со скоростью 50 км/с. Дифференциальные уравнения задачи опубликованы нами в [1]. В настоящей работе приведем только систему уравнений для расчета населенностей:

$$\frac{dv_{k}}{dt} = -\left[q_{k}N_{e} + \sum_{k>i} \left(A_{k}^{*} + q_{ki}N_{e}\right) + \sum_{kk} \left(A_{ik}^{*} + q_{ik}N_{e}\right)v_{i} + N_{e}\sum_{k$$

гле х - степень ионизации водорода равна

$$\mathbf{x} = \frac{N_t}{N}$$
.

Для населенностей v_k и степени ионизации х выполняется условие нормировки

$$\sum_{k} v_k + x = 1. \tag{3}$$

В системе уравнений (2) введены следующие обозначения лля скоростей процессов: q - скорость ударной ионизании, q - скорость возбуждения $(i \le k)$ и деактивании $(i \ge k)$ электронным ударом, r_k и - скорости фотои тройной рекомбинании Величина A^* обозначает вероятность спонтанного перехода с учетом рассеяний:

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

НАСЕЛЕННОСТИ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ ВОДОРОДА 389

гле ζ_{μ} - число рассеяний перед выходом кванта из среды. Скорости ударных процессов и формула для вероятности переходов взяты из [8], скорость фоторекомбинации считается в приближении Крамерса.

Число рассеяний кванта в частотах перехода *i* → *j* вычисляется по оптической глубине по модели Бибермана-Холстейна для доплеровского контура [9]:

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

Онтическая глубина выражается через сечение σ_{μ} , населенность нижнего уровня, полную концентрацию водорода и толщину слоя:

$$d\tau_n = \sigma_n \cdot v \cdot NdL$$

Выпишем формулу для сечения поглощения в центре линии в приближении доплеровского контура:

$$\sigma_{\mu} = 4\pi^{3/2} \sqrt{\frac{M_H}{m_e}} a_0^2 \cdot f_{\mu} \cdot \frac{\mathrm{Ry}}{\Delta E_{\mu}} \sqrt{\frac{\mathrm{Ry}}{T_{a_1}}},$$

где M_{μ} и m_{e} - массы, соответственно, атома водорода и электрона, f_{μ} - сила осциллятора в поглощении, ΔE_{μ} - энергия перехода между уровнями.

При решении системы уравнений (2)-(3) мы не учитывали фотоионизацию и вынужленные радиационные переходы в силу низкой температуры атмосферы звезды и, как следствие, слабости ее поля излучения.

На рис.1 приведены результаты расчетов. Выбран промежуток времени в



Рис 1 Параметры Мензела $b_i(t)$ (сплошные кривыет и электронная температура $T_i(t)$ (штриховая кривая).

районе максимума электронной температуры, в течение которого происхолит основное высвечивание. Нижняя штриховая кривая означает температуру в электронвольтах, она онифрована на правой вертикальной шкале. Сплошные кривые представляют собой десятичный логарифм мензелевского параметра Из рисунка видно, что большая часть времени соответствует неравенству >>1, т.е., когда газ не успевает ионизоваться. В начале процесса населенности всех уровней далеки от равновесных, но со временем достаточно возбужденные состояния (k > 10) становятся ближе к ним. Населенности основного уровня и первых пяти возбужденных уровней остаются существенно неравновесными. Удобно ввести «граничное» значение главного квантового числа k_m , условно разделяющее "низковозбужденные" и "высоковозбужленные" уровни. Величина k зависит от плотности газа и при выбранных в этой залаче начальных условиях ес можно принять равной $k_m = 10$.

3. Модельные расчеты С целью пояснения результатов, приведенных на рис.1, нами выполнены молельные расчеты. Они заключаются в решении системы уравнений (2), (3) при фиксированных значениях T(t) и N(t). Решением залачи являются населенности $\bar{v}_k(\tau)$ как функции времени τ , прошелшего с момента t при начальных условиях T(t), N(t) и $v_k(t)$. На рис.2 приведены графики для параметра Мензела $b_k(\tau)$:

$$b_{k}(\tau) = \frac{\bar{v}_{k}(\tau)}{v_{k}^{(qe)}(T_{e}(t), N_{e}(t))}.$$
(4)

Выбраны два момента времени *t*, обозначенные 1 и 11 на рис.1, левый рисунок отвечает моменту 1, правый - моменту II. По горизонтальной оси отложено время т в секундах.

0 2 4 d)bo 6 Т =2.2 эВ T_=1.8 3B 11 8 $log(N_)=10$ log(N) = 120.0 0.2 0.4 0.6 0.0 0.1 0.2 t(c) TIC

На рис.2 показано, что при фиксированных параметрах T(1) и N(1)

Рис.2 Выход населенностей на кназистационарные значения в модельной задаче для моментов времени I и II на рис.1.

НАСЕЛЕННОСТИ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ ВОДОРОДА 391

населенности асимптотически приближаются к некоторым постоянным значениям ∇_{km} , которые мы здесь назовем "квазистационарными". Хорошо видно, что квазистационарные значения населенностей могут сильно отличаться от квазиравновесных. Причиной расхождений является несоблюдение детального баланса. Прежде всего, действует фоторекомбинация, не скомпенсированная фотоионизацией. Наибольшее влияние она оказывает на основное состояние, монотонно уменьшаясь по мере возбуждения уровней, и для $k \ge 10$ различие практически не заметно. Некоторую роль также играют спонтанные переходы в газе, полупрозрачном в субординатных линиях. Сказанное продемонстрировано на рис.3, на котором приведены результаты решения модельной задачи при отсутствии фоторекомбинации и спонтанных переходов. Все населенности стремятся к их квазиравновесным значениям.



Рис.3 Решение модельной задачи при скоростях фоторекомбинации и вероятностях спонтанных переходов равных нулю.

Собственно роль фоторекомбинации демонстрируст рис.4. Здесь при постановке молельной задачи учитывались исключительно процессы, описывающие переходы между континуумом и лискретными состояниями: ударная ионизация, фото- и тройная рекомбинация. Скорости всех переходов между дискретными состояниями равны нулю. Населенности возбужденных уровней устанавливаются быстрее, чем на рис.3, а основного состояния - примерно за десять секунд. Квазистационарные состояния на рис.2 и рис.4 различаются незначительно, следовательно, основной причиной отклонения квазистационарных состояний от квазиравновесных является вклад фоторекомбинации в заселение уровней.



Рис.4. Решение модельной задачи с равными нулю скоростями лискретных переходов

4. Заключение. Изложенный материал позволяет сделать следующие выводы.

1. Отклонение населенностей от их квазиравновесных значений зависит от степени возбуждения уровня. Основной уровень и состояния ниже граничного ($k \le k_m$) на участке основного высвечивания газа всегла существенно неравновесны.

2. Населенности высоковозбужденных уровней ($k \ge k_m$) могут принимать значения, близкие к квазиравновесным, главным образом, за счет тройной рекомбинации.

3. Квазистационарная населенность отличается от квазиравновесной из-за влияния фоторекомбинации. Численная величина параметра Мензела b_k падает с увеличением главного квантового числа и становится малой при $k \ge k_{\pm}$.

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

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

НАСЕЛЕННОСТИ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ ВОДОРОДА 393 HYDROGEN DISCRETE LEVEL OCCUPATIONS IN THE NON-STATIONARY COOLING GAS

O.M BELOVA¹, K V BYCHKOV

We investigate the deviation of hydrogen discrete level occupations from their quasi equilibrium values calculated by the Saha formula as functions of current electron temperature T(t) and electron density N(t) in the problem of gas cooling behind the shock wave. The deviations are shown to diminish when the main quantum number grows up. They reach their maximum values during the phase of temperature rising and steady drop after T maximum. Firstly the highest states are thermalized, after them intermediate excitation levels, and at the last the ground state.

Key words: Hydrogen atom: shock wave

ЛИТЕРАТУРА

- 1 O.M. Belova, K.V. Bychkov, E.S. Morchenko et al., Astron. Rep., 58, 650, 2014
- 2. О.М.Белова, К.В.Бычков, Астрофизика, 60, 127, 2017, (Atrophysics, 60, 111, 2017).
- 3. О.М.Белова, К.В.Бычков, Астрофизика, 60, 219, 2017, (Atrophysics, 60, 200, 2017).
- 4 В Г.Горбацкии, Астрон. ж., 38, 256, 1961.
- 5. M.W.Fox, P.R.Wood, Astrophys. J., 297, 455, 1985.
- 6. Yu.A. Fadeev, D. Gillet, Astron Astrophys., 354, 349, 2000.
- 7. Yu.A.Fadeev, D.Gillet, Astron. Astrophys., 420, 423, 2004.
- 8. L.C.Johnson, Astron. J., 174, 227, 1972.
- 9. Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов, М., Наука, 1982.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ПЕРИОД ЗВЕЗДЫ РД МОН

К.А.АНТОНЮК, Н И.БОНДАРЬ, Н В ПИТЬ

Поступила 4 апреля 2017 Принята к печати 7 июня 2017

Представлены результаты поиска периолических изменений блеска и показателей пвета у активной зведы РZ. Моп по данным многолетней фотометрии с 1992 по 2015гг. Значение фотометрического периода, определенное по всему ряду наблюдений, составило 34.16 дня, но на отдельных интервалах возможны изменения длительности периода на 1.5%. Изменения показателя цвета V - R происходят с таким же периодом. Характер изменений указывает на покраснение ввезды с ослаблением блеска. Корреляция между этими величинами прослеживается на всем интервале наблюдений. Изменения B - V происходят в интервале 26-28 дней. На диаграмме блеск-показатель цвета выявлен неоднозначный характер изменений в некоторые эпохи наблюдается уменьшение показателя пвета при ослаблении блеска, что в рамках модели залятненности может быть объяснено наличием на поверхности звезды как холодных, так и горячих образований.

Ключевые слова: звезды: переменные звезды: активность типа RS CVn: фотометрия: PZ Mon

1. Введение. Спектральная и фотометрическая переменность звезды РZ Mon известна с 1955г. после обнаружения вспышечной активности по изменениям в линиях H и K кальшия [1] и нерегулярных колебаний блеска [2]. По характеру изменений блеска было сделано несколько предположений о типе переменности звезды, а с конца 1960-х годов ее уверенно классифицировали как K-карлик. расположенный в окрестности Солнца [3] и проявляюший активность типа BY Dra [4-6]. Фотометрические исследования PZ Mon немногочисленны и посвящены, в основном, изучению долговременных изменений блеска на интервалах в несколько лет [7-9]. Поиски быстрой переменности и обнаружение фотометрического периода 34 дня были выполнены Бондарь и Прокофьевой в [10].

Впервые на необходимость пересмотра класса светимости звезды и опенки расстояния до нее обратил внимание Caap [11] и показал, что определенное Ніррагсоз значение нараллакса и спектры с высоким разрешением свидетельствуют о том, что звезда является красным гигантом и находится на расстоянии не менсе 500 пк. Анализ спектральных наблюдений в видимой области, выполненный Пахомовым и др. [12] с учетом результатов исследований звезды в других диапазонах, позволил уверенно установить ее принадлежность к красным гигантам, проявляющим активность, свойственную звездам типа RS CVn, определить параметры PZ Mon и ее удаленность - (~250 пк). Подтверждение вывода из [10] о том, что фотометрический период 34 дня является периодом вращения звезды, получено по исследованию се лучевой скорости в [13].

В настоящей работе представлены результаты широкополосных наблюдений в сезон 2014-2015гг., которые показывают развитие 34-дневного периода, покрывая большинство его фаз. Значение периода и его характеристики уточнены из анализа фотометрических ланных с 1992 по 2015гг. Рассмотрены особенности изменений показателей пвета в зависимости от изменения блеска звезды.

2. ПЗС-наблюдения в полосах BVRc. Наблюдения звезды РZ. Моп с целью получения плотных рядов для анализа переменности блеска на интервале в несколько лесятков дней были начаты на 1.25-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) 13, 14 лекабря 2014г. (JD 2457005-2457006) на UBVRI-фотометре Нииролы [14] и продолжены в январе-апреле 2015г. в полосах BVRc с помощью ПЗС-приемника ProLine PL230. Поле кадра составляет 10.9 x 10.9 угловых минут, что обеспечивает получение изображения PZ Mon вместе со звездами сравнения. Во время наблюдений записывалось несколько изображений в каждом из грех фильтров с временным разрешением около 3 минут.

Обработка наблюдений проводилась с выполнением стандартных процедур учета влияния и чувствительности поля, получения инструментальных величин PZ Mon относительно близкорасположенных к ней звезд сравнения HD 289115, HD 289116, HD 289214 с помощью программы MaximDL. Выбранные звезды сравнения по наблюдениям в 1992-2004гг. [15] не показали переменности UBVRI-величин, их значения приведены в табл.1.

В качестве контрольной звезды сравнения взята звезда HD 49477. Всего

Таблица 1

ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ РZ MON. СВЕДЕНИЯ О БЛЕСКЕ И ПОКАЗАТЕЛЯХ ЦВЕТА

Звезда	U	B	V	R	Ι	<i>B-V</i>	V-R
HD289115 (a)	9 ^m .84	9 ^m .76	9 ^m .66	9 ^m .34	9 ^m 47	0 ^m .10	0 ^m .32
HD289116 (a)	10.39	10.27	9.80	9.17	9.06	0.47	0.63
HD289114 (a)	10.63	10.33	10.04	9.56	9.57	0.29	0.48
HD49477 (b)	-	9.48	9.55	9.21	~	-0.07	0.34:

Примечание:

а - Алексеев, Бондарь, 2006;

b - Антонюк и др. (настоящая работа).
с января по апрель получены наблюдения для 21-й даты (JD2457046- 2457118). Массив оригинальных ланных содержит 93 опенки блеска. Для каждой даты были определены средние *BVRc*-величины и средние моменты записи. Средние квалратические ошибки в указанных полосах определены по измерениям контрольной звезды, их значения составили: $\sigma_V = \sigma_B = 0.005$, $\sigma_C = 0.006$. Кривые блеска PZ Mon в трех полосах и контрольной звезды HD 49477 в фильтре *R* представлены на рис.1. Изменения в *R*-полосе у контрольной



Рис 1. Изменения блеска в указанных полосах у РZ Моп и контрольной звезды HD 49477 в *R*-полосе по наблюдениям в январе-апреле 2015г (по оси ординат - инструментальные величины).

звезды не превышают Зо

Для дальнейшей обработки инструментальные величины были приведены к системе каталога Ландольта [16], коэффициенты релукции определены по наблюдениям звезл из площадки SA 98, близко расположенной к PZ Мол. Изменения блеска звезлы в полосе V составили 9^m.11 - 9^m 22 ($\Delta V = 0^{m}$ 11), значения показателя цвета B - V изменялись в пределах 1^m.15 - 1^m.19, $\Delta(B-V) = 0^{m}$ 04, а $V - R - 0^{m}.995 - 1^{m}.014$, $\Delta(V-R) = 0^{m}.009$. По сравнению с сезонами 1992-2009гг. в 2015г. звезла находилась в пониженном состоянии блеска, величина $V_{sas} = 9^{m}.11$, а в предшествующие голы $V_{sas} = 8^{m}.95 - 9^{m}.05$. Ослабление отмечено и в полосе R, среднее значение $R = 8^{m}.15$, тогла как в 1992-2004гг. $R = 7^{m}.97$. При этом среднее значение B - V сохранилось, а показатель цвета V - R уменышился на 0^m.17. Не исключено, что это различие вызвано неточностью релукции R-величин к каталогу Ландольга и может быть откорректировано по последующим наблюдениям.

Средние значения блеска и пвета PZ Mon в 2015г. и опнибки их определения составили: $V = 9^{m} 17 \pm 0^{m} 008$, $B - V = 1^{m} .17 \pm 0^{m} 003$, $V - R = 1^{m} .00 \pm 0^{m} .001$.

3. Определение фотометрического периода.

3.1. Анализ изменений блеска. Анализ результатов наблюдений блеска РZ Mon на фотометре-поляриметре КрАО в 1992-2004гг., размещенных в каталоге ASAS [17] за нериод с 2001 по 2006гг., ранес был выполнен в [10]. В этой работе авторы пришли к выводу, что наряду с долговременными изменениями блеска с циклом около 6.5 лет (2429 дней), существует быстрая переменность и наиболее значимым является период 34 дня. В 2015г. удалось провести ряд наблюдении, который убедительно подтверждает эту периодичность. Представленные на рис.1 кривые блеска РД Мол показывают, что в сезон наблюдений колебания блеска составляют немногим более 0[∞].1 и носят явный периодический характер. Для определения длительности периода мы сформировали ряд значений V, усредненных по дате, в который вошли данные за 1992-2006гт. из [10], данные за 2007-2009гг. из каталога ASAS и результаты 2015г. (рис.2а). Анализ на периодичность проведен по всему ряду на интервале с 1992 по 2015гг. (N 479) и на избранных интервалах методами Юркевича, Хартли и Скаргеля с помощью программного пакета AVE [18]. Для поиска быстрой переменности из ряда V-величин был исключен долговременный тренд. влияние медленной переменности с периодом 6.5 лет учтено с помощью полинома 4-й степени. Результат частотного анализа ряда остатков (рис.2b) представлен на рис.2с, где на периодограмме видны два пика, соответствующие периоду 34 дня и его гармонике 68 дней. Таким образом, вся совокупность фотометрических данных за 1992-2015гг. подтверждает присутствие 34-дневногого периода переменности блеска.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ПЕРИОД ЗВЕЗДЫ РZ Моп

Рассмотрим вопрос о точности определения его значения, т.е. значащих пифр после запятой. Выполнив указанными выше метолами поиск периодов в интервале значений от 10 до 100 дней, мы нашли, что $P_1 = 34.164410$, $P_2 = 68.278694$, и если P_2 вторая гармоника, то $P_1 = 34.139347$. Мы определили также значения периода P_1 на семи избранных интервалах в разные эпохи длительностью не менес ста дней. С учетом ограничения Найквиста по частоте, максимальные значения в интервале поиска периодов приняты равными



Рис 2. Поиск периода изменения блеска РZ. Моп по наблюдениям 1992-2015гг а ряд средних по дате значений блеска, заполненные кружки – 1992-2009гг, квадратики данные за 2014-2015гг, b - ряд остатков после учета медленного тренда с *P* - 2429 днея согласно [10], с периодограмма, на которой выделяются писи, соответствующие периодам *P* - 34.16 дня и *P*, 68.28 дня (метод Юркевича), с свертка всех данных с периодом *P*, пунктирная линия полином 5-й степени, проведенный по средним значениям в бинс (0.1 фазы).

не менсе 50 дней.

В результате найдено, что минимальное значение фотометрического периода составляет 34.01 дня, а максимальное - 34.68 дня. На рис.2d показана свертка всех данных с периодом 34.16 дня согласно эфемериде:

HJD 2448962.5442 + 34.164410× E,

при этом начальная эпоха выбрана произвольно, по первому измерению Заметный разброс точек на фазовой кривой вызван изменениями амплитуды переменности, моментов максимума и значений самого периода в некоторые эпохи наблюдений.

3.2. Анализ изменений цветовых характеристик. Показатели цвета *B*-*V* и *V*-*R* по наблюдениям PZ Mon в 1992-2004гг. [15] меняются не более, чем на 0^m.1. В сезон наблюдений 2015г. среднее значение *B*-*V*=1^m.17, что совпадает с его средним значением в 1992-2004гг. На рис.3 показано поведение блеска и цвета звезды в синей и красной полосах в 2015г. Изменения *B*-*V* лишь немного превышают уровень 3 σ , а изменения *V*-*R* не существенны. Однако характер изменений обоих показателей цвета указывает на то, что при ослаблении блеска звезда становится более красной. На соответствующих



Рис.3. Изменения блеска и цвета РZ Mon и 2014-2015гг

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ПЕРИОД ЗВЕЗДЫ Р. Mon

лиаграммах блеск-показатель цвета мы рассмотрели, существует ли корреляция межлу цветом и блеском звезды на всем интервале наблюлений. Для показателя V - R корреляция с изменениями блеска (r = 0.6 - 0.8) прослеживается во все сезоны наблюдений, а для B - V характер связи с переменностью блеска неоднозначный (рис.4).



Рис.4 Переменность блеска и показателей нвета РZ Мол. Слева - изменения показателей нвета в 1993, 1994. 2000гг., справа - в 1996-1997гг. и 2002г.

В некоторые сезоны значение B - V уменыпается с понижением блеска, т.е. звезда в этой области спектра становится более голубой. Частотный анализ показателей пвета по рялам 1992-2004гг. и 2015г. полтверждает эти особенности их изменений. Показатель пвета V - R изменяется с периодом 34 дня, а показатель B - V - на интервале 26-28 дней (рис.5).



Рис 5. Изменения показателя цвета В - V с Р = 26.39 дня (1993-1994гг.)

КААНТОНЮК И ДР

4. Заключение. Анализ многолетних фотометрических наблюдений РZ Mon в интервале с 1992 по 2015гг. показал, что у звезлы присутствуют устойчивые периодические малоамилитудные (0^m.1 - 0^m.2) колебания блеска Значение периола составляет 34.16 лня, на отдельных интервалах его длительность может отличаться до 1.5%. Фотометрический период по данным каталога ASAS в 2005-2009гг., согласно [13], равен 34.13 дня, что близко к периоду орбитального вращения (Р = 34 15 суток), найденному авторами этой работы по измерениям лучевой скорости. Амплитула изменений И-величин меняется, в отлельные сезоны она может не превышать точности регистрации. колебания блеска становятся незаметными, однако восстанавливаются в следуюшие эпохи [10]. Согласно показателям цвета при понижении блеска звезда становится более красной, изменения показателя цвета V- R показывают хорошую корреляцию с изменениями блеска (r=0.6-0.8) и происходят с тем же периолом. Изменения показателя пвета В - И происходят на шкале 26-28 лией. Выявлен также неоднозначный характер изменений B - V, в некоторые сезоны при ослаблении блеска значение В - V уменьшается. В рамках модели занятненности это может указывать на то, что кроме холодных неоднородностей на поверхности звезды присутствуют и яркие (горячие) образования, которые становятся заметными при ослаблении яркости звезлы и усилении контраста.

Недавние исследования PZ Mon, выполненные Пахомовым и др. [13], показали, что звезда является К-гигантом, входящим в двойную систему, и относится к звездам типа RS CVn. Однако есть ряд особенностей, не свойственных звездам этого типа: вгорой компонент является красным карликом M7, орбитальное движение и осевое вращение главной звезды синхронизированы. Соотношение масс компонентов q = 1/10, что указывает на то, что это одна из звезд с редким составом компонент в синхронной двойной системе типа RS CVn. Последующее изучение звезды остается актуальным

Авторы благодарны К.Н.Гранкину за выполнение наблюдений в 2014г. и консультации по их обработке.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Россия, c-mail: otbn@mail.ru

THE PHOTOMETRIC PERIOD OF THE PZ MON STAR

K.A.ANTONYUK, N.I.BONDAR', N.V.PIT'

Results of a search for periodic variations in brightness of PZ Mon and its color indices are presented. We used long-term photometry data over the period

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ПЕРИОД ЗВЕЗДЫ РZ Mon

1992 to 2015. Based on a series of observational data the photometric period of 34.16 d was determined. On some intervals the period duration may vary up to 1.5%. The same period was found in the $V \cdot R$ color variations, the behavior of the index points to the reddening of the star when its brightness decreases, the correlation between these values is detectable on all the interval of observations. The B - V color variations are observed in the time interval of 26-28 days, the brightness-color diagram shows an ambiguous character in B - V variations: at some epochs the color index decreases with a decreasing of brightness; that may be explained within the spottedness model by the presence of both cool and hot formations on the stellar surface.

Key words: stars: variable stars: stellar activity of RS CVn type: photometry: PZ Mon

ЛИТЕРАТУРА

- 1 L. Munch, G. Munch, Tonantz, Tac. Bol., 2, 36, 1955.
- 2 S. Gaposchkin, Tonantz. Tac. Bol., 2, 42, 1955.
- 3. B.R. Pettersen, Memor. Soc. Astron. Ital., 62, 217, 1991.
- 4. S. Cristaldi, M. Rodono, Astron. Astrophys. Suppl., 2, 223, 1970.
- 5 R.E.Gershberg, M.M.Katsova, M.N.Lovkaya et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 139, 555, 1999.
- 6. N.N.Samus, O.V.Durlevich et al., General Catalogue Variable Stars, 2009.
- 7 A.A. Wachmann, Astron. Abhand. Hamburg. Sternw., 7, No. 8, 397, 1968.
- 8. N.I.Bondar, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 111, 259, 1995.
- 9. *Н.И.Бондарь*, Изв. Крымской Астрофиз. Обс., 93, 111, 1996, (Bull. Crimean Astrophys. Obs., 93, 95, 1996).
- 10 N.I Bondar, V.V. Prokofeva, Odessa Astron. Publ., 20, 14, 2007.
- 11 S.H.Saur, Inform. Bull. Var. Stars, 4580, 1, 1998.
- 12 Yu.V. Pakhomov, N.N. Chugai, N.I. Bondar et al., Mon. Not. Roy Astron. Soc., 446, 56, 2015.
- 13. Ю.В. Пахомов, Н.А.Горыня, Письма в Астрон. ж., 41, 1, 2015, (Astron. Lett., 41, 677, 2015).
- 14 V. Piirola, Helsinki Univ. Obs. Astrophys. Lab. Report., 6, 151, 1984.
- 15. I.Alekseev, N.Bondar', Astron. Astrophys. Transactions, 25, iss.2-3, 247, 2006.
- 16 A.U.Landold, Astronomical Journal, 137, 4186, 2009.
- 17 ASAS [http://www.astrouw.cdu.pl/asas/].
- 18. AVE [http://www.gea.cesca.es].

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

ЭВОЛЮЦИЯ ПОТОКОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ В РАННЕЙ ГЕЛИОСФЕРЕ

А.ЕГИКЯН

Поступила 15 февраля 2017 Принята к печати 7 июня 2017

Рассинтаны изменения потоков протонов в гелиосфере за исе время ее существования, обусловленные уменьшением со временем темпа потери массы Солнцем и ее скорости. Рассмотрены два сорта протонов, как принадтежащих солнечному ветру с энергиями около 1 кэВ, соответствующих скорости направленного течения порядка 400 км/с, так и относящихся к аномальной компоненте, ускоренных на границе гелиосферы до энергий порядка 1-100 МэВ Для каждого вида протонов приводятся ашроксимационные формулы изменения лифференциальных интенсивностей со временем, согласующиеся с имеющимися наблюдательными и георетическими данными. С их помощью получены аналитические зависимости скоростей облучения водяного льда на разных этапах эволюции гелиосферы, важных для анализа радиационно-химических трансформаций льдов солнечной системы.

Ключсвые слова: эволюция ранней гелиосферы: энергетические частицы: ускорение протонов: льды: дозы облучения

1. Введение. Гелиосфера современного Солнца определяется равенством линамических давлений солнечного встра и встречного течения межзвездного газа, уравновешивающих друг друга на расстоянии примерно 100а.е. от Солнца (по ходу движения Солнца относительно межзвездной среды со скоростью 26 км/с), причем темп потери массы равен примерно $M = 2 \cdot 10^{-14} M_{\odot}$ год, а скорость солнечного встра порядка 400 км/с [1]. Как известно, интенсивность встра молодого Солнца была намного, на 1-2 порядка больше, а скорость в 2-3 раза быстрее [2-4].

Очевилно, что изменения структуры гелиосферы должны приводить к изменениям потоков заряженных частиц в ее объеме, включая галактические космические лучи (ГКЛ), солнечных космических лучей (СКЛ), аномальной компоненты космических лучей (АКЛ) и протонов солнечного ветра [5,6], обуславливающих важные радиационно-химические грансформации облучаемых веществ. Ниже булут рассматриваться протоны с энергиями около 1 кэВ, принадлежавшие встру, и протоны АКЛ в диапазоне 1-100 МэВ. Задача облучения льдов солнечной системы космическими лучами (КЛ) в современную эпоху рассматривалась в [7]. Подробные наблюдательные и модельные данные о протонах внутри гелиосферы (на 40 и 85а.е.) и вне се представлены

А.ЕГИКЯН

в [8] (рис.4). Суммарные энергетические потоки протонов во всем диалазоне энергий - от 1 эВ до десятков ГэВ, были получены с использованием наблюдательных данных от межиланетных зондов. Депрессия потока СКЛ между кэВ и 100 МэВ энергиями вызвана модуляцией солнечным ветром, препятствующим проникновению частиц относительно низких энергий в гелиосферу. Локальный максимум при энергиях порядка нескольких кэВ обусловлен протонами ветра, распространяющимся со средней скоростью -400 км/с (подтвержленное спутниковыми измерениями в плоскости эклиптики). Более высокоскоростные (вплоть до 800 км/с), но и менее интенсивные потоки, наблюдаемые вне эклиптики, в данной работе не рассматриваются. Химический состав ГКЛ при их распространении от очагов типа сверхновых и их остатков, меняется как из-за локальных неоднородностей источников, гак и из-за взаимодействия с межзвездными газом и пылью [9].

Итак, солнечный ветер распространяется от Солниа, созлавая в околосолнечной межзвездной среде замагниченную полость горячей плазмы [1]. Эта полость, гелиосфера, отделяется от окружающего межзвездного газа границей, называемой гелиопаузой. При взаимодействии солнечного встра с межзвезаным (частично ионизованным) газом, образуется структура с двумя. отстоящими друг от друга ударными волнами, внутри которых и замедляется скорость встра от сверхзвуковой (~400 км/с), до субзвуковой (~100 км/с). Согласно теории взаимодействия солнечного встра с межзвездной средой [5,10], внутренний ударный фронт и гелиопауза располагаются на расстояниях 100 а.е. и 120 а.е. от Солица, соответственно. Таким образом, все планеты, и значительная часть объектов пояса Койпера находятся в пределах современной гелиосферы. Область между внешним ударным фронтом, где солнечный встер замедляется до значения скорости, с которой межзвездный газ обтекает гелиосферу (~20 км/с), и гелиопаузой, называется гелиослоем Вследствие динамического давления потока межзвездного газа, гелиослой деформирован и образует характерную кометообразную форму, хвост которой направлен в противоположную от направления движения Солнца, сторону. Гелиосфера заполнена заряженными частицами, обусловленными различными источниками, причем важность каждого сорта частип зависит от большого числа факторов, например, гелиоцентрического расстояния, широты, уровня солнечной активности, физических условий области Галактики, гле находится Солнце, и т.д. Однако основное различие между ними заключается в их приналлежности к солнечному встру, со всеми разновилностями, или же к КЛ галактического происхождения. Напомним, что, примерно 85% КЛ состоит из протонов, 12 % а -частицы, а остальное - электроны и ядра тяжелых элементов [9] Итак, далее термин ГКЛ будет использоваться для галактических космических лучей, изотропно проникающих в область гелиосферы из

ЭВОЛЮЦИЯ ПОТОКОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ 407

межзвездного пространства. В том же смысле будут пониматься СКЛ - для частиц солнечного ветра и солнечных вспышек, и АКЛ, возникающих в гелиосферных пропессах.

Структура меняющейся из-за солнечной активности гелиосферы и ее магнитных полей регулирует процесс проникновения ГКЛ во внутренние области солнечной системы, называемый также молуляцией. Эффективность модулянии зависит от энергии частин КЛ. Например, в дианазоне энергий порядка МэВ, поток ГКЛ в течение 11-летнего цикла солнечной активности может меняться до 5 раз, антикоррелируя с уровнем активности [5]. Отметим также, что "молодое" Солние вероятно было более активным [11]. Точнее, сразу после образования примерно 4.6 млрд лет назад светимость Солнпа составляла ~70% от современного значения, поверхность была примерно на 200 К холоднее, в то же время в дианазоне 150-250 нм УФ излучение в 2 раза было больше в течение первых 100 млн лет [12]. Данные по раннему солнечному встру более неопределенные. Наблюдения звездных встров молодых звезд солнечного типа показывают в 100 и более раз большие интенсивности [2,3]. Теоретические модели Солниа, согласующиеся с недавними астросейсмологическими данными, также указывают на сравнительно более мошные встры в течение 1 млрд лет после образования [13]. Газ и пыль протосолнечного лиска также были выметены на периферию в течение этого периода. Более частые столкновения протопланет и малых тел изменяли состояние поверхности, которое также следует учитывать при интерпретации упомянутых радиационнохимических трансформаций, обусловленных КЛ. Настоящая работа посвящена расчетам изменения потоков протонов солнечного ветра и АКЛ, и доз облучения доминирующего водяного льда с момента образования Солнца.

2. Об изменении гелиосферы в раннем периоде жизни Солнца. Уже отмечалось, что в ранний период истории Солнца солнечный ветер был интенсивнее, что подтвержлается также современными эволюционными моделями. Известны наблюдательные данные об изменениях звездных ветров молодых звезд, подобных Солнцу [2,3,14], которые позволяют записать следующие анпроксимационные соотношения о концентрации, n_{u} , и скорости, V, сферически-симметричных ветров, в зависимости от времени, подобные приведенным в [14], только с другими подгоночными параметрами, использованными в данной работе для лучшего согласования с современными данными. Эти формулы имеют вил:

$$n_{\rm w} = n_0 \left(1 + \frac{t}{\tau} \right)^{\alpha_{\rm w}} , \qquad ()$$

А.ЕГИКЯН

$$V_{\rm w} = V_0 \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{n_{\rm w}} \tag{2}$$

где $\alpha_{-} = -2$, $\alpha_{V} = -0.5$, $\tau = 0.7$ Gyr, и коэффициенты n_{0} и V_{0} выбираются с привязкой к некоторому моменту времени (для данной области пространства). Например, для Солнца, можно определить n = 600 см и V = 1100 км/с при t=0, чтобы получить $n_{e}=n_{e}=7$ см , и $V=V_{e}=400$ км/с, при t=4.6 Gyr, где n и V - современные значения параметров солнечного встра у орбиты Земли r, причем считается, что V, постоянно вилоть до границ гелиосферы, а n, меняется обратно пропорционально квадрату расстояния от Солнца. Следует отметить, что по наблюдениям [2,3,14], теми потери массы подобных Солнцу звезд со временем убывает согласно простым степенным зависимостям (1,2), полученным в [14] на основе интерпретации изотопных данных лунных и метеоритных пород и моделей потери углового момента ранним Солнцем (и подобных звезд) [14 и ссылки там]. Использованные в данной работс подгоночные параметры необходимы для согласования с современными результатами наблюдений подобных Солнцу, но более молодых звезд [2,3], а также с данными расчетов трехмерных МГД моделей для моментов времени t = 0.7, 2 и 4.6 Gyr [4] (см. ниже, рис.1, внизу слева). Отметим также, что



Рис.1 Зависимости концентрации n_{ω} (протон/см³), скорости V (км/с), темна потери массы Солнцем dM/dt (в единицах $M = 2.0 \, 10^{-6} M_{\omega}$ год) и радиуса телиосферы r_{a1} (A.E.) от времени t (лет) в истории Солнца. Внизу слева показаны верхнис и нижние границы ("о") в эпохи 0.7, 2 и 4.6 Gyr, определенные по наблюдениям выборки подобных Солнцу звезд разных возрастов [2,3]. Теоретические значения [4] для тех же эпох отмечены "х"

параметры аппроксимаций (1, 2) $\alpha_n = -2$, $\alpha_V = -0.5$, $\tau = 0.7$ Gyr в данной работе определялись согласно стандартной процедуре подгонки, с минимальными и максимальными значениями наблюдаемых темпов потери массы подобных Солнцу звезд [2,3], но без учета теоретических значений [4]. Интересно, что полученная аппроксимационная кривая близка к имеющимся теоретическим значениям в 3-х временных точках с точностью до коэффициента меньше 2-х, поэтому с такой же точностью можно записать аппроксимационную кривую для эволюции солнечного ветра. Тогда для меняющейся со временем скорости потери массы Солнием можно записать $= 4\pi r^2 n_w m_p V_w$ (в единицах современного значения $M = 1.3 \cdot 10^{12}$ г/с = 2.0 $\cdot 10^{-14}$ M_☉ год , где и V относятся к области с радиусом r, и $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г - масса протона:

$$M_w = 236 \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\alpha_a + \alpha_p} . \tag{3}$$

Нетрудно оценить по этим формулам, что оба параметра, n_{s} и V, в ранний период истории гелиосферы были намного больше, причем для радиуса гелиосферы r_{HS} можно записать простое соотношение, вытекающее из равенства линамических давлений солнечного ветра, и набегающего со скоростью V = 26 км/с потока межзвездного газа, с концентрацией нейтральных атомов $n_{s} = 0.2 \text{ см}^{-1}$ [15,16]:

$$r_{HS} = r_E \sqrt{\frac{n_E}{n_{ISM}} \cdot \frac{V_w}{V_c}}.$$
(4)

Отсюда, с учетом (1-3) получаем зависимость $r_{\mu\nu}(t)$ от времени (рис.1).

Интенсивный солнечный ветер, будучи потоком заряженных частип, должен был облучать имеющиеся льды системы, обуславливая их радиационнохимическую грансформацию, от которой, в частности, также зависят фотометрические показатели ледяных покрытий тел системы. Разумеется, в ранний период своей истории, состояние упомянутых поверхностей определялось также взаимными столкновениями планетных гел, и строгий количественный анализ должен учитывать оба процесса, что выходит за рамки данной работы. Здесь же мы ограничимся более скромной залачей, а именно, выяснением изменения возможностей облучения льдов протонами солнечного ветра с убывающей интенсивностью. Даже при скоростях ветра порядка 1000 км/с, частицы вегра остаются перелятивистскими, поэтому из определения интенсивности и потока эпергии частип $F = 4\pi J_E$ в лиапазоне энергий ΔE (с размерностью интенсивности эрг (см² с ср ΔE)) и на расстоянии r от Солнца имеем простое соотношение:

$$(1/4\pi)n_{w}V_{w}E_{p} = \frac{(1/4\pi)M_{w}V_{w}^{2}}{8\pi r^{2}} = \int_{E_{m}}^{E_{2}} J_{E}(E)dE.$$
(5)

А.ЕГИКЯН

При постоянной скорости встра практически во всей гелиосфере облучение будет осуществляться практически моноэнергетическими протонами с энергией порядка

$$E_{\mu} = m_{\mu} \frac{V_{\pi}^2}{2} = 6310 \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{2\alpha_{\mu}} \Im \mathbf{B}, \qquad (6)$$

Согласно наблюдательным ланным ([8] рис.4), в современном солнечном ветре имеется небольшой разброс относительно среднего значения E (t = 4.6 Gyr) = = 0.83 къВ, порядка $\Delta E = E_2 - E_1 = 0.1$ къВ. Приняв $\Delta E = k = 0.12 E$ за все время от начала истечения, в результате получим эволюционную зависимость лифференциальной интенсивности частиц ветра от времени $= J_E(E)/E$ (с размерностью частиц/(см² с ср. ΔE), причем $E = E_p$:

$$J_{E}(E) = \frac{J_{E}(E)}{E} = \frac{(1 \ 4\pi)M_{w}V_{w}^{2}}{4\pi r^{2}E\,\Delta E}$$
(7)

Видно, что у орбиты Земли

$$J_{p}(E) = 1.39 \cdot 10^{13} \left(1 + - \right)^{\alpha_{n} - \alpha_{p}} \frac{\text{частин}}{\text{см}^{2} - \text{с-ср-МоВ}}$$
(8)

При t = 4.6 Gyr, согласно (6) E = 0.83 къВ, а из (8) получаем $J_p(E) = 6.7 \cdot 10^{11}$, что совпадает с известным срелним значением [8]. Теперь, зная, как меняется поток частиц ветра во времени (8) и в пространстве (скорость постоянна, концентрация обратно пропорциональна квалрату расстояния от Солица), легко рассчитать изменения скоростей облучения льдов со временем, в заданной области гелиосферы. При направленном потоке частиц, $F_p(E) = \pi J_p(E)$ [8], скорость облучения $D_p = dD/dt$ определяется формулой [17, и ссылки там]

$$nM(n)D_r = \int_{-\infty}^{E_1} F_p(E)S(E)dE , \qquad (9)$$

где, например, для водяного льда, $\rho = 1r$ см = nM(n) 1а.е.м., $n = 3.3 \cdot 10^{22}$ см⁻¹, M(n) = 18 и 1а.е.м. $1.67 \cdot 10^{-24}$ г. Функция суммарных энергетических потерь многих льдов и их смесей, S(E), известна, например, $S(E = 0.8 \text{ кэB}) = 19 \text{ кэB}/\mu$ для воляного льда [18,19] (см. рис.3, ниже). Поскольку, энергетический профиль протонов ветра примерно треугольный, с шириной основания -0.1 кэB ([8], рис.4), получаем изменение скорости облучения воляного льда со временем (в единицах эВ с⁻¹ см⁻³ а.е.м⁻¹), например, у орбиты Земли, согласно формуле:

$$D_{r} = \frac{0.12\pi J_{p}(E)S(E)E}{nM(n)} = 5.6 \cdot 10^{-7} \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\alpha_{n}+\alpha_{n}} S(E),$$
(10)

где $E = E_p$ и определяется согласно (6).

ЭВОЛЮЦИЯ ПОТОКОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ 411

На рис.2 показаны зависимости (8), (10) у орбиты Земли, а также величины доз облучения, D = D, Δt за 1, 10³ и 10⁶ лет. Звездочками отмечены пороговые уровни инициации возможных радиационно-химических трансформаций [7,17] и графитизации (верхний) [20]. Пороговый уровень графитизации (разрушения фуллерено-полобных систем) приводится в качестве верхнего уровня дозы облучения, вызывающей разрушение сложных систем. Приведем также для сравнения распределение скорости облучения в современной гелиосфере в функции от расстояния от Солнца (рис.3). Интересно отметить, что в обоих случаях, и у Юпитера, за все время жизни, и во всей системе, включая объекты пояса Койпера (r = 200 - 300 а.е.), минимальное количество поглощенной за 1 млн лет энергии, превышает 1 кэВ (рис.3), что достаточно для инициации сложных радиационно-химических изменений в ледяных смесях [7,17]. При наличии в смеси углеродсодержащих соединений, возможно также соответствующее изменение фотометрических характеристик ледяных покрытий тел системы ([7], и ссылки там).



Рис 2. Изменения лифференциальной интенсивности J (частип см⁻² с⁻¹ ср⁻¹ МрВ-1 и скорости облучения воляного льда D, (зВ с⁻¹ см⁻¹ а.е.м⁻¹) со временем t (лет) у Земли протонами встра (сверху). Изменения доз облучения водяного льда D (зВ см⁻¹ а.е.м⁻¹) со временем t (лет), у Земли и Юпитера (r = 5.2 а.е.) показаны внизу. Звездочками отмечены пороговые уровни инициации возможных радиационно-химических трансформаций (нижний) и графитизации (верхний).



Рис.3. Изменения скорости облучения водяного льда у Земли протонами ветра D_{μ} (эВ с⁻¹ см⁻¹ а.е.м.⁻¹) в зависимости от расстояния от Солнна *г* (А.Е.) в современную эпоху (сверху слева) Изменения доз облучения водяного льда D (эВ см⁻¹ а.е.м.⁻¹) за 10¹, 10⁴ и 10⁴ лет (вверху справа и внизу слева) Звездочками отмечены пороговые уровни инициации возможных радиационно-химических трансформация (нижний) и графитизации (верхний). Энергетические погери протонов в водяном льду S(E) (коВ/µ) рассчитаны согласно SRIM [18,19]

3. Об изменении потоков энергетических частиц в раннем периоде жизни Солнца. Хорошо известно, что в околосолнечном пространстве в низкоэнергетической части спектра КЛ, в диапазоне 1-100 МэВ, ломинирует так называемая аномальная компонента, состоящая из части захваченных межзвездных ионов, ускоренных на границе гелиосферы, с превышением потока на 4-5 порядков по сравнению с КЛ в обычной МЗС [6].

Результаты теории явления на основе 5-компонентной модели частип с хорошей точностью совпадают с наблюдениями посредством зонда "Вояджер-1", который в 2004г. вошел в область гелиосферной ударной волны [21]. Параметры эволюционного изменения потока АКЛ можно получить с помощью простых количественных оценок [22]. Действительно, общеизвестная модель образования ГКЛ в оболочках сверхновых предполагает преобразование доли ε (10-30%) кинетической энергии оболочки в энергию частип *E* в диапазоне МэВ-ГэВ и выше, со степенным распределением — $E^{-\gamma}$, где $\gamma = 2.5 - 2.7$ для ГКЛ [9]. На фронте ударной волны статистические механизмы Ферми должны

ЭВОЛЮШИЯ ПОТОКОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ 413

привести к ускорению протонов от энергий в несколько коВ до энергий порядка МэВ-ГэВ-ов, за время не более 30000 лет. Дело в том, что в модели лиффузного ускорения на фронте сильной ударной волны [9] прирост энергии частицы при каждом перессчении фронта порядка 1/100, поэтому для роста, например, от 1-5 кэВ (400-1000 км/с) до 1-100 МэВ необходимо до 10 перессечений фронта, толшина которого, булучи порядка длины свободного пробега, известна, в основном определяется реакцией перезарялки протонов ветра с набегающими нейтральными атомами МЗС и составляет величину порядка 100 а.е. [10]. Тогла максимальное время ускорения оценивается как $t_{a_{1}} = 10^{15} \cdot 10^{5} / 10^{8} / 3 \cdot 10^{7} = 30000$ лет. Такое время ускорения соответствует максимальному значению коэффициента лиффузии энергетических частиц в области ускорения, $Q = l_{acc}V_{\bullet}^2 = 10^{12} \cdot 10^{16} = 10^{28}$ см /с, что по порялку величины совпалает с оценкой для МЗС [9]. В данной работе ограничимся простой оценкой потока F(E) ускоренных частиц в лиапазоне 1-100 МэВ, играющих важную роль в радиационно-химических трансформациях. Вклал от более энергичных частин пренебрежимо мал, так как ионизационные потери выше 100 МэВ фиксированы (преобладают потери, связанные с релятивистскими эффектами) и не меняются, а спектр достаточно крутой, у = 2.5 - 2.7. Итак, пусть 10% (ε = 0.1) кинетической энергии быстрого ветра ядра преобразуется в энергию ускоренных до 100 МоВ частиц на фронте ударной волны, тогда для сферически-симметричного случая, аналогично (5), можно написать:

$$(1/4\pi)\varepsilon M_{\bullet}V_{\bullet}^{2} = A \int_{E_{1}}^{E_{2}} J_{E}(E) dE , \qquad (11)$$

где скорость потери массы звездой, $M_{\star} = 10^{-14} - 10^{-12} M_{\odot}$ год, установившаяся скорость течения, $V_{\star} = 400 - 1100 \text{ км/с}$, $F_E(E)dE = 4\pi J_E(E)dE$ - поток энергии частиц в интервале энергий dE, $J_E(E)$ - связанная с потоком интенсивность. E = 1 MeV, $E_2 = 100 \text{ MeV}$, и A - плошаль характерной поверхности, совпадающая с поверхностью сферического ударного фронта, $A = 5\pi r_i^2$. Полагая $J_E = J_E(E_1)(E_1/E)^{\gamma}$, где $\gamma = 2.5 - 2.7$, возможно даже $\gamma = 4.0$ [23], получим

$$\frac{(1/4\pi)\epsilon M_* V_*^2}{4\pi r_i^2} = J_E(E_1) \cdot \frac{E_1}{\gamma - 1}.$$
(12)

Таким образом, для интенсивности числа частин $J_{p}(E)$. например, при $E_{1} = 1 \text{ MeV}$, можно записать

$$J_{p}(E_{1}) - \frac{J_{E}(E_{1})}{E_{1}} = \frac{\gamma - 1}{E_{1}^{2}} \frac{(1/4\pi)\varepsilon M_{*}V_{*}^{2}}{8\pi r_{i}^{2}},$$
(13)

гле размерность $[J_p(E_1)] = ($ частин см⁻² с⁻¹ ср⁻¹ МоВ⁻¹). При $r = 10^{15}$ см. $M_* = 2 \cdot 10^{-14} M_{\odot}/$ год, $V_* = 400$ км/с, $J_p(E_1) = (\gamma - 1) \cdot 0.084 = 0.13 - 0.25$ частип см⁻² с⁻¹ ср⁻¹ МоВ⁻¹. Таким образом, при выборе параметров современного

А.ЕГИКЯН

солнечного ветра M, и V, полученная оценка интенсивности у границы гелиосферы, по порядку величины совпадает с данными наблюдений (-1частин см² с¹ ср¹ МрВ⁻¹), и примерно на 4 порядка превышает среднегатактическое значение для M3C, $J_p(E_1) = 2.0 \ 10^{-4}$ частип см² с⁻¹ ср⁻¹ МрВ⁻¹ ([6] рис.2). Более точную оценку можно получить, исключив раднус гелиосферы из (13) посредством (4):

$$J_{p}(E_{1}) = \frac{\gamma - 1}{E_{1}^{2}} \frac{\varepsilon}{4\pi} m_{p} n_{ISM} V_{c}^{2} V_{0} \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\alpha_{p}} = 12.4 \left(\gamma - 1\right) \cdot \varepsilon \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\alpha_{p}}, \quad (14)$$

или

$$J_{p}(E_{1}) = (1.9 - 3.7) \cdot \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-0.5} \frac{\text{частиц}}{\text{см}^{2} + \text{с-ср} - \text{MbB}}$$
(15)

При вышеприведенных значениях параметров, получим при t = 4.6 Gyr, $J_p(E_1) = (0.69 - 1.3)$ частиц/см² с ср МоВ, с точностью до множителя 2, совналающего с экспериментальным значением [6].

Перейлем теперь к расчету эволюнии лозы облучения льлов у границы гелиосферы энергетическими частицами АКЛ. Используем (9), где теперь поток $F_p(E) = 4\pi J_p(E)$, а интенсивность $J_E = J_E(E_1)(E_1 - E)^T$ и $J_p(E)E = J_E$:

$$(nM(n))D_{r} = \int_{E_{r}}^{E_{s}} F_{p}(E)S(E)dE .$$
 (16)

Тогда, аппроксимируя энергетические потери протонов в водяном льду, в диапазоне 1-100 МоВ, $S(E) = S(E_1)(E_1 / E)^{\beta}$, ($\beta = 0.71$), получим

$$D_{p} = \frac{4\pi - S(E_{1})J_{p}(E_{1})}{(\beta + \gamma - 1)nM(n)}.$$
 (17)

Точность (17) (по сравнению со случаем с табличными данными S(E)) составляет 6-7%, что вполне приемлемо. Результаты представлены на рис.4, где показаны рассчитанные по программе SRIM [18,19] значения S(E) в сравнении с аппроксимирующей их функцией. Также ноказана временная зависимость теоретической дифференциальной интенсивности энергетических протонов у 1 МэВ на границе гелиосферы, с указанием современного наблюдаемого значения, и энергетические спектры и скорости облучения в зависимости от γ . Лучше всего совпалает с наблюдаемым в [21] распределение в диапазоне 1-100 МэВ, соответствующее значению $\gamma = 2.0$, в то время как при E = 1 МэВ J(E) = 0.55, что примерно в 2 раза меньше наблюдаемого. С другой стороны, $J_p(E = 1$ МэВ) = 1.3 (при $\gamma = 4.0$), что совпадает с наблюдаемым значением. Эти оценки показывают, что следует с осторожностью использовать распределение – E^{-1} во всем рассматриваемом диапазоне. Следует подчеркнуть, что в задаче нычисления доз облучения данное обстоятельство не существенно.



Рис 4. Энергетические потери протонов в водяном льду S(E) (ко B/μ) в зависимости от онергии E (МоB), рассчитанные по SRIM, в сравнении с аппроксимирующей степенной функцией (вверху, слева). Зависимость теоретической дифференциальной интенсивности энергетических протонов при 1 МоB у границы гелиосферы $J_p(E_1)$ (частин см⁻² с⁻¹ ср⁻¹ Мо B^-) от времени i (лет). Показано также наблюдаемое современное значение (Voyager 1) (вверху справа) и энергетические спектры $J_p(E)$ (E = 1 - 100 МоB) в зависимости от параметра γ (внизу, слева) и эволюционные изменения скорости облучения D_{-1} (эB с⁻¹ см⁻¹ а.е.м.) с указанием относительного отклонения от среднего в зависимости от γ (внизу, справа)

так как они, согласно (17), зависят только от значений $J_{\rho}(E=1 \text{ M}_{D}\text{B})$ именно из-за "кругизны" распределения, даже при $\gamma = 2.0$, так что полученные формулы можно считать приемлемыми с точностью до множителя меньше 2.

На рис.5 показано изменение дозы облучения за 100 млн лет у границы гелиосферы с течением времени для вышеприведенных значений γ . Сама граница также меняется, согласно (4), уменьшаясь на 15-20 а.е. примерно за каждые 100 млн лет, начиная со значения 800 а.е. при 3.8 млрд лет назад и кончая современными 100 а.е. Интенсивность энергетических протонов за фронтом ударной волны уменьшается как r^{-2} , а внутри гелиосферы подвержена модуляции солнечным ветром, что требует отдельного рассмотрения. Таким образом, для количественных характеристик облучения льдов солнечной системы энергетическими протонами ранней гелиосферы можно использовать (17), или данные рис.5, что может быть интересным при исследовании объектов пояса Койпера.



Рис.5. Дозы облучения воляного льда энергетическими протонами за 10⁴ лет *D* (эВ см⁻¹а.е.м.⁻¹) у (переменной) границы гелиосферы, в зависимости от времени t (лет), для разных значений у (см рис.4). Звездочками отмечены пороговые уровни инициации возможных радиационно-химических трансформаций.

Также следует подчеркнуть, что результаты нитированной работы [6] вместе с нашими расчетами наглядно лемонстрируют факт превышения потоков низкоэнергетических частиц (1-100 МэВ) как минимум на 4 порядка по сравнению со среднегалактическим, в так называемых астросферах, даже обусловленных такими слабыми звездными ветрами, как солнечным. Это может иметь интересные последствия при прохождении звезд, и в частности Солнца, через межзвездные облака [16,24].

4. Заключение. Таким образом, льды на поверхности небесных тел (пояс Койпера, ядра комет, и т.п.) подвержены влиянию облучения протонами разных энергий, в основном порядка 1 кэВ и 1 МэВ. Следует отметить, что ультрафиолетовое излучение, удары метеоритов и нагрев солнечным изтучением, также могли способствовать изменению состояния их поверхности за все время их существования. Однако для комплексного решения проблемы, например, анализа фотометрических характеристик ледовых покрытий, необходимо сначала проанализировать влияние отдельных факторов В данной статье, используя модельные теоретические потоки протонов ветра и ускоренных у границы гелиосферы энергетических протонов. Были рассчитаны скорости облучения и дозы для водяного льда практически за все время существования гелиосферы, начиная с момента зарождения жизни на Земле 3.8 млрд лет назал. Их значения показали, что энергии, поглощенной льдами на поверхности тел солнечной системы в течение 1 млн лет и более, достаточно

ЭВОЛЮЦИЯ ПОТОКОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ 417

для их существенного изменения. В заключение еще раз подчеркнем важность новых экспериментальных данных по результатам облучения льдов, в особенности значений радиационно-химических выходов синтезируемых молекул и их оптических характеристик.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Государственного комитета по науке МОН РА в рамках научного проекта № 15Т-1С081. Автор благодарен рецензенту В.Н.Обридко за полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им В.А.Амбариумяна, Армения, e-mail: ayarayeg@gmail.com

EVOLUTION OF ENERGETIC PARTICLE FLUXES IN THE EARLY HELIOSPHERE

A.YEGHIKYAN

The variations of proton fluxes in the heliosphere during its evolution, due to a decrease of the mass loss rate of the Sun and the flow's speed are calculated. Two kinds of protons are considered as belonging to the solar wind with the energies of about 1 keV, corresponding to the flow's speed of about 400 km/s, as well as related to the anomalous component. accelerated at the boundary of the heliosphere to energies of the order of 1-100 MeV. For each type of protons approximate formulas for differential intensity changes over time consistent with the available observational and theoretical data are presented. Then analytical dependences of water ice irradiation rates at different stages of evolution of the heliosphere are obtained, which are important for the analysis of radiation-chemical transformations of the solar system ices.

Key words: evolution of the early heliosphere: energetic particles: protons acceleration: ices: irradiation doses

ЛИТЕРАТУРА

N. Meyer-Vernet, Basics of the solar wind, Cambridge UP, 2007.
 B. Wood, II-R. Muller, G. Zank et al., Astrophys. J., 628, L143, 2005.

А.ЕГИКЯН

- B. Wood, J. Linsky, M. Güdel, in: H Lammer, M. Khodachenko (eds.), Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments, Astrophys. Space Sci. Library, 411, 19, Springer, 2015.
- 4, V.Airapetian, A.Usmanov, Astrophys. J., 817, L24, 2016.
- 5. H.Fahr, Adv. Sp. Res., 34. 3, 2004.
- 6. K.Scherer, H.Fichtner, S.Ferreira et al., Astrophys. J., 680, L105, 2008.
- 7. A. Yeghikvan, Astrophys. Space Sci. Trans., 5, 1, 2008.
- 8. J. Cooper, E. Christian, J. Richardson, C. Wang, Earth, Moon and Planets, 92, 261, 2003.
- 9. M.Longair, High Energy Astrophysics, Cambridge UP, 2011.
- В.Баранов, К.Краснобаев, Гидролинамическая теория космической плазмы, М., Наука, 1977.
- 11. E. Guinan, I. Ribas, in: The evolving Sun and its influence on planetary environments, ASP Conf. Series, 269, 85, 2002.
- 12. K.Zahnle, J Walker, Rev. Geophys. Space Phys., 20, 280, 1982.
- 13. I.Sackmann, A Boothroyd, Astrophys. J., 583, 1024, 2003.
- 14. G.Newkirk Jr., Geochim. Cosmochim. Acta Suppl., 13, 293, 1980.
- A. Yeghikyan, H. Fahr, in: Astrophys. Space Sci. Lib., 338, 317-348, Frisch, P. (ed.), Solar Journey: The significance of our Galactic Environment for the Heliosphere and Earth, Springer, 2006.
- 16. А.Егикян, Астрофизика, 56, 267, 2013, (Astrophysics, 56, 246, 2013).
- 17. А.Егикян, Астрофизика, 54, 103, 2011, (Astrophysics, 54, 87, 2011).
- 18 J.Ziegler, J Biersack, U.Littmark, The Stopping and Range of Ions in solids, Pergamon Press, NY, 2003.
- 19. J.Ziegler, J.Biersack, www.srim.org, 2013.
- F. Cataldo, G. Strazzulla, S. Iglesias-Groth, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 394, 615, 2009.
- 21. E.Stone, A.Cummings, F.McDonald et al., Science, 309, 2017, 2005.
- 22. A. Yeghikyan, Molecular Astrophysics, in press, 2017.
- 23. P.Edmon, Multidimensional diffusive shock acceleration in the winds from massive stars, PhD Thesis, University of Minnesota, 2010.
- 24 А.Егикян, Л.Барсамян, Астрофизика, 56, 481, 2013, (Astrophysics, 56, 443, 2013).

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА И ВАРИАЦИИ УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ В 24 ЦИКЛЕ

Е.А.БРУЕВИЧ, Г.В.ЯКУНИНА Поступила 16 марта 2017 Принята к печати 7 июня 2017

Анализируются вспышечная активность Солнца и потоки в ультрафиолетовом диапазоне в 24-м цикле. В отличие от 21-23-го циклов, где самые мощные вспышки наблюдались на ветви спада, наиболее крупные вспышки (>X2.7) в 24-м цикле произошли на ветви роста и в максимуме. Регрессионные зависимости УФ-индексов от общего уровня излучения Солнца значительно различаются для 24-го цикла в сравнении с 21-23-м циклами. Обнаружено, что для вспышки 09.08.2011 (по наблюдениям SDO и GOES-15) распространение вспышки происходит по направлению от верхней короны к нижней короне и хромосфере. Исследование N-S асимметрии в распределении вспышек в 24-м цикле показало, что наблюдается сильное преобладание вспышек в N-полушарии в 2011 г. и в S-полушарии в 2014г. Найдено, что в 23 и 24-м циклах задержки начала протонных событий от начала вспышки, вызывающей это событие, характеризуются распределением с ярко выраженным максимумом, который соответствует задержке в 2 часа, как для протонов с энергиями >10 МэВ, так и с энергиями >100 МэВ.

Ключевые слова: Солнце: 24 цикл: вспышки: вспышечный индекс: вариации УФ-излучения: протонные события

1. Введение. Анализ вспышечной активности и вариаций потоков в УФ-области спектра важен для исследования проблем солнечной и земной физики. Ускоренные частицы, генерируемые мощной вспышкой, являются фундаментальным фактором, влияющим на космическую погоду, имеющим множество практических приложений к задаче исследования физических процессов и в гелиосфере, и в атмосфере Земли.

1.1. Особенности 24-го цикла активности. Текущий солнечный цикл 24 является самым слабым солнечным циклом более чем за последние 100 лет. В настоящее время происходит переход к следующему минимуму солнечной активности между циклами 24 и 25, который ожидается примерно в 2018-2019гг. Солнечный цикл 24 продолжает тенденцию последних лет, характеризующуюся уменьшением числа солнечных пятен, которая началась с 21-го цикла, достигнув своего максимума примерно в 1980г. (см. рис.1). Многие ученые, занимающиеся прогнозом солнечной активности в NASA, полагают, что 25-й цикл будет примерно таким же или слабее, чем 24-й

Е.А.БРУЕВИЧ, Г.В.ЯКУНИНА

цикл. В [1] проведено численное моделирование вариаций солнечной активности, с использованием данных наблюдений числа солнечных пятен за период 1750-2050гг. На основе представлений теории динамо решалось уравнение эволюции для ряда чисел Вольфа с учетом механизма формирования магнитных полей в солнечных пятнах. Результаты моделирования [1] хорошо коррелируют с наблюдениями и предсказывают длительный период низкой активности вплоть до 2050г., сходный с минимумом Дальтона.

На рис.1 показана зависимость вариаций числа солнечных пятен за 300 лет. Видно, что настоящий 24-й цикл активности относится к одним из самых низких, сравнимых с активностью в эпоху минимума Дальтона. Ожидается, что циклы 25 и 26 также будут подобными циклу 24.



Рис.1. Среднегодовые значения чисел солнечных пятен (SSN) с 1700г. по настоящее время.

1.2. Активность Солнца в ультрафиолетовой области и вспышечная активность в 24-м цикле. Исследования в ультрафиолетовой (УФ) области спектра являются существенной частью изучения процессов развития солнечных вспышек. К УФ-области спектра электромагнитных волн относится диапазон от 5 до 400 нм. УФ-фотоны поглощаются в верхних слоях атмосферы Земли, потоки солнечного излучения в коротковолновой области вызывают ионизацию и диссоциацию компонентов атмосферы, приводящих к образованию ионосферы. Солнечное УФ-излучение формируется в верхней хромосфере и переходной области, рентгеновское - в короне, потоки в этих диапазонах составляют сравнительно небольшую долю в общем потоке излучения. В отличие от большинства звезд солнечного типа, Солнце характеризуется сравнительно небольшой запятненностью, умеренной вспышечной активностью и низким уровнем потока коронального излучения [2,3]. На этом фоне даже незначительные вариации потоков, связанные с появлением и исчезновением групп пятен в активных областях, с вариациями активности в солнечном цикле и крупными вспышками, вызывают заметные изменения ультрафиолетовых и рентгеновских индексов активности.

Потоки УФ-излучения, анализируемые в настоящей работе, изменяются на десятки процентов в масштабах времени от нескольких минут до нескольких часов (во время солнечных вспышек); на проценты за время от нескольких дней до нескольких месяцев (из-за перемещения активных областей по диску, вызванного вращением Солнца); и до двух раз за время от нескольких лет до десятков лет (вариации в солнечном цикле). Эта изменчивость вызывает аналогичные по амплитуде и времени изменения в ионосфере и верхней атмосфере Земли. Так как солнечное УФ-излучение, в основном, поглошается в верхних слоях атмосферы, его измерения проводятся с помощью аппаратуры. установленной на ракетах и спутниках. Из-за связанных с этим трудностей в течение многих лет использовались различные прогнозы потоков излучения в УФ-диапазоне с использованием корреляционных соотношений с числами солнечных пятен и с радиоизлучением на волне 10.7 см (F_{10.7}). Поток F_{10.7} в настоящее время часто используется в качестве объективного индекса. определяющего текущий уровень активности Солнца, этот поток измеряется в sfu (solar flux units), 1 sfu соответствует потоку 10⁻²² Вт м⁻² Гш⁻¹. Таким образом. всесторонний анализ данных наблюдений солнечного УФ-излучения необходим, поскольку излучение в этой области солнечного спектра является важнейшим входным параметром при моделировании состояния ионосферы Земли и определяет космическую погоду в околоземном пространстве.

В [4] показано, что связь между УФ-индексами солнечной активности и общей активностью Солнца, определяемой по величине F_{10.7}, различается для циклов 21-23: изменяются величины коэффициентов регрессии. Коэффициент корреляции для линейной регрессии изменяется в течение одного цикла, дважды достигая максимумов во время фаз роста и спада цикла, и двух минимумов в течение минимума и максимума циклов [4].

1

На рис.2 приведены временные ряды ультрафиолетовых индексов активности и вспышечного индекса в сравнении с рядом F_{10.7} - индикаторов общей активности солнечной атмосферы. Рис.2 показывает, что текущий 24-й цикл характеризуется примерно вдвое более низкими значениями амплитуд УФ-индексов и индекса вспышечной активности по сравнению с циклами 21-23, что соответствует текущей низкой солнечной активности в целом.



Рис.2. Циклические вариации потока F_{10.7}, F_{La}, Mg II 280 нм (ядро/крылья) и вспышечного индекса (Flare Index - FI) по наблюдениям в 21-24 циклах.

Целью работы является:

- анализ вариаций потоков УФ-излучения в линиях Lα 121.6 нм и Mg II 280 нм, а также вспышечной активности Солнца в 24-м цикле;

- сравнение потоков в диапазоне длин волн от мяткого рентгеновского (данные со спутников серии GOES - диапазон 0.1-0.8 нм) до ультрафиолетового (данные по потокам в пяти УФ-линиях солнечной обсерватории SDO - Solar Dynamics Observatory) с целью проследить эволюцию процесса распространения в солнечной атмосфере самой крупной вспышки 24-го цикла;

- оценка задержки начала протонных событий от момента начала вспышек в диапазоне 0.1-0.8 нм, связанных с этими событиями по данным спутников GOES 13-15.

ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА

2. Потоки в УФ-области и вспышечная активность в 24-м цикле.

2.1. Поток ультрафиолетового излучения в линии Mg II 280 нм. Индекс, характеризующий отношение потоков излучения в центре и в крыльях хромосферной линии Mg II (280 нм) непрерывно наблюдается с помощью аппаратуры, установленной на спутниках, с 1978г. Ядра линий дублета Mg II 279.56 и 280.27 нм формируются в хромосфере, но крылья, в основном, фотосферного происхождения. Этот индекс является хоропшим индикатором состояния солнечной хромосферы. Наблюдается тесная связь с потоком в различных линиях и диапазонах солнечного излучения в УФобласти спектра [5,6], важных для моделирования состояния земной ионосферы. Индекс Mg II (ядро/крылья) измеряется в относительных величинах. Используются наблюдения [7].

На рис.3 показана зависимость потока ультрафиолетового излучения Mg II 280 нм от потока радиоизлучения на волне 10.7 см - индикатора уровня солнечной активности. Черными точками указана зависимость для 21-23-го циклов, полыми кружками - зависимость для 24-го цикла. Показаны линии квадратичных регрессий отдельно для 21-23-го циклов и 24-го цикла. Как видно из рис.3, эти регрессии сильно различаются: в 24-м цикле максимальные потоки составляли примерно половину величины от максимумов потоков в 21-23-м циклах, разброс величин в 24-м цикле больше, заметно различаются коэффициенты регрессии.



Рис.3. Зависимость потока ультрафиолетового излучения Mg II 280 нм (ядро/крылья) от потока радиоизлучения на волне 10.7 см.

2.2. Поток ультрафиолетового излучения в линии La 121.6 нм. Поток в линии водорода Лайман-альфа (F_{La}) от полного солнечного диска - важный индикатор, характеризующий состояние хромосферы и нижней части переходной области [8]. Индекс F_{La} измеряется в 10¹¹ фотон см⁻² с⁻¹. Используются наблюдения [9].



Рис.4. Зависимость потока ультрафиолетового излучения F_{La} 121.6 нм от потока радиоизлучения на волне 10.7 см.

На рис.4 показана зависимость потока ультрафиолетового излучения F_{La} 121.6 нм от потока радиоизлучения на волне 10.7 см. Черными точками указана зависимость для 21-23-го циклов, полыми треугольниками - зависимость для 24-го цикла. Отмечены линии квадратичных регрессий: для обеих зависимостей линии и коэффициенты регрессии различаются более явно, чем в случае с индексом Mg II 280 нм.

2.3. Вспышечный индекс в 24-м цикле. Особенностью временных вариаций вспышечного индекса в конце XX - начале XXI вв. является то, что уже в 23-м цикле максимальная амплитуда FI уменьшилась вдвое по сравнению с циклами 21-22. Архивные данные FI с 1975 по 2008гг. доступны на http://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-indices.

В 24-м цикле мы провели расчеты FI в соответствии с формулой вычисления FI из [10] с использованием данных о вспышечной активности, которые доступны на http://www.wdcb.ru/stp/data/Solar_Flare_Events/Fl_XXIV.pdf, (см. рис.2). Показано, что амплитуда FI в цикле 24 уменьшилась еще в два раза по сравнению с 23 циклом.

На рис.5 приведена зависимость FI от потока радиоизлучения на волне 10.7 см. Черными точками указаны зависимости для 21-23-го циклов, полыми квадратами - зависимость для 24-го цикла. Отмечены линии квадратичных регрессий: видно, что различия линий регрессий для обеих зависимостей не так значимы, как для УФ-индексов, а разброс величин больше.





3. Крупные вспышки в 24-м цикле. На рис.6 представлено распределение вспышек М1-Х7 (740) в 24-м цикле. Точками показаны месяцы, когда число вспышек за месяц N < 5, звездочками - число вспышек за месяц S < N < 10, большими полыми кружками - число вспышек за месяц N > 10. Данные о вспышках нанесены на кривую скользящих среднемесячных значений числа солнечных пятен. Видно, что наибольшее количество вспышек произошло на ветви спада после первого максимума, а во время второго максимума и на ветви спада 10сле первого максимума, а во время второго максимума и на ветви спада 24-го цикла. Наибольшее количество крупных вспышек приходится на 2014г. До 2011г. и с середины 2015г. крупных вспышек практически не наблюдалось. В отличие от циклов 21-23 в 24-м цикле крупные вспышки X > 2.7 не наблюдались на фазе спада цикла.

4. Северо-южная (N-S) асимметрия локализации крупных вспышек в 24-м цикле. В последние годы были исследованы и описаны основные свойства N-S асимметрии, проявляющиеся во всех индексах солнечной активности, но причина происхождения этой асимметрии до настоящего времени остается непонятной. Вероятно, что N-S асимметрия индексов является фундаментальным свойством солнечной активности, которое указывает на то, Е.А.БРУЕВИЧ, Г.В.ЯКУНИНА



Рис.6. Среднемесячное распределение крупных вспышек в 24-м цикле.

что имеются значимые различия в процессах, происходящих в северном и южном полушариях. При исследовании N-S асимметрии [11] выяснилось, что многие особенности циклической деятельности Солнца сильнее проявляются именно в асимметрии индексов активности, а не в самих значениях этих индексов.

По результатам анализа вспышечной активности в 21-23-м циклах [12] показано, что наблюдения крупных вспышек в мягком рентгеновском диапазоне (GOES, 0.1-0.8 нм) на различных фазах солнечных 21-23 циклов демонстрируют N-S асимметрию. Отмечено также, что в течение целого цикла 21 наблюдалось небольшое превышение вспышечной активности в северном полушарии, тогда как для циклов 22 и 23 в целом преобладал южный избыток. Важно

Таблица 1

Год	Число вспышек >М5	Число вспышек >X1	Число вспышек в N-полушарии	Число вспышек в S-полушарии
2010	3	0	2	1
2011	19	8	15	4
2012	21	6	12	9
2013	21	12	10	11
2014	39	16	11	28
2015	12	2	5	7
2016	4	-	4	-

АСИММЕТРИЯ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 24 ЦИКЛЕ

отметить, что N-S асимметрия солнечных вспышек обнаруживается в отношении как самого факта появления вспышек, так и в интенсивности вспышек, что необходимо учитывать в моделях солнечного динамо [12].

Мы исследовали N-S распределение вспышек в 24-м цикле. В табл.1 представлены данные анализа N-S асимметрии для крупных вспышек рентгеновского класса > M5 (119) на различных фазах 24-го цикла. Видно, что наблюдается сильная асимметрия вспышечной активности в 2011г. (15 вспышек в северном полушарии против 4 - в южном) и в 2014г. (11 вспышек в северном полушарии против 28 - в южном). В остальное время 24-го цикла число вспышек в разных полушариях было примерно равным.

Рис.7 демонстрирует N-S распределение крупных вспышек (рентгеновский класс > M1 - среднемесячные данные) на различных фазах 24-го цикла.

На кривой, отображающей скользящие среднемесячные значения числа солнечных пятен, различными символами отмечены месяцы, характеризующиеся явно выраженной N-S асимметрией. На рисунке черными кружками показаны годы, когда число вспышек в северном полушарии значительно превосходит число вспышек в южном полушарии, звездочками - преобладание вспышек в южном, полыми кружками - число вспышек в обоих полушариях примерно одинаково.

На рис.7 видно, что на фазе подъема 24-го цикла сначала число крупных вспышек примерно одинаково в северном и южном полушарии, затем в 2011 и 2012гг. наблюдается преобладание вспышек в северном полушарии, что соответствует асимметрии числа пятен. Во время первого максимума



Рис.7. N-S асимметрия числа крупных (> M1) вспышек в 24-м цикле.

наблюдается примерно равное соотношение числа вспышек в северном и южном полушариях. Во время второго максимума на фазе спада цикла с 2013 по 2016гг. мы видим, что преобладают вспышки в южном полушарии, что соответствует асимметрии солнечных пятен в 21-23-м циклах. В 2016г. вновь мы видим больше вспышек в северном полушарии.

Анализ скорости вращения солнечных пятен и эволюции активных долгот в [13] показал, что северное и южное полушария вращаются с разными скоростями, причем с 1990г. скорости вращения в обоих полушариях увеличиваются. Предполагается, что наблюдаемые проявления северо-южной асимметрии групп солнечных пятен и вспышечной активности являются следствием временной эволюции крупномасштабного магнитного поля и солнечного динамо. Вилно, что асимметрия вспышечной активности хорошо соответствует асимметрии появления групп солнечных пятен по данным архивов наблюдений Solar Influences Data Analysis Center (SIDC) of the Royal Observatory of Belgium, который включает World Data Center изучения солнечных пятен. Согласно этим данным, для 21-23-го циклов и фазы подъема 24-го цикла существует N-S асимметрия числа солнечных пятен, немного отличающаяся от N-S асимметрии вспышечной активности: для всех циклов 21-24 число пятен в северном полушарии преобладает на фазах роста циклов, а в южном полушарии число пятен преобладает на фазах спада, см. http://www.sidc.be/silso/datafiles. Наблюдения N-S асимметрии в различных индексах имеют большое значение, поскольку они дают ценную информацию для моделей солнечного динамо. Появление значительной южной асимметрии в начале XXI в. свидетельствует о наступлении периода малых циклов активности [14], что мы наблюдаем в настоящее время.

5. Анализ данных спутниковых наблюдений вспышки 09.08.2011. Потоки в УФ-диапазоне с высокой точностью измеряются на спутниках с 1999г. Это позволило нам для самой крупной вспышки 24-го цикла X 6.9, произошедшей 09.08.11, на основе данных наблюдений SDO/EVE и GOES-15 проанализировать моменты начала вспышки в различных линиях. Это важно для уточнения моделей вспышек. Мы отмечаем моменты времени, связанные со вспышечным усилением потока в корональных линиях и линиях, образующихся в хромосфере и переходной области. Области корональной вспышечной плазмы, в которых происходит формирование УФ- и рентгеновского излучения, различаются по высоте и температуре. Постепенное увеличение потоков в линиях в процессе развития вспышки позволяет определить область температур, в которой начинается вспышка, а также области, куда она распространяется.

На рис.8 показано развитие вспышки 09.08.2011 в корональных линиях

и интервалах (9.4 нм, 33.5 нм, 0.1-0.8 нм), а также в линиях хромосферы и переходной области (30.4 нм и 28.4 нм), линии указаны на рисунке справа. Горизонтальными сплошными линиями отмечены уровни фонового потока излучения: это позволяет точнее оценить время начала усиления потоков. Отметим, что чем короче длина волны в линии или спектральном диапазоне,



Рис.8. Развитие вспышки 09.08.2011г. в различных линиях УФ- и рентгеновского диапазонов (в линиях 30.4 нм, 33.5 нм, 28.4 нм, 9.4 нм и интервале 0.1-0.8 нм).

тем больше отношение максимальной амплитуды вспышки к уровню фона. Видно, что увеличение потоков начинается постепенно (предспышечное усиление). В интервале 0.1-0.8 нм и в линии 9.4 нм предвспышка начинается в $7^{h}48^{m}$ и $7^{h}54^{m}$, тогда как в остальних линиях предвспышка (выраженная менее ярко) начинается в $8^{h}00^{m}$. Таким образом, предвспышечное усиление распространяется из более высоких слоев короны в нижнюю корону и хромосферу. Начало вспышки мы видим как резкое, почти вертикальное увеличение потока в 0.1-0.8 нм и крутой подъем в 9.4 нм в $8^{h}02^{m}$, в остальных линиях начало вспышки произошло на несколько минут позже, в $8^{h}04^{m}-8^{h}05^{m}$.

6. Характеристики протонных событий в 24 цикле. По данным GOES 13-15 проанализированы солнечные протонные события (СПС) и сопровождающие их вспышки в 24-м цикле активности - выделены наиболее мощные СПС. Рассмотрены события с энергиями протонов E > 10 МэВ и E > 100 МэВ.

Е.А.БРУЕВИЧ, Г.В.ЯКУНИНА

СПС наблюдаются в межпланетном пространстве как в результате вспышек, произошедших на Солнце, так и в результате выброса корональной массы, и иногда после исчезновения волокон. Длительность протонного события зависит от энергии протонов. При энергиях ~10 МэВ длительность составляет несколько часов, для больших энергий - до нескольких суток. В настоящее время нет однозначных ответов на вопросы, где, когда и как ускоряются протоны и как они распространяются до наблюдателя. Мощность протонных событий измеряется в pfu (particle flux units - протонсм⁻² c⁻¹ cp⁻¹). Особенностью 24-го цикла является то, что не наблюдалось потоков протонов с энергией >100 МэВ, характеризующихся величиной максимальной амплитуды более 100 pfu.

В 24-м цикле активности было примерно в 2 раза меньше вспышек, сопровождающихся потоками протонов. В работе [15] проведено сравнение первых 64 месяцев 24-го цикла (фазы роста и максимума) с предыдущими циклами (21-23) по характеристикам энергичных солнечных протонов. Показано, что, несмотря на низкую солнечную активность на фазе роста и максимума 24-го цикла, число СПС с энергией протонов E > 10 МэВ и с E > 100 МэB в текущем цикле мало отличается от числа таких же событий в 21-23 циклах. За период с 2010-2016гт. нами выделено 62 СПС с энергией протонов E > 10 МэB и 24 события с E > 100 МэB (самые мощные из которых приведены в табл.2). Некоторые протонные события (к таким относится событие 7 марта 2012г.)

Таблица 2

гонов
, pfu

ВСПЫШКИ 24 ЦИКЛА, СОПРОВОЖДАЮЩИЕСЯ САМЫМИ КРУПНЫМИ ПРОТОННЫМИ СОБЫТИЯМИ

имеют сложный временной профиль с несколькими максимумами и характеризуются большой мощностью (см. табл.2).

Видно, что большая часть таких событий происходила в северном полушарии в 2011-2013гг., при этом две из трех крупных вспышек с потоками протонов в 2014-2015гг. произошли в южном полушарии. Из табл.2 видно, что самые крупные протонные события были связаны со вспышками класса М5 и больше.

Для крупных вспышек классов М1-Х7, сопровождающихся потоками протонов с энергиями >10 МэВ и >100 МэВ, проведен анализ времени задержки между началом вспышки в рентгеновском диапазоне и временем начала протонного события, вызванного этой вспышкой (см. рис.9). Оценка времени запаздывания прихода протонов к атмосфере Земли важна для прогноза космической погоды и состояния верхней атмосферы.



Рис.9. Гистограмма задержск времени начала протонных событий от времени начала вспышки, вызывающей это событие в мягком рентгеновском диапазоне.

По данным наблюдений выбирались протонные события, вызванные именно вспышками, а не другими причинами (выброс корональной массы, эруптивные протуберанцы). Отдельно рассмотрены протонные события в 24 (черный цвет) и 23-м циклах (серый цвет). Распределения задержек между началом вспышки в рентгеновском диапазоне и началом протонного события для 24 и 23-го циклов имеют сходный вид. Максимум распределений приходится на задержку в 2 часа, как для протонов с энергиями >10 МэВ, так и с энергиями >100 МэВ. Отметим, что наиболее мощные вспышки сопровождаются протонными событиями с наименьшими задержками. Наибольшие задержки наблюдаются у протонных вспышек, расположенных в восточном полушарии

Е.А.БРУЕВИЧ, Г.В.ЯКУНИНА

из-за увеличения траектории распространения протонов из вспышечной области.

7. Заключение. Из представленной работы следует, что вспышечная активность в 24-м цикле значительно ниже, чем в 21-23-м циклах. Наиболее крупные вспышки (>X2.7) произощли на ветви роста и в максимуме 24-го цикла, в отличие от 21-23-го циклов, где самые мощные вспышки наблюдались на ветви спада. Максимум числа крупных вспышек приходится на 2014г.

Анализ потоков ультрафиолетового излучения в линиях Mg II 280 нм и La 121.6 нм показал, что регрессионные зависимости от общего уровня излучения Солнца значительно различаются для 24-го цикла в сравнении с 21-23-ми циклами.

Развитие вспышки 09.08.2011, наблюдаемой в корональных линиях (9.4 нм, 33.5 нм, 0.1-0.8 нм), а также в линиях хромосферы и переходной области (30.4 нм и 28.4 нм), происходит по напрвлению от верхней короны к нижней короне и хромосфере.

Исследование N-S асимметрии в распределении вспышек в 24-м цикле показало, что наблюдается сильная N-асимметрия вспышек в 2011г. и Sасимметрия в 2014г. В остальные годы 24-го цикла число вспышек в разных полушариях было примерно равным.

В 24-м цикле протонные события с E > 100 МэВ отличаются меньшей интенсивностью, что подтверждает выводы, сделанные в работе [15]. Самые крупные протонные события были связаны с рентгеновскими вспышками класса >M5.

Гистограммы задержек времени начала протонных событий от времени начала вспышки, вызывающей это событие в мягком ренттеновском диапазоне, в 24 и 23-м циклах показали, что максимум распределения приходится на задержку в 2 часа, как для протонов с энергиями >10 МэВ, так и с энергиями >100 МэВ.

Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, e-mail: red-field@yandex.ru yakunina@sai.msu.ru

THE SUN'S FLARE ACTIVITY AND VARIATIONS OF SOLAR UV-RADIATION IN THE CYCLE 24

E.A.BRUEVICH, G.V.YAKUNINA

The flare activity of the Sun and solar fluxes in the ultraviolet range (UV) in a 24 cycle were analyzed. Unlike 21-23 cycles, where the most powerful flare
ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА

was observed on the decline cycle's phase, the largest flares (>X2.7) in the cycle 24 occurred on the rise phase and on the maximum. Regression dependences of the UV-indices from a general level of solar activity vary considerably for the cycle 24 compared to the cycles 21-23. It was found that for the flare 09.08.2011 (according to observations by SDO and GOES-15) the spread of the flare occurs from the upper corona to the lower corona and chromosphere. The study of N - S asymmetry in the distribution of flares in the cycle 24 shows that there is a strong predominance of the flares in the N-hemisphere in 2011 and in S-hemisphere in 2014. It was found that in the cycles 23 and 24 the time delay for the start of a proton event from the start of the flare which causes this event, show the distribution with a pronounced maximum, which corresponds to a delay of 2 hours, as for protons with energies >10 M₃B so as with energy >100 M₃B.

Key words: Sun: 24-th cycle: flares: flare index: variations of UV-radiation: proton events

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Y.Kleeorin, N.Safiullin, N.Kleeorin et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 460, 3960, 2016.
- Р.Е.Гершберг, Активность солнечного типа звезд Главной последовательности, Одесса, Астропринт, 2002.
- 3. Е.А.Бруевич, В.В.Бруевич, Е.В.Шимановская, Астрофизика, 59, 115, 2016, (Astrophysics, 59, 101, 2016).
- 4. E.A.Bruevich, V.V.Bruevich, G.V.Yakunina, J. Astrophys. Astron., 35, 1, 2014.
- 5. M.Snow, W.E.McClintock, T.N.Woods et al., Solar Phys., 230, 325, 2005.
- 6. Е.А.Бруевич, Г.В.Якунина, Астрофизика, 59, 413, 2016, (Astrophysics, 59, 369, 2016).
- 7. M.Snow, M.Weber, J.Machol et al., Space Weather Space Clim., 4, A04, 2014.
- 8. R.T.Bachmann, O.R.White, Solar Phys., 150, 347, 1994.
- 9. LISIRD Composite Solar Lyman-alpha, http://lasp.colorado.edu/lisird/lya, 2016.
- 10. T.Atac, Astrophys. Space Sci., 135, 201, 1987.
- 11. О.Г.Бадалян, Письма в Астрон. ж., 38, 51, 2012, (Astron. Lett., 38, 51, 2012).
- 12. B.Joshi, R.Bhattacharyya, K.Pandey et al., Astron. Astrophys., 582, A4, 2015.
- 13. L.Zhang, K.Mursula, I.Usoskin, Astron. Astrophys., 529, A23, 2011.
- 14. J.Sykora, J.Rybak, Solar Phys., 261, 321, 2010.
- 15. Г.А.Базилевская, Ю.И.Логачев, Э.В.Вашенюк и др., Известия РАН, серия физ., 79, №5, 627, 2015.

• . 1

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

ИЗУЧЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОИСХОДЯЩИХ В "НОГАХ" СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

М.СИХАРУЛИДЗЕ¹, Р.ЧИГЛАДЗЕ¹, Д.ХУЦИШВИЛИ¹, Т.КВЕРНАДЗЕ¹, Е.ХУЦИШВИЛИ¹, В.КАХИАНИ¹, Г.КУРХУЛИ¹ Поступила 16 февраля 2017

Принята к нечати 7 июня 2017

Для изучения скоростей движения плазмы в протуберанцах в Абастуманской астрофизической обсерватории с помощью большого внезатменного коронографа 21.11.2012 и 20.07.2015гт были получены спектрограммы для водорода На и телия D₁. В результате их обработки получены следующие основные результаты: для протуберанцев На наблюдается асимметрия изменений во времени доплеровских скоростей и полущирии. Из 227 изученных спектрограмм данная асимметрия отмечается приблизительно у 40%. Для протуберанцев D₁, из изученных 320 спектрограмм, такая асимметрия отмечается у 70% В "ногах" протуберанцев На доплеровские скорости мениются приблизительно в интервале от -9 до -15 км/с, а в "ногах" D₁ от -8 до -18 км/с. Для протуберанцев На период колебания скоростей меняется в интервале 3-5 мин, а период колебания полущирии - от 5 до 12 мин Для протуберанцев D₁ период колебания доплеровских скоростей меняется в интервале 7-10 мин, а период колебания полущирии в интервале 5-10 мин

Ключевые слова: Солнце: протуберанцы: "ноги" протуберанцев

1. Введение. Одной из важнейших проблем современной физики Солнца является исследование физических процессов, происходящих в веществе, представленном внутри протубераниа в виде холодных волокон, нитей, труб и петель. В протуберанцах наблюдаются разные направления движения плазмы Существуют протуберанцы, которые возникают в верхних слоях атмосферы Солица, в короне, и движутся вниз к фотосферс. Есть протуберанны, которые возникают на поверхности Солнца, в области пятен, и лвижутся вверх в сторону короны. Иногла наблюдаются движения параллельные солнечному диску. Протуберанен - это частично ионизированная, сравнительно холодная (~10⁴ K) и уплотненная (~10⁹ - 10¹¹ см⁻³) плазма, которая находится в горячей (1-2.10⁶ К) ионизированной короне (см., [1-6]). Протуберанцы окружены сравнительно горячей плазмой короны и их "ноги" опущены сквозь хромосферу вниз, в фотосферу. Авторы [7] доказали, что в периферии протуберанца средняя скорость меньше 15 км/с, а в его центре скорость около 10 км/с. Это объясняется тем, что в центре протуберанца температура ниже (меньше чем 6000° К).

Важным источником для исследования физических процессов, происходящих на Солнце, в частности, для изучения протуберанцев, являются спектральные наблюдения. Мы можем наблюдать протуберанцы в различных линиях спектра, например: в линиях водорода, гелия, ионизированного кальция, в некоторых линиях металлов, в радиоволнах и т.д. (см. например, [8-14]). Обработка и анализ такого наблюдательного материала дает о них много полезной информации.

Наличие колебаний в протуберанцах и их свойства изучаются многими учеными (см. [3,15-17]). На основе анализа ланных об изменении во времени доплеровских скоростей были обнаружены колебания с большим (T > 40 мин), средним (10 мин < T < 40 мин) и малым (T < 10 мин) периодами. Анализ показал, что эти колебания местного происхожления

Авторы [18] указывают, что индивидуальные и коллективные колебания нитей часто выражаются изменениями пространственных колебаний доплеровских скоростей. Периоды колебания составляют 2 - 10 мин, амплитуда маленькая - около 3 км/с. Колебания затухают через несколько периодов.

2. Наблюдения и обработка данных. На каждом этапе совершенствования техники и методики наблюдения верхних слоев атмосферы Солнца, начиная с первых наблюдений полных солнечных затмений до применения больших внезатменных коронографов и современных внеатмосферных наблюдений, былы получены определенные наблюдательные результаты по



Рис.1. Спектрограммы протуберанцев - D₃ и спикул - На (1, 2 - спикулы На 3, 4, 5, 6 - протуберанцы D₁ и На).

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В "НОГАХ" ПРОТУБЕРАНЦЕВ 437

тонкой солнечной структуре. Прогресс в исследованиях солнечных образований в основном определяется наблюдательной техникой и методикой анализа.

В Абастуманской астрофизической обсерватории с помощью большого внезатменного коронографа (D - 530 мм, F - 8000 мм), который оснашен снектроскопом высокой лисперсии (0.96 Å /мм) и Ародее ССД U9000 (количество пикселей 3056 x 3056; размер пикселей 12 x 12 мк, размер изображений 36.7 x 36.7 мм), в 2011 и 2015гг. для хромосферы на высоте 5500 и 10000 км были получены серии спектрограмм протуберанцев для линий На водорода и D, линии гелия (рис.1).

Время экспозиции в обоих случаях наблюдений составляло 0.3 с. Промежуток времени между спектрограммами в среднем 4.5 с, а продолжительность наблюдений около 10 - 15 мин. Телескоп + спектрограф системы ебертафаста, оснашенный лифракционной решеткой 230 х 250 мм. Решетка имеет 600 штрихов на 1 мм. У ланной решетки максимальная концентрация для видимой области достигается во втором порядке. Разрешающая способность инструмента в фокальной плоскости спектрографа - 25 линий на 1 мм. Во втором порядке разрешающая способность спектрографа - 0.04 Å /мм. Диаметр изображения Солнца на шели коронографа равен 125 мм. Диаметр зеркала коллиматора спектрографа составляет 360 мм, фокусное расстояние 8000 мм, а для зеркала камеры D = 420 мм и F = 8000 мм.

Для обработки наблюдательного материала использовалась модернизированная компьютерная программа AImaP-400, созданная в Абастуманской астрофизической обсерватории, которая графически-интерактивным способом дает возможность определить как доплеровские и тангенциальные скорости, так и полуширины спектральных линий, и сохранить все эти данные в файлах для дальнейшей обработки.

Для обработки и анализа наблюдательного материала вместо метода Фурье применили так называемой метод периодограмм "ломби" [5]. Этот метод удобен для изучения периодичности данных, имеющих неравномерные интервалы, что хорошо соответствует нашим наблюдениям (интервал времени межлу наблюдаемыми нами спектрограммами неравномерный, в среднем - 4.5 с).

3. Анализ данных. Олним из основных направлений в исследовании физики Солнца является изучение физических процессов, происходящих в протуберанцах и их "ногах". Многими исследователями (см., напр., [2,3,18,19] изучены вращательные, крутящиеся движения вещества плазмы в "ногах" протуберанца и характер распространения колебаний. Авторы связывают существующий характер распространения колебаний в "ногах" протуберанца с глобальными колебаниями, происходящими в фотосфере и хромосфере Солнца (3 и 5 мин). Изучив с помощью наблюдений с высоким разрешением [17,20-23] периол колебаний волокон и труб в протуберанцах, исследователи пришли к выволу, что периолы колебаний нахолятся в промежутке 3 - 20 мин. В процессе исследования такого типа возникает вопрос - всегда ли такие периолические изменения связаны с их структурой? Авторы [23] проанализировали цифровые данные исследований и пришли к заключению, что волокна колеблются группами, а не по отдельности. Данная проблема чрезвычайно интересна, так как се изучение дает возможность углубить знания как о физических процессах, происхолящих в протуберанцах, так и о механизме переноса вещества и энергии в короне.



Рис.2. Графики изменения по времени скоростей Доплера и полуширины для протубераниев Па

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОШЕССЫ В "НОГАХ" ПРОТУБЕРАНЦЕВ 439

Из полученного нами наблюдательного материала было обработано 227 спектрограмм На и 320 спектрограмм D₃. Для протуберанцев На графики изменения во времени скоростей Доплера и полуширины (для иллюстраций приведены только два графика) показаны на рис.2, а для протуберанцев D₃, (только два графика) - на рис.3.

Из графиков вилно что, в "ногах" На протуберанцев скорости Доплера приблизительно меняются в промежутке – 9 ÷ –15 км/с, а для D, протуберанцев скорости Доплера приблизительно меняются в промежутке –8 ÷ –18 км/с. Для На протуберанцев (напр., рис.2., первые два графика) асимметрия изменения по времени скоростей Доплера и полуширины слабая, но заметная,



Рис.3. Графики изменения по времени скоростей Доплера и полуширины для протуберанцев D₁.

М.СИХАРУЛИДЗЕ И ДР

а на двух нижних графиках (рис.2) асимметрия не замечается. Среди измеренных 227-ми спектрограмм, асимметрия наблюдается, приблизительно у 40% Что касается **D** протуберанцев, асимметрия, изменения по времени скоростей Доплера и полуширин (рис.3) наблюдаются чаще - из 320 спектрограмм асимметрия наблюдается приблизительно у 70%. Рассчитаны частоты колебаний скоростей Доплера и полуширин для протуберанцев (рис.5,6).

Вычисления показывают, что для Нα протуберанцев периоды колебаний скоростей Доплера в среднем меняются в интервале 3 - 10 мин, а периоды колебаний полуширин в интервале 5 - 12 мин (рис.4). Для D, протуберанцев периоды колебания скоростей Доплера в среднем меняются в интервале 7 - 10 мин, а периоды колебаний полуширин в интервале 5 - 10 мин (рис.5). Уровень доверия вычисленных спектров мошности составляет около 95%.



Рис 4. Частоты колебаний На протуберанцев, скоростей Доплера (слева) и полуширин (справа).



Рис 5 Частоты колебаний скоростей Доплера для D, протубераниев (слева) и полуширин (справа)

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В "НОГАХ" ПРОТУБЕРАНЦЕВ 441

4. Выводы. Для На протубераниев асимметрия изменений по времени скоростей Доплера и полуширин слабая, но прослеживается. Срели обработанных 227 спектрограмм асимметрия наблюдается приблизительно у 40%. Что касается D_1 протубераниев, то асимметрия изменения по времени скоростей Доплера и полуширин более выражена - из обработанных 320 спектрограмм асимметрия наблюдается приблизительно у 70%. В "ногах" На протубераниев скорости Доплера меняются в интервале -9 ± -15 км/с, а в "ногах" D_1 протубераниев частоты колебания полуширия в интервале 5 - 12 мин. Для D_1 протубераниев частоты колебания скоростей Доплера меняются в интервале 7 - 10 мин, а частоты колебания полуширин в интервале 5 - 10 мин.

Работа поддержана грантом FR/417/6-310/13 Национального научного фонда Грузии им. Ш.Руставели.

¹ Абастуманская астрофизическая обсерватория, Государственный университет, им. Илии, Грузия

² Тбилисский государственный университет им. Иван Джавахишвили, Грузия, e-mail: maia_sicharulidze@yahoo.com, revazchigladze@yahoo.com, qartvelo@gmail.com, info@symbol.gc, eldarex@yahoo.com, kvo mail@yahoo.com, solar corona21@yahoo.com

THE STUDY OF PHYSICAL PROCESSES IN THE SOLAR PROMINENCES "FEET"

M.SIKHARULIDZE¹, R.CHIGLADZE¹, D.KHUTSISHVILI¹², T.KVERNADZE¹, E.KHUTSHISHVILI¹, V.KAKHIANI¹, G.KUTKHULI¹

To study Doppler velocities and FWHM (full-width-half-maximum) of spectral lines in prominences we used H α and He 1 D, spectrograms obtained with the large 53-cm non-eclipsing coronagraph of Abastumani Astrophysical Observatory on 21-11-2012 and 20-07-2015. We processed 227 H α and 320 D, spectrograms in total and found that in 40% of H α spectrograms and 70% of D₃ spectrograms temporal changes of Doppler velocities and FWHMs have asymmetry. In the prominence legs the H α Doppler velocities vary between $-9 \div -15$ km/s and D₃ Doppler velocities vary between $-8 \div -18$ km/s. For H α prominences, the Doppler velocities oscillations have periods between 3-5 minutes and FWHM oscillations -

5-12 minutes. For D_1 prominences the Doppler velocities oscillations have periods between 7-10 minutes and FWHM oscillations - 5-10 minutes.

Key words: Sun: solar prominences: "legs" of prominences

ЛИТЕРАТУРА

- 1. V.Gaizauskas, IAU Coll. 167, 150, 257, 1998.
- 2. N.Labrosse, P.Heinzel, J.C.Vial, Space Sci. Rev., 151. 243, 2010.
- 3. D.H.Mackay, J.T.Karpen, Ballester et al., Space Sci. Rev., 151, 333, 2010.
- S.F. Martin, R.Bilimoria, P.W. Tracadas, in Solar Surface Magnetism, ed. R.J.Rutten, C.J.Schrijver, Dordrecht: Acad. Publ., 303, 1994.
- 5. W.H.Press, S.A.Teukolsky, W.T.Vetterling et al., Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- 6. E. Tandberg-Hanssen, Astrophys. Space Sci. Lib., 199, 1995.
- 7. S. Gunár, P. Mein, B. Schmieder et al., Astron. Astrophys., 543, 2012.
- 8. F.C. Drago, C.E. Alissandrakis, T. Bastian et al., Sol. Phys., 199, 115, 2001
- 9. Y. Hanaoka et al., PASJ, 46. 205, 1994.
- 10. N. Labrosse, P. Gouttebroze, Astron. Astrophys, 380, 323, 2001.
- 11 S. Parenti, J.-C. Vial, P. Lemaire, Astron Astrophys., 443, 679, 2005.
- 12 M J Penn, J Arnaud, D L Mickey et al., Astrophys J. 436, 368, 1994
- 13. E.J.Schmahl, P.V.Foukal, R.W.Noyes et al., Sol. Phys., 39, 337, 1974.
- 14. G.Stellmacher, E.Wiehr, I.E.Dammasch, Sol. Phys., 217, 133, 2003.
- 15. D Banerjee, R.Erdelyi, R Oliver et al., Sol. Phys., 246, 3, 2007.
- 16. M.Zapiór, P.Kotrc, P.Rudawy et al., Sol. Phys., 290, 1659, 2015.
- 17. R. Oliver, J. L. Ballester, Sol. Phys., 206, 45, 2002.
- 18. A. Costa, R. González, A.C. Sicardi Schifino, Astron. Astrophys., 427, 353, 2004.
- 19. I.Arregui, J.Ballester, Space Sci. Rev., 158, 169, 2011.
- 20. A.J Diaz, R.Oliver, J.L. Ballester, Astron. Astrophys., 440, 1167, 2005,
- 21. Lin. Cheng-Horng, Geophys. Res. Lett., 31, L13601, 2004.
- 22. Yi.Zhang, O.Engvold, SoL Phys., 134, 275, 1991
- 23. A.J. Diaz, R. Oliver, R. Erdelyi et al., Astron. Astrophys., 379, 1083, 2001.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 27 февраля 2017

Ставится и решается модельная задача об образовании спектральных линий в поглошающей и расссивающей атмосфере конечной оптической толщины при развитой в ней турбулентности. Целью работы является выявление влияния различного рода пространственно коррелированных нетепловых движений на наблюдаемые профили линии Применяется метод инвариантного погружения, который подволяет решить поставленную задачу при достаточно общих предположениях как о характере турбулентности, так и об элементарном акте рассеяния и распределения источников энергии в среде. Особое внимание уделяется двум предельным режимам - макро- и микротурбулентности Показано, что в случае микротурбулентности отражательная способность среды и ее непрозрачность во всем интервале частот наибольшие. Выявлено также, что зависимость наблюдаемых характеристик от корреляционной длины тем сильнее, чем толше среда и выше средняя скорость турбулентных движений.

Ключевые слова: перенос излучения: турбулентная атмосфера: корреляционная длина

1. Введение. Как известно, турбулентность является одной из наиболее распространенных явлений во Вселенной, проявляя себя в самых различных масштабах, от глубинных слоев и атмосфер планет и звезд до галактических и метагалактических расстояний. Именно в хаотической среде, обусловленной турбулентностью, образуются галактики и скопления галактик. По современным представлениям настоящая картина Вселенной во многом обусловлена явлением турбулентности. Различие в масштабах явления, наблюдаемого в лабораторных условиях и на галактических расстояниях, составляет 10²⁵.

При изучении турбулентных сред в астрофизике приходится сталкиваться с необходимостью построения адекватной модели, описывающей наблюлаемую картину хаотических лвижений в излучающей среде. Данная задача является достаточно сложной, если учесть, что характер изучаемых движений существенно зависит от значений числа Рейнольдса. При се решении естественным образом возникает задача теоретической интерпретации спектра, получаемого при наблюдениях. Удовлетворительное согласие с ним результатов решения соответствующей задачи переноса излучения позволило бы получить некоторые количественные оценки для различных характеристик хаотических движений в излучаемой турбулентной среде.

Для определения влияния турбулентности на наблюдаемые спектры в астрофизических задачах наиболее часто рассматривают два взаимно противоположных предельных случая микро- и макротурбулентности, когла исследуемая задача существенно упрощается. Указанные два режима соответствуют достаточно малым и слишком большим по сравнению с длиной своболного пробега фотона значениям средней корреляционной длины. характеризующей степень взаимосвязи между изменениями поля скоростей в различных точках среды. В связи с этим приобретает большой интерес промежуточный случай так называемой мезотурбулентности [1], при котором размеры ячеек турбулентности произвольны. Существует целый ряд работ, посвященный вычислению спектра излучения, образуемого при данном режиме турбулентности. Краткое описание результатов указанных работ дается нами в [2], поэтому на этом мы здесь не остановимся. Укажем лишь, что модельные задачи, рассмотренные, например, в [3-5] и [6-8], используют различные приближения и подходы, в результате чего решения последних не согласуются друг с другом. В предыдущих работах автора [2,9,10] для решения задач переноса излучения в частотах спектральной линии, образуемой в турбулентной атмосфере, внервые были использованы методы Амбарцумяна. В первой из них метод инвариантного погружения применялся в простейшей залаче о формировании ЛТР-линий в атмосфере с распределенными в ней источниками энергии. Был предложен новый подход, заключающийся в том. что предварительно находится средняя интенсивность излучения, выходящего из среды при некотором фиксированном значении турбулентной скорости на ее границе, после чего производится усреднение по всевозможным реализациям этой величины. Исследование зависимости интенсивности наблюдаемого излучения от средней длины корреляции и средней гидродинамической скорости, в частности, показало, что переход между двумя предельными режимами турбулентности происходит в достаточно узком интервале изменения указанной длины. Вместе с тем возникает естественный вопрос о том, как изменятся выявленные эффекты, если предположить, что спектральная линия образуется в результате многократного расссяния излучения в атмосфере. Учет лиффузии излучения в линии существенно усложняет изучаемую залачу, поскольку теперь коррелируют между собой не только нетепловые скорости в различных точках атмосферы, но и поля излучения в них. Поэтому в работе [9] мы ограничились рассмотрением простейшей залачи о лиффузном отражении излучения в линии от полубесконечной среды. При этом лопускалось, что поле скростей меняется достаточно медленно по сравнению с характерным временем, затрачиваемым фотоном на пребывание в среде [10.11] Задача была решена применением принципа инвариантности, что

ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ 445

позволило, в частности, оценить среднее время блуждания фотона в среде и составить тем самым представление о степени законности упомянутого предположения в том или ином случае.

В настоящей работе рассматривается задача о диффузном отражении и пропускании излучения средой конечной оптической толщины, в которой развита стапионарная и изотропная турбулентность. Предполагается, что источники энергии внутри среды отсутствуют, а диффузия излучения сопровожлается частичным перераспределением излучения по частотам. Нас будет интересовать влияние турбулентности на средние значения наблюдаемых профилей спектральных линий, образуемых на гранинах среды в результате отражения и пропускания. Для решения задачи, как и в [2], используется метод инвариантного погружения, что позволяет выявить эффекты неоднородности как самого явления турбулентности, так и характеристик элементарного акта рассеяния.

2. Формулировка задачи. Основные величины. Пусть имеется одномерная рассеивающая и поглощающая атмосфера оптической толщины t_0 , рассчитанная для центральной частоты линии в отсутствии турбулентности (в этом же смысле далее будут пониматься оптические глубины). Будем считать, что в среде развита однородная и изотропная турбулентность, причем случайные изменения проекции вектора нетепловой скорости на различных глубинах одни и те же и задаются согласно гауссовскому закону

$$\alpha_0(u) = \frac{1}{\sqrt{\pi} u_t} e^{-(u \cdot u_t)^2} \,. \tag{1}$$

где u_i связан с среднеквалратичной гидродинамической скоростью $u_i^2 = 2(u^2)$, которая в ланном случае описывает среднеквалратичное отклонение величины и. Предполагается, что нетепловые скорости пространственно коррелированы гаким образом, что коэффициент корреляции ρ зависит лишь от расстояния $l = |\tau - \tau'|$ между оптическими глубинами различных точек. Для простоты допустим, что закон, которым связаны между собой изменения нетепловой скорости в пространстве, описывается с помощью гауссовского распределения на плоскости [12]

$$G(u, u', \rho) = \frac{1}{u_t \sqrt{\pi(1-\rho^2)}} \exp\left(-\frac{(u-\rho u')^2}{u_t^2(1-\rho^2)}\right),$$
 (2)

где ρ - коэффиниент корреляции. Введенная таким образом функция G нормирована на елиницу и обладает слелующим вероятностным смыслом: $G(u, u', \rho(l))du$ представляет собой вероятность того, что если на некоторой оптической глубине τ' значение нетепловой скорости равно u^* , то на глубине τ оно примет значение в интервале (u, u + du). Если считать процесс

А.Г. НИКОГОСЯН

однородным и марковским, то $\rho(I) = \exp(-I/\Lambda)$. где Λ - средняя длина корредяции [13-15].

Как было локазано в [2], функция G допускает билинейное разложение вида

$$G(u, u', \rho) = \frac{1}{\alpha_0(u')} \sum_{k=0}^{\infty} \rho^k \alpha_k(u) \alpha_k(u'), \qquad (3)$$

где

$$\alpha_{k}(u) = \left(2^{k} \pi u_{t}^{2} k!\right)^{-1/2} e^{-(u \cdot u_{t})^{2}} H_{k}\left(\frac{u}{u_{t}}\right), \qquad (4)$$

и $H_k(u)$ представляют собой полиномы Эрмита. Важно отметить, что $\alpha_k(u)$ составляют ортонормированную систему функций с весом $\alpha_0(u)$. Двумерное распределение (2) облалает мультипликативным свойством переходных вероятностей, заключающимся в том, что, если рассмотреть три глубины $\tau_1 > \tau_2 > \tau_3$ и ввести обозначения $l_1 = |\tau_1 - \tau_2|$ и $l_2 = |\tau_2 - \tau_3|$, то пользуясь (3), нструдно получить

$$G(u, u', \rho(l_1 + l_2)) = \int_{-\infty}^{\infty} G(u, u'', \rho(l_2)) G(u'', u', \rho(l_1)) du'', \qquad (5)$$

известное как соотношение Колмогорова-Чепмена для марковских процессов.

Перейдем к величинам, определяющим оптические свойства самой среды. Элементарные акты поглощения и рассеяния в ней будем описывать с помощью профиля коэффициента поглощения в линии ω , представляющего собой диагональную матрицу с компонентами, зависящими от частоты, коэффициента рассеяния λ , закона перераспределения по частотам Г и величины β , определяемой как отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре спектральной линии. Если не оговаривается противное, то все перечисленные величины, наряду с введенными выше параметрами *и*, и Λ , будут считаться независящими от глубины в среде.

Предположим теперь, что на конечную рассеивающую и поглощающую среду с описанными выше свойствами и развитой в ней турбулентностью со стороны границы $\tau = \tau_0$ падает квант частоты x (рис.1). Задача заключается в нахождении средних значений коэффициентов отражения и пропускания этой среды, которые мы обозначим соответственно через $\mathbf{R}(\tau_0)$ и $\mathbf{Q}(\tau_0)$. Элементы данных матриц имеют вероятностный смысл и зависят от частот



Рис.1. К залаче о лиффузиом отражении и пропускании турбулентной атмосферы.

ЛИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ 447

падающего и отраженного или пропущенного квантов. Введенные таким образом матрицы описывают профили спектральных линий, образуемых на границах рассматриваемой среды.

3. Основные уравнения и решение задачи. Как указывалось выше, для решения интересующей нас задачи применяется метол инвариантного погружения, который, по-вилимому, можно считать наиболее эффективным для рассматриваемой модельной залачи, с точки зрения как се решения, так и наиболее полного исследования влияния различных физических факторов на наблюдаемые величины. При этом возможны два подхода, каждый из которых имеет как достоинства, так и недостатки.

а. Ввелем в рассмотрение вспомогательные матрипы $\mathbf{R}(u, \tau_0)$ и $\mathbf{Q}(u, \tau_0)$, обозначающие коэффициенты отражения и пропускания при некотором фиксированном значении гидролинамической скорости *u* на границе среды $\tau = \tau_0$. Очевидно, что после определения указанных матриц нетрудно найти искомые средние значения глобальных оптических характеристик рассматриваемой атмосферы

$$\mathbf{R}(\tau_0) = \int_{0}^{\infty} \mathbf{R}(u, \tau_0) \alpha_0(u) du, \quad \mathbf{Q}(\tau_0) = \int_{0}^{\infty} \mathbf{Q}(u, \tau_0) \alpha_0(u) du$$
 (6)

Как известно (см., например, [16-18]), обычная процедура, выполняемая при использовании метода инвариантного погружения, состоит в прибавлении к исходной среде бесконечно тонкого слоя $\Delta \tau_0$ со стороны границы $\tau = \tau_0$ и учете вносимых при этом изменений

$$\begin{split} \mathbf{R}(u,\tau_{0}+\Delta\tau_{0}) &= \left[\mathbf{I}-\Delta\tau_{0}\overline{\omega}(u)-\Delta\tau_{0}\overline{\omega}(u')\right]\mathbf{\bar{R}}(u,\tau_{0},\rho(\Delta\tau_{0})) + \\ &\frac{\lambda}{2}\Delta\tau_{0}\left[\Gamma(u)+\Gamma(u)\mathbf{\bar{R}}(u,\tau_{0},\rho(\Delta\tau_{0}))\cdot\mathbf{\bar{R}}(u,\tau_{0},\rho(\Delta\tau_{0}))\Gamma(u) + \\ &\mathbf{\bar{R}}(u,\tau_{0},\rho(\Delta\tau_{0}))\Gamma(u)\mathbf{\bar{R}}(u,\tau_{0},\rho(\Delta\tau_{0}))\right], \end{split}$$

гле $\vec{\mathbf{R}}(u, \tau_0, \rho(\Delta \tau_0)) = \mathbf{G}[\rho(\Delta \tau_0)] \mathbf{R}(u, \tau_0), \ \overline{\omega}(u) = \omega(u) + \beta$ и G представляет собой матриц-функцию G, элементами которой являются нетенловые скорости. Аргумент u у величин Г и ω означает, что безразмерные частоты смещены на u.

Переходя к пределу, когда толщина приращения стремится к нулю, получаем

$$\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \tau_0} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial u} = -[\mathbf{m}(u)\mathbf{R}(u,\tau_0) + \mathbf{R}(u,\tau_0)\mathbf{m}(u)] + \mathbf{n}(u) + \mathbf{R}(u,\tau_0)\mathbf{n}(u)\mathbf{R}(u,\tau_0), \quad (8)$$

с начальным условием $\mathbf{R}(u, 0) = \mathbf{0}$. В привеленном уравнении $\mathbf{n}(u) = (\lambda, 2)\Gamma(u)$, $\mathbf{m}(u) = \mathbf{n}(u)$. Здесь и далее, для краткости записи, зависимость величин. характеризующих элементарный акт рассеяния от τ_0 , не отмечается.

А.Г. НИКОГОСЯН

При выводе уравнения (8) производился предельный переход

$$\lim_{\Delta \tau_0 \to \sigma^*} \left[\mathbf{R}(u, \tau_0) - \mathbf{\bar{R}}(u, \tau_0, \rho(\Delta \tau_0)) \right] = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R}(u^*, \tau_0) \lim_{\Delta \tau_0 \to \sigma^*} \frac{\delta(u-u^*) - G(u, u^*, \rho(\Delta \tau_0))}{(\Delta \tau_0)} du^* = -\frac{1}{\Lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{R}(u^*, \tau_0) \delta^*(u-u^*) du^* = \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial u}.$$
(9)

Аналогичным образом для коэффициента пропускания получаем

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial \tau_0} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial u} = -\mathbf{Q}(u, \tau_0) [\mathbf{m}(u) - \mathbf{n}(u) \mathbf{R}(u, \tau_0)]$$
(10)

с начальным условием Q(u, 0) = 1. Уравнения (8) и (10) действительны для любых $\Lambda \neq 0$.

Предельный случай $\Lambda = 0$ соответствует режиму микротурбулентности, когла скорости нетеплового движения независимы на атомарном уровне, должен рассматриваться отдельно. Тогда, как это явствует из разложения (3), $G(u, u', 0) = \alpha_0(u)$ и поэтому, согласно первой из формул (6), вместо величины **R** в правой части соотношения (7) будет фигурировать (**R**(τ_0). В результате предельного перехода и ряда несложных выкладок вместо (8) будем иметь

$$\frac{d\langle \mathbf{R} \rangle}{\hat{c}\tau_0} = -\left[\langle \mathbf{m} \rangle \langle \mathbf{R}(\tau_0) \rangle + \langle \mathbf{R}(\tau_0) \rangle \langle \mathbf{m} \rangle \right] + \langle \mathbf{n} \rangle + \langle \mathbf{R}(\tau_0) \rangle \langle \mathbf{n} \rangle \langle \mathbf{R}(\tau_0) \rangle, \qquad (11)$$

где

$$|\mathbf{m}\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{m}(u) \alpha_0(u) du, \quad \langle \mathbf{n} \rangle - \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{n}(u) \alpha_0(u) du \qquad (12)$$

и начальное условие $\mathbf{R}(0) = 0$.

Таким образом, в данном предельном случае, как и следовало ожилать, полученное уравнение имеет тот же вид, что и при отсутствии турбулентности, различаясь от последнего лишь тем, что вместо профиля коэффициента поглошения и функции перераспределения по частотам входят статистические средние величины. Аналогичным образом пишется уравнение для коэффициента пропускания

$$\frac{d\langle \mathbf{Q} \rangle}{d\tau_0} = -\langle \mathbf{Q}(\tau_0) \left[\langle \mathbf{m} \rangle - \langle \mathbf{n} \rangle \langle \mathbf{R}(\tau_0) \rangle \right], \tag{13}$$

с начальным условием Q(0) = 1.

В противоположном предельном случае $\Lambda \to \infty$, соответствующем режиму макротурбулентности, слагаемое в левой части уравнения (8), содержащее среднюю корреляционную длину, исчезает и уравнение принимает вид, совпалающий по форме с уравнением при отсутствии турбулентных лвижений, с той разницей, что частотные элементы у матрип $\mathbf{m}(u)$ и $\mathbf{n}(u)$ здесь

ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ 449

смещены на *и*. Полученное уравнение решается известными метолами, после чего с использованием первой из формул (6) находим требуемый результат. При промежуточных значениях Λ уравнения (8) и (10) можно решать приближенно, разлагая неизвестные функции в ряд по ортонормированной системе функций (4). Такую возможность мы покажем ниже при описании следующго подхода.

б. Второй подхол основан на использовании методов теории групп при описании пропедуры сложения поглощающих и рассеивающих слоев. Он был разработан автором в [19-21], где, в частности для однородных сред, был установлен закон преобразования величин $P = Q^{-1}$ и S = RP

$$\begin{pmatrix} \mathbf{P}_{1,12} \\ \mathbf{S}_{1\cup 2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{1} & -\mathbf{S}_{2} \\ \mathbf{S}_{2} & \mathbf{M}_{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{P}_{1} \\ \mathbf{S}_{1} \end{pmatrix},$$
(14)

гле **M Q SP** Если объединяются два слоя, один из которых обладает бесконечно малой толщиной $\Lambda \tau_0$, а оптическая толщина другой равна τ_0 , то (14) занишется в виде

Пусть имеется теперь турбулентная атмосфера с вышеописанными свойствами и $P(u, \tau_0)$ и $S(u, \tau_0)$ обозначают значения указанных величин при условии, что на границе среды скорость турбулентных движений равна *u*. Тогда соотношение (15) перепишется в виде

$$\begin{pmatrix} \mathbf{P}(u,\tau_0+\Delta\tau_0)\\ \mathbf{S}(u,\tau_0+\Delta\tau_0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{I}+\mathbf{m}(u)\Delta\tau_0 & -\mathbf{n}(u)\Delta\tau_0\\ \mathbf{n}(u)\Delta\tau_0 & \mathbf{I}-\mathbf{m}(u)\Delta\tau_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{\overline{P}}(u,\tau_0)\\ \mathbf{\overline{S}}(u,\tau_0) \end{pmatrix},$$
(16)

глс

$$\overline{\mathbf{P}}(u,\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} G(u,u',\rho(\Delta\tau_0)) \mathbf{P}(u',\tau_0) du', \quad \overline{\mathbf{S}}(u,\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} G(u,u',\rho(\Delta\tau_0)) \mathbf{S}(u',\tau_0) du'$$
 (17)

Переходя к пределу при $\Delta \tau_0 \rightarrow 0$, аналогично тому, как выше это было совершено при получении (8) и (10), находим

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \tau_0} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial u} = \mathbf{m}(u) \mathbf{P}(u, \tau_0) - \mathbf{n}(u) \mathbf{S}(u, \tau_0), \qquad (18)$$

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \tau_0} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial u} = \mathbf{n}(u) \mathbf{P}(u, \tau_0) - \mathbf{m}(u) \mathbf{S}(u, \tau_0), \qquad (19)$$

с начальными условиями P(u, 0) = 1, S(u, 0) = 0.

Таким образом, мы приходим к линейной системе двух векторно-матричных лифференциальных уравнений в частных производных первого порядка. Если турбулентность и сама среда однородные, то коэффициенты в полученных уравнениях не зависят от τ_0 .

А.Г. НИКОГОСЯН

Олин из способов решения залачи (18), (19) заключается в следующем. На основе разложения (3) функции G несложно показать, что

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial u} = \sum_{k=1}^{\infty} k \frac{\alpha_k(u)}{\alpha_0(u)} \mathbf{p}_k(\tau_0), \quad \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial u} = \sum_{k=1}^{\infty} k \frac{\alpha_k(u)}{\alpha_0(u)} \mathbf{s}_k(\tau_0).$$
(20)

гле ввелены обозначения

$$\mathbf{p}_{k}(\tau_{0}) = \int \mathbf{P}(u,\tau_{0})\alpha_{k}(u)du, \quad \mathbf{s}_{k}(\tau_{0}) = \int \mathbf{S}(u,\tau_{0})\alpha_{k}(u)du. \quad (21)$$

Тогла из (18) и (19) с учетом (20) несложно получить систему векторноматричных обыкновенных лифференциальных уравнений для коэффициентов разложения $\mathbf{p}_{i}(\tau_{0})$ и $\mathbf{s}_{i}(\tau_{0})$

$$\frac{d\mathbf{p}}{d\tau_0} = -\frac{1}{\Lambda}\mathbf{p}_i(\tau_0) + \sum_{k=0} [\gamma_{ik}\mathbf{p}_k(\tau_0) - \overline{\gamma}_{ik}\mathbf{s}_k(\tau_0)], \qquad (22)$$

$$\frac{d\mathbf{s}_{i}}{d\tau_{0}} = -\frac{1}{\Lambda}\mathbf{s}_{i}(\tau_{0}) + \sum_{k=1}^{\infty} [\gamma_{ik}\mathbf{p}_{k}(\tau_{0}) - \gamma_{ik}\mathbf{s}_{k}(\tau_{0})], \qquad (23)$$

гле

$$\mathbf{y}_{ik} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha_i(u)\alpha_k(u)}{\alpha_0(u)} \mathbf{m}(u) du, \quad \overline{\mathbf{y}}_{ik} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha_i(u)\alpha_k(u)}{\alpha_0(u)} \mathbf{n}(u) du. \quad (24)$$

При полном перераспределении по частотам данные коэффициенты вычисляются аналитически. В случае неоднородной турбулентности матрицы **m** и **n**, а следовательно и коэффициенты γ_{ik} и $\overline{\gamma}_{ik}$, зависят от оптической толщины среды. Уравнения (22) и (23) справедливы для любых $\Lambda \neq 0$.

В двух предельных режимах система уравнений (18), (19) допускает аналитические решения. Например, в случае макротурбулентности решение для однородной атмосферы можно записать в виде матричной экспоненты

$$\overline{\mathbf{Y}}(u,\tau_0) = \overline{\mathbf{Y}}(u,0)\exp(-\overline{\mathbf{A}}(u)\tau_0), \qquad (25)$$

где приняты обозначения

$$\widetilde{\mathbf{Y}}(u,\tau_0) = \begin{pmatrix} \mathbf{P}(u,\tau_0) \\ \mathbf{S}(u,\tau_0) \end{pmatrix}, \quad \widetilde{\mathbf{Y}}(u,0) = \begin{pmatrix} \mathbf{I} \\ \mathbf{0} \end{pmatrix}, \quad \widetilde{\mathbf{A}}(u,) = \begin{pmatrix} \mathbf{m}(u) & -\mathbf{n}(u) \\ \mathbf{n}(u) & -\mathbf{m}(u) \end{pmatrix}, \quad (26)$$

при этом тильдой снабжены супервекторы и суперматрины.

В раскрытом виде для величин $P(u, \tau_0)$ и $S(u, \tau_0)$ будем иметь

$$\mathbf{P}(u,\tau_0) = \operatorname{ch}[\kappa(u)\tau_0] + \mathbf{m}(u)\kappa^{-1}\operatorname{sh}[\kappa(u)\tau_0], \qquad (27)$$

$$\mathbf{S}(u,\tau_0) = \mathbf{n}(u)\kappa^{-1}\mathrm{sh}[\kappa(u)\tau_0], \qquad (28)$$

Frace $\kappa^2(u) = \overline{\omega}(u) [\overline{\omega}(u) - 2\mathbf{n}(u)]$,

При Л = 0 вместо уравнений (18), (19) получаем соотношения

ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ 451

$$\frac{d\mathbf{P}(u, \tau_0)}{d\tau_0} = \mathbf{m}(u) \langle \mathbf{P}(\tau_0) \rangle - \mathbf{n}(u) \langle \mathbf{S}(\tau_0) \rangle, \qquad (29)$$

$$\frac{d\mathbf{S}(\boldsymbol{u}, \tau_0)}{d\tau_0} = \mathbf{n}(\boldsymbol{u}) \langle \mathbf{P}(\tau_0) \rangle - \mathbf{m}(\boldsymbol{u}) \langle \mathbf{S}(\tau_0) \rangle, \qquad (30)$$

причем $P(\tau_0)$ и $S(\tau_0)$ являются решениями соответственно уравнений

$$\langle \mathbf{P}(\tau_0) \rangle'' - \kappa^2 \langle \mathbf{P}(\tau_0) \rangle = \mathbf{0}, \quad \langle \mathbf{S}(\tau_0) \rangle'' - \kappa^2 \langle \mathbf{S}(\tau_0) \rangle = \mathbf{0},$$
 (31)

где $\kappa^2 = \omega(u) \left[\omega(u) - 2 \mathbf{n}(u) \right]$, и начальные условия: $\mathbf{P}(0) = \mathbf{I}$. $\mathbf{S}(0) = 0$. $\mathbf{P}'(0) = \mathbf{m}(u)$, $\mathbf{S}'(0) = \mathbf{n}(u)$.

Тогла из (29) и (30) окончательно нахолим

$$\mathbf{P}(u,\tau_0) = \kappa^{-1} \mathbf{m}(u) \mathrm{sh}(\kappa \tau_0) + \lambda \kappa^{-2} \Gamma \mathbf{m}(u) [\mathrm{ch}(\kappa \tau_0) - \mathbf{I}], \qquad (32)$$

$$\mathbf{S}(u,\tau_0) = \kappa^{-1} \mathbf{n}(u) \mathrm{sh}(\kappa \tau_0). \tag{33}$$

Таким образом в обоих предельных случаях величины $P(u, \tau_0)$ и $S(u, \tau_0)$ находятся в явном виде, что является преимуществом данного подхода. Он важен в особенности для представления зависимости искомых величин от оптической толшины атмосферы. Вместе с тем следует отметить и недостаток, который заключается в необходимости многократного обрашения полученных решений при определении требуемых коэффициентов отражения и пропускания.

4. Некоторые численные результаты. Как было сказано выше, переход от макротурбулентности к режиму микротурбулентности происходит



Рис.2. Коэффиниенты отражения и пропускания поглошающей и рассеивающей турбулентной атмосферы оптической толщины т. = 3 при макро , микротурбулентности, и в отсутствии турбулентности

А.Г. НИКОГОСЯН

в вссьма узком интервале изменения средней корреляционной длины, поэтому здесь основное внимание мы будем уделять именно указанным двум предельным режимам с целью выявить влияние различного рода турбулентных движений на оптические характеристики поглошающей и расссивающей атмосферы. На рис.2 приведены типичные примеры решения представленных матричных уравнений для полного перераспределения излучения по частотам. На нем показаны профили коэффициентов отражения и пропускания одноролной атмосферы оптической толщины то = 3 для трех случаев: микро-, макротурбулентности, а также при отсутствии турбулентности. Параметры, описывающие турбулентные лвижения в среде, также полагаются не зависящими от точки в ней. Мы видим, что при обоих режимах турбулентности спектральная диния расширяется, однако данный эффект значительнее в режиме микротурбулентности. Во всем лианазоне частот внутри линии среда с развитой в ней микротурбулентностью отражает больше и пропускает меньше лучистой энергии, нежели в режиме макротурбулентности. Другими словами, увеличение средней ллины корреляции делает турбулентную среду более прозрачной и менее отражающей.

На рис.3 изображены профили отраженных линий в зависимости от оптической толщины среды и значения средней скорости турбулентного движения. Предположения относительно закона перераспределения по частотам и элементарного события рассеяния те же, что и в предыдущем примере. Привеленные графики показывают, что различие между двумя предельными режимами турбулентности (следовательно, и влияние корреляционной длины) возрастает с увеличением толщины атмосферы и средней скорости нетеплового движения. Здесь и далее мы ограничиваемся приведением данных, касающихся лишь



Рис 3. Кожффициенты отражения поглошающей и рассеивающей турбулентной атмосферы в зависимости от онтической толщины и средней скорости нетеплового движения при макро- (а), микротурбулентности (b), и в отсутствии турбулентности.

ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ 453

коэффициента отражения, поскольку данные о коэффициенте пропускания не содержат дополнительной информации ввиду того, что количество лучистой энергии, претерпевшей истинное поглощение при заданном значении коэффициента рассеяния, не зависит от рода турбулентности.

Рис.4 показывает зависимость профиля спектральной линии, наблюдаемой на границе $\tau = \tau_0$ микро - и макротурбулентной атмосферы, от значения коэффициента рассеяния λ при $u_i = 1$ и $u_i = 2$. Из приведенных графиков можно заключить, что различие межлу двумя предельными режимами возрастает и становится существенным при больших значениях коэффициента рассеяния и средней скорости гидродинамических движений.



Рис 4 Коэффициенты отражения поглощающей и рассеивающей турбулентной атмосферы в зависимости от коэффициента рассеяния при макро- и микротурбулентности при различных значениях средней гидродинамической скорости.



Рис.5 Коэффиниенты отражения поглощающей и рассеивающей неоднородной турбулентной агмосферы онтической толщины τ_0 3 в зависимости от средней скорости нетенлового движения при макро- (а), микротурбулентности (b), и в отсутствии турбулентности

А.Г. НИКОГОСЯН

Рис.5 и 6 показывают влияние неодноролности атмосферы, обусловленное зависимостью коэффициента рассеяния от глубины, на наблюлаемые профили излучения, отраженного от границы $\tau = \tau_0$. Рассмотрены обе возможности: если в первом случае роль лиффузии излучения возрастает в направлении к границе $\tau = \tau_0$ (рис.5), то во втором - эта роль уменышается (рис.6). На рисунках указаны области изменения параметра λ . В обоих случаях принимается, что лиффузия излучения происходит с полным перераспределением по частотам, а в непрерывном спектре поглошение отсутствует. Наиболее важное заключение, которое можно сделать на основе приведенных результатов, состоит в том, что изменение роли процессов рассеяния является особенно существенным в режиме микротурбулентности. В этом режиме уширение спектральной линии, образованной при отражении от той части среды, где преобладают процессы истинного поглощения, происходит, как это вилно на правом рис.5, мало влияя на интенсивность в центре линии.



Рис.6. Коэффициенты отражения поглощающей и расссивающей неоднородной турбулентной атмосферы онтической толщины – 3 в зависимости от средней скорости нетеплового движения при макро- (а), микротурбулентности (b), и в отсутствии турбулентности

5. Заключительные замечания. Рассмотренная в работе залача об определении глобальных оптических характеристик поглошающей и рассеивающей атмосферы в рамках принятой модели турбулентности обладает большой общностью. Полход, применяемый для ее решения, использует идею инвариантного погружения, которая позволяет охватить широкие классы задач, учитывающие наличие различного рода неоднородностей, связанных как с характером турбулентности, так и с оптическими свойствами среды. При достаточно общей постановке задача сводится к решению линейного или квазилинейного уравнения в частных производных первого порядка с начальными условиями. В двух

ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ 455

предельных режимах микро- и макротурбулентности уравнения упрошаются и позволяют получить решение для семейства задач диффузии излучения в турбулентных средах различных оптических толщин. Результаты расчетов относятся именно к этим двум режимам, что позволяет выявить в каких пределах и как меняются наблюдаемые профили спектральной линии. Тому, каким образом осуществляется переход между ними, будет посвящена другая работа. Как и ожидалось в обоих режимах линия становится шире, однако это уширение происходит по-разному, в результате чего среда с развитой в ней микротурбулентностью оказывается более отражательной и непрозрачной. Указанные различия в проявлениях турбулентных движений различного рода тем больше, чем толше среда и чем выше средняя скорость этих движений.

Бюраканская астрофизическая обсеватория им В.А.Амбарнумяна, Армения, с-mail nikoghoss@bao.sci.am

RADIATION DIFFUSION IN A INHOMOGENEOUS TURBULENT ATMOSPHERE

A.G.NIKOGHOSSIAN

We pose and solve a model problem of the spectral lines formation in an absorbing and scattering atmosphere of finite optical thickness with turbulence developed in it. The goal of the paper is to find out the effect of spatially correlated motions of different types on observed profiles of the line. The method of invariant imbedding we use allows to solve the posed problem under sufficiently general assumptions on the character of turbulence as well as on the elementary act of scattering and the distribution of the energy sources in the medium. Special attention is paid to limiting regimes of macro- and micro-turbulence. It is shown that the reflectivity and opacity of the micro-turbulent medium are greatest. We showed also that the more opaque is the medium and higher the average velocity of turbulent motions, the stronger the dependence of observed characteristics on the correlation length.

Key words: radiative transfer: turbulent atmosphere: correlation length

А.Г.НИКОГОСЯН

ЛИТЕРАТУРА

- 1. D.F. Gray, Sol. Phys., 59, 193, 1978.
- 2. А.Г. Никогосян, Астрофизика, 50, 219, 2007, (Astrophysics, 50, 175, 2007)
- 3. M.Auvergne, H.Frish, Ch.Froeschle, A.Pouquet, Astron. Astrophys., 29, 93, 1973.
- 4. H.Frish, Astron. Astrophys., 40, 267, 1975.
- 5. H.Frish, U.Frish, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 175, 157, 1976.
- 6. H.P.Gail, E.Sedlmayr, Astron. Astrophys., 36, 17, 1974.
- 7. H.P. Gail, E.Sedlmayr, G.Traving, Astron. Astrophys., 44, 421, 1975.
- 8. E. Hundt, Astron. Astrophys., 29, 17, 1973.
- 9. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 50. 321, 2007, (Astrophysics, 50, 391, 2007).
- 10. A.G. Nikoghossian, Light Scat. Rev., 8, 425, 2013.
- 11 C. Magnan, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 15, 979, 1975.
- 12. Е.С.Вентцель, Тсория вероятностей, М., Наука, 1964.
- G.Batchelor, The Theory of Homogeneous Turbulence, Cambridge, Cambridge Univ. Press. 1970.
- 14. A.T. Bharucha-Reid, Elements of the Theory of Markov Processes and Their Applications, New York, McGraw-Hill, 1960.
- 15. M.S. Bartlett, An Introduction to Stochastic Processes, Cambridge Univ. Press, 1965.
- 16. R. Bellman, R. Kalaba, M. Wing, J. Math. Phys., 1, 280, 1960.
- 17. R. Bellman, R. Kalaba, M. Prestrud, Invariant Imbedding and Radiative Transfer in Slabs of Finite Thickness, Amer. Elsevier, 1963.
- 18. Дж. Касти, Р. Калаба, Методы погружения в прикладной математике, М., Мир, 1976.
- 19. А.Г. Никогосян, Астрофизика, 54, 149, 2011, (Astrophysics, 54, 126, 2011).
- 20. А.Г. Никогосян, Астрофизика, 57, 296, 2014, (Astrophysics, 57, 272,2014).
- 21. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 57. 407. 2014, (Astrophysics, 57, 375, 2014).

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

ABFYCT, 2017

ВЫПУСК 3

AN UNNOTICED SIGNIFICANCE OF THE CHANDRASEKHAR MASS LIMIT

S.KALITA

Received 31 January 2017 Accepted 7 June 2017

Simultaneous occurrence of the three fundamental constants G, h and c and hence the role of Planck mass in the Chandrasekhar mass limit is critically examined in the light of cosmology, by incorporating the cosmological constant through vacuum fluctuation at Planck scale and the holographic principle. A new interpretation of the cosmological constant problem is also put forward

Key words: Chandrasekhar mass limit: Planck mass: cosmological Constant

1. Introduction. Simultaneous occurrence of the three fundamental constants G. h and c in the expression of the Chandrasekhar mass limit is an aesthetics of the astrophysical theory of white dwarfs. It is, however, not a mere appearance of numbers in astrophysical phenomena involving gravity, quantum theory (statistics, particularly in cold degenerate stars) and relativity but also possesses important information related to cosmology and possibly future fundamental theories of space-time. One admits that such a combination is typical to quantum gravity where the classical gravitational action, $A_{c} = (-c^{4} | 6\pi G) \int d^{4} X - g(R+2\Lambda)$ becomes comparable to the quantum action h. Incorporating these constants together in the equations of astrophysics and cosmology is, at first look, not so surprising. This happens naturally when we include quantum fields in gravitational phenomena. In absence of a quantum gravity theory, this approach is still semiclassical in nature in the sense that the matter is treated quantum mechanically whereas gravity is the classical metric field or the Newtonian potential. Davies [1] has listed a plethora of cosmic phenomena where these constants appear together. Black hole thermodynamics [2-4] involves these constants in determining the black hole entropy and temperature. In the early universe, the classical FRW metric and hence the thermal evolution is governed by the Dirac (electrons, neutrinos and their antiparticles), Maxwell (photons), scalar fields and possibly supersymmetric fields (-ons and -inos) which contribute to the active mass density. The result is appearance of these three constants in the time temperature relation. They also find their joint roles in holographic principle [5,6] in cosmology which states that the vacuum energy density $\varepsilon_{VAC} \sim E_0^4 c^{-3} h^{-3}$ (E₀ being some UV cut off) in a given

S.KALITA

region of space should not exceed the mass energy of a black hole of size same as that of the region i.e. $c = h^{-1} \leq M_{BH}c^{-1}l_{BH}$, where $l_{BH} \sim GM_{BH}c^{-1}$ The holographic principle is found to be useful for understanding the recent cosmic acceleration [7,8]. Therefore, the simultaneous appearance of these three numbers must be considered deeply for a complete theory of matter and space-time.

This work reports the unnoticed meaning of the appearance of the Planck mass $m_{Pl} = \sqrt{hc/G}$ in the Chandrasekhar mass limit of white dwarf which is gravitationally classical but non-gravitationally a quantum gas system. Although there is report on the role of the Planck mass in the Chandrasekhar limit [9], it has not been seriously examined till a very recent study of quantum gravity correction to the Chandrasekhar mass limit due to modification of Heisenberg algebra of the position and momentum operators resulting in a so called generalized uncertainty principle: $[x_i, p_j] = i\hbar(\delta_q + f(p_i, p_i, p_j))$ [10]. This gives rise to modified Lanc-Emden equation. The present work focuses on how the Chandrasekhar mass encapsulates the signature of a much deeper future theory of gravity and some cosmological issues.

The paper is organized as follows. Section 2 contains the mass limit and its indication for a fundamental theory. To make the paper self-contained, the way to obtain Chandrasekhar limit is briefly reviewed. Certain distinctive remarks on the cosmological constant are then made from the mass limit by the use of holographic cosmological principle. Section 3 concludes.

2. The mass limit and its other side. The mass limit for white dwarfs originates in the polytropic model for the pressure and density of degenerate electron gas, $P = K \rho^{1+1/n}$, where is the polytropic index and K is the microscopic parameter of the gas. Such an equation of state is also found to be preserved in quantum gravity induced modification of the Heisenberg algebra as advocated in [10]. The condition of gravitational stability gives the mass-radius relation (see Chandrasekhar [11], Prialnik [12]) of the type,

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}(R, n, K, G) = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^{U(n-1)} G^{n/1-n} \mathcal{M}_n \left(\frac{R}{\xi_1}\right)^{(n-1)(n-1)} \{(n+1)K\}^{n/n-1}.$$
 (1)

This relation is usually obtained from the following mass formula for a poytrope in the Lane-Emden theory,

$$M = \int_{0}^{R} dr 4\pi r^{2} \rho(r), \qquad (2)$$

where $r = \alpha \xi$ with $\alpha = \sqrt{(n+1)K} 4\pi G \rho_c^{1-1/n}$ being a length parameter and $\rho = \rho_c 0^n$ with ρ_c being the central density of the polytrope. The dimensionless Lane-Emden functions θ and ξ representing density and radius respectively, satisfy the

THE CHANDRASEKHAR MASS LIMIT

Lane-Emden equation,

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -\theta^n$$
(3)

In equation (1), $\xi_1 = R \alpha$ is the value of ξ at which the density θ vanishes (the surface of the polytrope) and M is a model parameter given as [12],

$$M_n = -\xi_1^2 \left(\frac{d\,\theta}{d\,\xi} \right)_{\xi_n} \,. \tag{4}$$

The detailed way of obtaining equation (1) from (2), (3) and (4) is referred to literature [11-14]. For the relativistic electron gas the microscopic parameter K is evaluated from the relativistic degeneracy pressure equation,

$$P = \frac{1}{3} \int_{0}^{p_{f}} dp(pc) \frac{8\pi p^{2}}{h^{3}}, \qquad (5)$$

where, $p_{1} = 3m_{1}k^{2}/8\pi^{2}$ is the electron Fermi momentum and $n_{e} = \rho/\mu_{e}/m_{H}$ is the number density of electrons given by the density of the star and the mean molecular weight of the free electrons - μ_{e} . The value of K is found as,

$$K = \left(\frac{2\pi hc}{3}\right) \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{4/3} \left(\frac{1}{\mu_{\mu} m_{H}}\right)^{4/3}.$$
 (6)

For n=3, the constant mass resulting from equation (1) is the Chandrasekhar mass limit for white dwarfs. Up to the model parameter M_1 (nearly 2.02 as found by numerical solution of the Lane-Emden equation for n=3) and the electron mean molecular weight μ (which is 2 for a hydrogen depleted environment) the Chandrasekhar limit is expressed as $M_{Ch} \approx m_{Pl} m_{H}^{2}$, where m_{H} is the proton mass. Although a dimensionless number is realized as quirk in Nature, m_{L} can be replaced by the gravitational fine structure constant $\alpha_{G} = Gm_{H}^{2} hc$. This gives the following rewriting of the mass limit.

$$M_{Ch} \approx \alpha_G m_{Pl} \,. \tag{7}$$

The smallness of the value of α_G (10⁻¹!) has itself been a deep puzzle for cosmology and once gave rise to mysterious ideas such as the Large Number Hypothesis of Dirac [15,16]. Except the anthropic principle, we still do not have any better guidance for understanding the number α_G . A formula of the type $M \propto m_{Pl}$, was obtained by Bisnovatyi-Kogan and Novikov [17] for a configuration of neutrinos as constituents of missing halo mass for galaxies. Markov [18] derived similar relation for limiting mass of a degenerate neutrino star. However, the problem of the Chandrasekhar limit deepens through the Planck mass m Being ubiquitous in the quantum gravity regime of spacetime the Planck mass can be realized in the following manner.

S.KALITA

In the regime of Planck scale, vacuum fluctuations produce particles of mass m separated by the Compton length $\lambda = \hbar m_{Pl}c$ and having number density $(m_{pr}c/\hbar)^3$ The gravitational interaction between these particles defines a vacuum energy density $\varepsilon_{VAC} = (Gm_{Pl}^*, \lambda)(1, \lambda^3)$ Zeldovich [19] first interpreted the cosmological constant as the energy density of vacuum which appears in the theory of elementary particles. In his work, the cosmological constant was connected to the proton mass as [19] $\Lambda \propto m_p^6$ which pointed towards a mechanism for a decreasing Λ . In the gravitation theory, Λ presents an energy density in empty space $\varepsilon_{+} = \Lambda c^{4} 8\pi G$. Identifying this with the vacuum energy density, the Planck mass can be expressed as $m_{Pl} = (\Lambda \hbar^4 / 8\pi G^2)$ The connection $\Lambda \propto m_{Pl}$ is identical to the original suggestion of Zeldovich but with a much larger mass scale. $m_{Pl} \approx 10^{19} m_P$. This is the scale of vacuum fluctuations corresponding to the limit of the theory of elementary particles [20]. What follows here explains why such a connection is necessary to understand existence of cold degenerate astrophysical objects like the white dwarf and thereby to provide with a new meaning of the cosmological constant. Equation (7) then takes the form,

$$\mathcal{M}_{Ch} = \alpha_G^{-1} \left(\frac{\Lambda h^4}{8\pi G^2} \right)^{1.6}$$
(8)

Equations (7) and (8) are deep expressions for the Chandrasekhar limit and are more than mere collection of the fundamental constants. Most significantly the microscopic cosmological constant (vacuum energy density) appears in the stellar mass. Equation (8) can be further deepened through de Sitter fluctuation to gravitational interaction. For any mass *m*, the term $Gm^{-1}\lambda$ is typical to the Schwarzschild metric. A Schwarzschild-de Sitter metric with a geometric cosmological constant, however, adds a term $\Lambda mc^{2}\lambda^{2}$ 6 to the interaction energy. This gives an effective vacuum energy density,

$$\varepsilon_{VAC}(eff) = \left(\frac{Gm^2}{\lambda} + \frac{\Lambda mc^2 \lambda^2}{6}\right) \frac{1}{\lambda^3}.$$
(9)

Defining a mass $m_{\Lambda} = (\Lambda c^2 / 8\pi G)(4\pi\lambda^3 / 3)$ associated with the cosmological constant, the effective vacuum energy density is expressed as,

$$\varepsilon_{VAC}(eff) = \frac{\Lambda_{eff}c^{4}}{8\pi G} = \frac{Gm^{6}c^{4}}{\hbar^{4}} \left(1 + \frac{m_{\Lambda}}{m}\right) = \varepsilon_{FAC}\left(\Lambda = 0\right)^{l} \left(1 + \frac{m_{\Lambda}}{m}\right). \tag{10}$$

The factor $(1 + m_{\Lambda}/m)$ can be supplied by considering a Planck mass black hole, $m_{BH} = m_{Pl}$ and applying the holographic principle that the maximum permissible energy in the empty space corresponds to the rest energy of a black hole. This gives $m_{\Lambda} = m = m_{Pl}$ and hence the following.

THE CHANDRASEKHAR MASS LIMIT

$$m_{P_1} = \left(\frac{\Lambda_{eff} h^*}{16\pi G^2}\right)^{1/6} \tag{11}$$

This gives the Chandrasekhar limit in similar footing to equation (8),

$$M_{Ch} = \alpha_G^{-1} \left(\frac{\Lambda_{eff} \hbar^4}{16\pi G^2} \right)^{1/2} . \tag{12}$$

It is seen from equations (8) and (12) that whether the metric fluctuations are of pure Schwarzschild or Schwarzschild-de Sitter type, the Chandrasekhar limit is governed by the quantity $(\Lambda\hbar^4/\pi G^2)^{1.6}$. Clearly, a cosmological constant of magnitude $\Lambda \approx 10^{62}$ cm⁻² gives a mass limit nearly of the size $M_{Ch} \sim 1.M_{\odot}$. This magnitude of the cosmological constant is about 120 orders of magnitude larger than the astronomically inferred value 10^{54} cm⁻². Interpretation of this hierarchy has led to the well-known cosmological constant (CC) problem - "why the present value of the cosmological constant is so small?". It is, however, the most satisfactory candidate for the dark energy behind the recent cosmic acceleration as shown by the measurements on the cosmic microwave background [21].

Here comes a note for the cosmological constant which emanates from the expressions (8) or (12). The interpretation of the cosmological constant problem can be reversed. Instead of "why small?" it could be "why so large?". Had it been somewhat small, we would not have found a white dwarf we know today! This is new and distinct from a general belief that quantum gravity will somehow provide with a cancellation mechanism so that $\Lambda + 8\pi G \rho_{FAC} \approx 0$ [22]. Therefore, irrespective of the CC problem, a future theory of quantum gravity has to predict such a large value of the cosmological constant. It might be possible that the cosmological constant does not gravitate (to avoid unnatural cancellation or fine tuning) as advocated by degravitation formalisms [23-25]. If this is so, there is no necessity for explaining the smallness of the cosmological constant. This opens the door to the possibility that dark energy may be caused by either of (i) new form of matter, (ii) new gravitational physics and (iii) different background topology of spacetime which somehow mimics a cosmological constant in current epoch. Although appreciated in modern cosmology, this is a philosophical consequence of the Chandrasekhar limit.

3. Conclusion. The role of quantum gravity phenomena, the cosmological constant and some unconventional ideas in cosmology (holographic principle is one) are encapsulated in the Chandrasekhar mass limit. The universal nature of the Chandrasekhar mass limit resulting from the three fundamental constants of Nature boils down to a deep cosmological issue - "why the cosmological constant is so large?". If the cosmological constant does not gravitate, the "why small?"

S.KALITA

problem is likely to evaporate. This new meaning of the Chandrasekhar limit opens other possibilities for the dark energy phenomenon. Such previously unnoticed richness of the mass limit provides with new interpretation of a cosmological problem. It may hold the clue for a future deep understanding of gravity and cosmology.

Gauhati University, Guwahati-781014, India, c-mail: sanjeevkalita1@ymail.com

НЕЗАМЕЧЕННЫЙ СМЫСЛ ЧАНДРАСЕКАРОВСКОГО ПРЕДЕЛА

С.КАЛИТА

В рамках космологии критически рассматриваются одновременное существование грех фундаментальных констант G, h и с и роль планковской массы в предельной массе Чандрасскара путем ввеления космологической константы через флюктуации вакуума в планковских масштабах и использования голографического принципа. Предлагается новая интерпретация проблемы космологической константы.

Ключевые слова: чандрасекаровский предел массы: планковская массакосмологическая постоянная

REFERENCES

1. P. Davies, The Accidental Universe (Cambridge University Press, 1982.

2. J.M. Bardeen, B. Carter, S. Hawking, Comm. Math. Phys., 31, 161, 1973.

3 J.D. Bekenstein, Phys. Rev. D, 7, 2333, 1973

4 J. D. Bekenstein, Phys. Rev. D, 9, 3292, 1974

5. L.Susskind, J. Math. Phys., 36, 6377, 1995.

6. P. Praseetha, T.K. Mathew, Pramana - J. Phys., 86(3), 701, 2016.

7. M.Li, Phys. Lett. B, 603, 1, 2004.

8. S. Wang, Yi Wang, M.Li, arXiv:1612.00345.

9. D. Garfinkle, Am J. Phys., 77(8), 683, 2009.

- 10 M Moussa, arXiv: 1511 06183.
- 11 S. Chandrasekhar, An Introduction to the Study of Stellar Structure, (The University of Chicago Press) 1939.
- 12. D. Prialnik, An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution (Cambridge University Press) 2000.
- 13. Ya B.Zeldovich, 1 D.Novikov, Stars and Relativity, Translated by E.Arlock, ed. K.S.Thorne, W.D.Arnett (Dover Publications INC., New York), 1996.
- 14. W.B. Bonnor, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 118. 523B, 1958.
- 15. J.V. Narlikar, Introduction to Cosmology (Cambridge University Press), 2002.
- 16. P.A.M. Dirac, Proc. R. Soc. Lond. A. 338, 439, 1974.
- 17. G.S.Bisnovatyi-Kogan, I.D.Novikov, Astron. Zh., 57, 899, 1980.
- 18. M.A. Markov, Netrinos (in Russian), Nauka, Moscow, 1964, p.151.
- 19. Ya. B. Zeldovich, Uspekhi (English translation), 95. 209, 1968.
- 20. A.D. Sakharov, Dokl. Akad., Nauk SSSR, 170, 70, 1967.
- 21 P.A.R.Ade et al., (Planck Collaboration XIII), Astron. Astrophys., 594, A13, 2016.
- 22. R. Maartens, R. Durrer, in Dark Energy: Observational and Theoretical Approaches; ed. P.R. Lapuente (Cambridge University Press), 2010.
- 23. T. Padmanabhan, AIP Conf. Proc., 861, 179, 2006.
- 24 C. de Rham et al., Phys. Rev. Lett., 100, 251603, 2008,
- 25. C. de Rham et al., JCAP, 0802, 011, 2008.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

О ВЕРОЯТНОСТНОМ ПОДХОДЕ В ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ ГРАВИТИРУЮЩИХ ЦЕНТРОВ

Е.В.ВОЛКОВ

Поступила 26 апреля 2017 Принята к печати 7 июня 2017

В работе проанализированы некоторые спорные результаты, возникающие в задаче о рассеянии гравитирующих тел. Во-первых, комментируется подхол, приволящий к возможности применения приближения парных столкновений в теории рассеяния в плазме и в гравитационных системах. Подчеркивается, что такая возможность не является следствием пренебрежения далекими столкновениями. Далее обсуждаются результаты, полученные в задаче о числе рассеяний пробной частицы в бесконечной гравитирующей среде с заланным изменением скорости. Продемонстрировано, что вывод о расходимости функции, описывающей число столкновения частиц, является некорректным. Причина заключается в том, что игнорируется факт конечной (по времени) длительности столкновений, имеющих большие прицельные параметры. В заключительной части статьи мы показываем, что предложенный ранее вариант молифицированного распредения Хольцмарка является ошибочным.

Ключевые слова: самогравитация: релаксация: стохастичность

1. Введение. Залача о рассеянии гравитирующих центров решается с использованием различных математических аппаратов. Для систем с большим числом тел как правило применяется уравнение типа лиффузии, описывающее медленное изменение скоростей пробных частип в фазовом пространстве. В подобных системах сильное рассеяние – большая релкость, что и определяет возможность использования упомянутого приближения. Напротив, в системах с небольшим числом гравитирующих тел близкие прохожления, порождающие сильное рассеяние, могут происходить сравнительно часто. При этом подходяним математическим анпаратом при моделировании таких систем может служить интегральное уравнение Колмогорова-Федлера. Ключевой величиной в этом уравнении является функция $\Phi(v, v')$, описывающая вероятность того, что звезда, имевшая до рассеяния скорость v, после рассеяния обретет скорость v'.

Определение функции $\Phi(v, v')$ - довольно сложная математическая задача. Она была решена Агекяном в [1] в приближении олноролного бесконсчного звездного поля. Полученные им результаты в дальнейшем использовались в ряле работ, посвященных решению самого уравнения Колмогорова - Феллера [2,3]. Время от времени исследователи возвращаются к тем, ставшим уже

Е В ВОЛКОВ

классическими, результатам. Так, в работе Петровской [4] была сделана попытка применить вывеленную Агекяном формулу плотности вероятности рассеяния для "исправления" распрелеления Хольцмарка – распрелеления силы, действующей на пробную частицу в однородной бесконечной гравитирующей среде. Совсем нелавно идеи Агекяна были применены для вычисления коэффиниентов диффузии в пространстве скоростей для пробной частицы, рассеиваемой гравитирующими центрами [5].

Следует отметить, что упомянутые работы, включая и [1], не свободны от ряда неточностей. Некоторые из них носят скорее метолический характер, что, однако, не лелает их от этого менее значимыми, поскольку задача о гравитационном рассеянии является одной из важнейших задач звездной динамики. В настоящей статье речь пойдет именно об этих неточностях.

2. О приближении парных столкновений. Начнем обсуждение с одного утверждения, появившегося в наиболее поздней из всех упомянутых работ, - в работе [5]. Ранее Чандрасекар [6] применил распределение Холытмарка к однородной бесконечной системе звезд и показал, что асимптотика данного распределения в пределе большой силы, действующей на пробную звезду, помещенную в систему, с большой точностью совпалает с распределением силы от ближайшего соседа. С точки зрения авторов статьи [5] именно это и служит основой подхода, который позволяет описать кинстику звездных систем при помощи концепции парных столкновений.

Данное утверждение дает возможность пренебречь всеми взаимодействиями между гравитирующими телами, при условии, что они разнесены на расстояние, превышающее среднее межчастичное расстояние для рассматриваемой системы. Подобное рассуждение следует рассматривать как ошибочное. На самом деле как в плазме, так и в системе гравитирующих тел, в основе возможности применения приближения парных столкновений лежит иное рассуждение [7].

Во-первых, в теории показывается, что изменение импульса пробной частицы при рассеянии на совокупности всех частиц, из которых состоит система, есть сумма изменений импульса, связанных с рассеянием на каждой отдельно взятой частице поля. Далее, для того, чтобы избежать необходимости точного решения задачи N тел, - вводят дополнительное предположение. Совокупность всех взаимодействий пробной частицы с частицами поля разделяют на близкие и далекие.

Столкновения первого рода приводят к изменению импульса пробной частицы, сравнимому с величиной импульса до столкновения. Необходимо отметить, что характерное время такого взаимодействия весьма мало и вследствие этого можно пренебречь влиянием, которое оказывают на пробную

частицу за такой короткий временной интервал более удаленные члены гравитирующей системы. Отсюда вывол: подобное близкое взаимодействие можно рассматривать как парное. Что касается взаимодействий второго рода (далеких), то каждое из них приводит к незначительному изменению импульса пробной частицы, а значит, и малому искажению трасктории первоначального движения. Таким образом, далекие взаимодействия можно учитывать в "приближении заданных траскторий" [7].

Именно такое логическое построение позволяет свести все столкновения к сумме независимых столкновений пар частиц, т.е. работать в приближении парных столкновений.

3. О расходимости функции $\Phi(v, v')$. Как уже упоминалось рансе н [1] была решена залача определения числа столкновений пробной частины с частипами поля в приближении бесконечной протяженности последнего. При этом заланной величиной считалась разность скоростей пробной частины ло и после столкновения: v'-v. Следует полчеркнуть, что найденная функция описывала именно число столкновений за промежуток времени dt, в результате которых скорость пробной частипы меняется на заланную величину v'-v, а не вероятность таких столкновений, как это утвержлается во многих работах (напр., [1-5]).

Если считать скорость пробной частины до столкновения v фиксированной, то число аргументов функции Ф можно свести к одному. Таким аргументом в работе [1] является величина

$$h = \frac{(v' - v)^2}{v^2}.$$
 (1)

Очевидно, что основной вклад в слабые рассеяния, т.е. при $h \le 1$, вносят далекие полевые частицы, иначе говоря, частицы, имеющие большой прицельный параметр при их столкновениях с пробной. Очевидно также, что при $(v' \cdot v) \rightarrow 0$ число таких частип в бесконечной системе стремится к бесконечности. Именно это обстоятельство, по мнению Агекяна, явилось основным ограничением предложенного им подхола. Позднее в работе [8] он ввел коэффициент ослабления λ , который, как он полагал, делал практически непужным учет рассеяний с прицельными параметрами, кратно превосхолящими среднее расстояние между полевыми частипами системы. Данный метод использован и в работе [5].

На самом деле расходимость функции Φ при увеличении *h* (или увеличении прицельного расстояния) не столь очевидна, как следует из работы Агекяна. Природа отмеченной расходимости и способ ее устранения давно известны в физике плазмы (см., напр., [7]). Все дело в том, что в рассуждениях работы [1] содержится противоречие. С одной стороны, в [1] используется

Е В.ВОЛКОВ

формула (1), взятая из книги Чанлрасскара [9] и описывающая изменение скорости в результате столкновения гравитирующих тел. С другой стороны. в рассуждениях фигурирует промежуток времени *dt*, для которого рассчитывается число столкновений, приводящих к требуемому изменению скорости пробной частицы.

Упомянутая формула получена в приближении мтновенности столкновения. Иными словами, характерное время рассеяния (по порядку величины это есть время, за которое частипы при рассеянии проходят расстояние примерно равное двум прицельным расстояниям) должно быть много меньше любых других характерных времен, присутствующих в задаче, в том числе и меньше промежутка времени *dt*. Совершенно очевидно, что для далеких (слабых) рассеяний это не выполняется. Иными словами, для того чтобы то или иное рассеяние было учтено и включено при расчете функции Ф, оно должно завершиться. Для далеких же частип рассеяние есть процесс длительный, в пределе (для бесконечно удаленных частип) - бесконечно длящийся. Таким образом, при определении функции Ф пределы интегрирования по прицельному параметру должны быть согласованы с величиной *dt*, что в [1] не сделано. Отсюда и неверный вывод про расхолимость указанной функции.

4. О модифицированном распределении Хольцмарка. Обратимся теперь к работе Петровской [4]. Как уже отмечалось выше, в ней была сделана попытка применить полученную Агекяном функцию Ф для исправления распределения Холымарка. Еще Чандрасекар в своей монографии [6] отметил, что ланное распределение имеет расходящиеся моменты второго и более высокого порядков в пределе больших сил. Понятно, что для гравитирующей системы, состоящей из взаимодействующих частиц одинаковой массы, предел большой силы эквивалентен стремлению к нулю расстояния между ними.

Илея Петровской состояла в том, чтобы приравнять выражение для функции Ф, полученное в статье Агекяна [1], к модифицированному распрелелению Хольпмарка для гравитационных сил. Таким образом исправленное распределение сил стало содержать экспоненциальный множитель, наличие которого сняло проблему расходимости моментов.

Мы продемонстрируем несостоятельность вывода, сделанного в работе [4]. Начнем с того, что чисто механическое приравнивание распределения сил функции Ф представляется весьма спорным. Достаточно указать на то, что распределение Холыцмарка дает действительно функцию плотности вероятности величины гравитационной силы в системе. Про функцию Ф этого утверждать никак нельзя. Как уже отмечалось, это не есть плотность вероятности, нормированная на единицу.

Далее, в статье Петровской, как и у Агекяна, появляется временной
о вероятностном подходе

интервал, который произвольно принимается равным времени прохождения частицами среднего межчастичного расстояния. Как уже отмечалось выше, указанный временной интервал должен быть связан с прицельным расстоянием, характеризующим то или иное столкновение. При стремлении расстояния между частицами к нулю (т.е. стремлении к нулю и прицельного параметра) этот временной интервал также стремится к нулю, а не остается постоянной величиной, как это происходит в формуле для исправленного распределения Хольцмарка в [4].

И, наконен, тот самый экспоненциальный множитель, присутствие которого снимает проблему расходящихся моментов, является, как вилно из вывода, проделанного в [1], прямым следствием предположения о максвелловском распределении по скоростям для полевых частиц гравитирующей системы Заметим, что распределение Холыцмарка - распределение сил в такой системе, - отражает картину распределения частиц в пространстве в фиксированный момент времени и не зависит от значений их скоростей. Иными словами, данное распределение должно быть универсальным в смысле независимости от вида распределения по скоростям. Распределение для функции Ф, полученное Агекяном в [1], напротив, существенным образом зависит от распределения нолевых частиц по скоростям. Так, например, если мы предноложим, что все частицы системы имеют одинаковые по модулю скорости, вектора которых распределены изогропно, то в окончательном выражении для функции Ф мы уже не получим той самой экспоненты, наличие которой так удачно (в смысле сходимости моментов) "разрешает" проблему распределения Хольцмарка.

Таким образом, предложенный в работе [4] способ исправления названного распределения следует считать опнибочным.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта СПбГУ N6.38.335.2015.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, e-mail: evolk@list.ru

ON THE PROBABILITY APPROACH IN THE PROBLEM OF GRAVITATING CENTERS SCATTERING

E.V.VOLKOV

The paper reveals several questionable points concerning the problem of scattering of gravitating bodies. We begin with comments on the foundation of

Е В ВОЛКОВ

binary collision approach in the theory of both plasma and gravitational scattering. It is stressed that such approach is not a consequence of neglecting of large distance collisions. Further, we discuss the results obtained in the problem on the number of collisions of a test particle in the infinite gravitating system with the fixed change of the particle velocity. It is shown that the conclusion on that the function which gave the number of collisions tended to infinity with increasing impact parameter is not correct. The reason of such erroneous judgment is the ignoring of the finite time interval of collisions with large impact parameters. Finally we show that the modified Holtsmark distribution of forces in gravitating systems proposed earlier is erroneous.

Key words: self-gravitation: relaxation: stochastisity

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Т.А.Агекян, Астрон. ж., 36, 41, 1959.
- 2. И.В.Петровская, Астрон. ж., 46, 824, 1969.
- 3. И В.Петровская, Астрон. ж., 46, 1220, 1969.
- 4. И В Петровская, Письма в Астрон. ж., 12, 562, 1986.
- 5. А.С. Расторгуев, О.В.Чумак, Н.Д.Уткин, Письма в Астрон. ж., в исчати, 2017.
- 6. С. Чандрасекар, Стохастические проблемы в физикс и астрономии. М., ИЛ, 1947.
- 7. Д.В.Сивухин, Вопросы теории плазмы, вып.4, М., Атомиздат, 81, 1964.
- 8. Т.А.Агекян, Астрон ж., 38, 1055, 1961.
- 9. С. Чандрасекар, Принципы звездной линамики, М., ИЛ, 1948.

АСТРОФИЗИКА

TOM 60

АВГУСТ, 2017

ВЫПУСК 3

THE NUMERICAL SIMULATION OF ASTROPHYSICAL JETS: THE INTERACTION WITH SURROUNDING MEDIUM

O.DONMEZ¹, A.AKTAS², U.ILTER² Received 19 September 2016 Accepted 7 June 2017

Propagation of astrophysical jets inside the ambient medium transports the large amount of energy to surrounding materials as a consequence of interactions. These interactions have a crucial effect on the evolution and dynamic of the jets. They can cause the formation of jet's head which dissipates its energy. In this paper, we have numerically modeled the evolution of jet's dynamics to understand the effects of the critical parameters (Mach numbers, jet velocity, densities, pressures of the accelerated jet and medium, sound speeds, and Lorentz factor) on the head of jet, jetcocoon, vortexes and shocks. When the jet propagates inside the overdense region, we observe the clear evidence for deceleration of the jet and find more complex structure. In the underdense cases, almost no back-flows and cocoons are developed. We have also modeled the pulsed type jets propagating into overdense region and found very rich internal structure of jet such as cocoon, knots, vortexes, etc. They could explain the structure of jets seen in Herbig-Haro bows and XZ Taun proto-jet.

Key words: numerical relativity: astrophysical jets: ambient medium: jets structure

1. Introduction. The collimation of relativistic jets can be seen in different astrophysical phenomena such as active galactic nuclei(AGN), X-ray binaries, microquasars and gammaray bursts. They are relativistic, collimated and launched due to consequence of the rotational energy of the black hole [1]. The emission from jet was observed from the different kinds of sources [2] and their connections with the other energy bands were examined by [3]. The observations showed that the highly collimated jets with high Mach number outflows were found at protostellar and Herbig-Hero objects. The radiative shock fronts are generated during the jet flow as a consequence of the interaction with the surrounding medium.

The numerical solution of relativistic hydrodynamical equations helps in understanding the physical properties and dynamical behavior of astrophysical jets. Throughout the last few decades significant progress has been made in numerical simulations of jets. Various authors have done extensive studies on jet's collimation [4-9] and interaction of the jet with the surrounding medium [10-18]. The numerical calculations has been performed to obtain the physical properties of the jets and the results explored that the sudden density and pressure jumps during the interaction of the jets with surrounding medium caused an instability and the rich dynamics. This instability is called Kelvin-Helmholtz instability which is derived by the shear between propagating jet and medium.

The jets in young XZ Tau binary shows the compact knots and has complex outflows. These jets have different variety of structures such as bow shocks, shells, fans etc. [19]. They assumed the large velocity pulse injections to explain the observed forms in XZ Tau A and have presented the preliminary results of the pulsed jet. The pulsed jet with high Mach number was presented in terms of interacting bow shocks, Mach disk and some instabilities observed in the jets [20]

In this paper, we have done a sequence of numerical simulations of astrophysical jets, motivated by common predictions from the general scenario of outflowing jets inside the surrounding medium. We present the results of 2D numerical simulations of relativistic jets to uncover the dynamics and their interactions with the surrounding medium by focusing on certain scenarios observed in jets. We present the results of series of long-term projects devoted to understand the dynamics and emission of jets in parsec-scale AGN jets, blazers, young XZ Tau binary and the afterglow phase of the GRBs. Galactic and extragalactic relativistic jets are surrounded by rich environments that are full of moving objects, such as stars and dense medium inhomogeneities.

This paper is organized as follows: the general overview of hydrodynamic equation, the initial setup of astrophysical jets, and the numerical setup and boundary conditions are provided in Section 2. In section 3, we describe our numerical results about jet's dynamics and their time consuming behavior Detail discussions are made to understand the parameter dependences of astrophysical jets and their interaction with surrounding medium. Finally, we conclude our findings in Section 4. The geometrized unit system, c = 1 and G = 1, is used to have a simpler relativistic equations.

2. Equations, numerical setups, boundaries and initial conditions.

2.1. Equations. The special relativistic hydrodynamical equation is solved by using the high resolution shock capturing scheme to model astrophysical jet problems around the compact objects. The equation can be written in 2D as

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}^{z}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{F}^{R}}{\partial y} = 0, \qquad (1)$$

where U, \mathbf{F}^{*} and \mathbf{F}^{R} represent the conserved variable and fluxes along the jet axis and axis perpendicular to jet axis, respectively. The full set of general relativistic hydrodynamical equations and detail explanation about their numerical solutions are discussed in detail [13] and [21].

2.2. Initial data for astrophysical jets. We have performed 2D numerical simulation of the jets to understand the dynamical change of them using different values of parameters of matters injected close to the compact object and parameters for surrounding, given in Tables 1 and 2, respectively. The injected matter moves along the axis z is called the jet axis. R is direction perpendicular to jet axis, z. The matter is injected along the jet axis in a distance 3M from the compact object, where M is the mass of the black hole. The compact object stays at the same position during the simulation time which varies for every model given in Table1. We have neglected the influence of magnetic field on the jet dynamics and matter is injected continuously during the simulation.

Columns in Table 1 present the model name, C - speed of sound, Γ - the adiabatic index of the injected matter, V - the speed of injected matter, M - the Mach number of the matter, ρ - the rest-mass density, p - the pressure which is computed from Eq. (2), *CFL* is CFL number and *AM* represents the ambient medium which is given in Table 2.

Table 1

Model	С,	Г	V_{i}	М	ρ	р	CFL	AM
JOr1R0	0.01	4/3	0.9	90	10 5	7.50225 x 10 ⁻¹⁰	0.05	Orl
JOr1R1	0.05	4/3	0.9	- 90	10 5	1.88916 x 10 [*]	0.05	Orl
JOr1R2	0.1	4/3	0.9	- 90	10-5	7.73196 x 10 ⁻¹	0.04	Orl
JOr2R3	0.01	5/3	0.9	90	10.5	6.00089 x 10 ⁻¹⁰	0.03	Or2
JOr2R4	0.1	5/3	0.9	90	10 5	6.09137 x 10 "	0.03	Or2
JOr3R5	0.01	1.2	0.9	90	10 3	8.33350 x 10 ⁻¹⁰	0.05	Or3
JOr3R6	0.01	1.2	0.99	99	10.5	8.33350 x 10 ¹⁰	0.01	Or3
JOr4R7	0.01	4/3	0.9	90	10 '	7.50225 x 10	10.0	Or4
JOr5R8	0.01	5/3	0.9	90	101	6.00090 x 10 "	0.005	Ors
JOr6R9	0.01	2	0.9	90	10 3	5.00049 x 10 ⁻¹	0.005	Or6
JOr7R10	0.01	4/3	0.9	90	10 3	5.05050 x 10 ⁻⁴	0.05	Or7
JOr7R11	100.0	4/3	0.9	90	103	5.00000 x 10 ⁻¹⁰	0.05	Or7
JOr7R12	0.01	4/3	0.1	10	10 3	5.00500 x 10 ⁻¹	0.05	Or7
JOr7R13	0.01	4/3	0.1	01	101	5.00500 x 10 *	0.05	Or7
JOr7R14	0.01	4/3	0.9	90	101	5.00500 x 10 ⁻¹	0.05	Or7
				E				

INITIAL VALUES OF INJECTED MATTER AT z = 2.8 M ALONG THE z DIRECTION

* They have the same initial conditions but the pulsation time of injected matter are different.

Columns in Table 2 present AM - the name of ambient medium, C_{-} the speed of sound, Γ - the adiabatic index of the ambient medium, V - the speed of the matter at ambient medium, ρ - the rest-mass density and p - the pressure which is computed from Eq. (2).

Table 2

AM	<i>C</i> ,	Г	V	ρ	p
Orl	0.01	4/3	0.0	10 3	7.502 x 10*
Or2	0.01	5/3	0.0	10 1	6.0009 x 10*
Or3	0.01	1.2	0.0	10 3	8.3375 x 10*
Or4	0.01	4/3	0.0	10 4	7.5022 x 10 ⁻⁴
Or5	0.01	5/3	0.0	104	6.0009 x 10°
Or6	0.01	2	0.0	104	5.00049 x 10 °
Or7	0.1	4/3	0.0	10 4	5.0505 x 10

THE VALUES OF PHYSICAL AND THERMODYNAMICAL VARIABLES OF THE AMBIENT MEDIUM

During the evolution the matter is injected with mildly and highly relativistic velocities along the jet axis continuously. The initial values of density and pressure for injected and surrounding matters are adjusted to get the sound speed equal to required values given in Tables 1 and 2. In practice, we have chosen the constant density and computed the pressure from the following equation for given sound speed C_{e} .

$$p = C_{*}^{2} \rho (\Gamma - 1) / \Gamma (\Gamma - 1) - C_{*}^{2} \Gamma , \qquad (2)$$

where Γ is the adiabatic index.

2.3. Numerical setups and boundary conditions. The computational grid box expands from 3M to 200M along the jet axis and from -40M to 40M along the perpendicular axis to jet axis. The locations of outer boundaries are far enough from the location of interest to avoid the superior oscillation during the evaluation. The uniformly spaced zones are located along the z and R directions. In our all models, we have chosen $N_{\pi} = 3072$ and $N_{\pi} = 512$. But it is also confirmed that the dynamical behavior of the jet is not sensitive to the resolutions. On the other hand, the boundaries also play an important role to reach some acceptable physical results at the end of each numerical simulation. We use outflow boundary conditions at all boundaries of computational domain by using zeroth-order extrapolation of all variables.

3. Numerical results. The dynamics of jets from different astrophysical phenomena during the afterglow phase have an important indicator to explain the observational data and to understand the key physical parameters. Relativistic jets may give different morphologies depending on the relevance of the relativistic effects. The over-dense and underdense properties of jets relative to surrounding medium show more internal structures about relativistic jets such as formed

cocoons, head of jets, and shock waves. In this work we concentrate on the dynamical properties and morphology of the relativistic jets for wide range of initial jet parameters.



Fig.1. The locations of heads of jets as a function of time for different models in quiescent state

The jets with high Mach number (supersonic jets) propagates inside the stationary ambient matter and they devolve double shock shape. While the jet beam moving along the outward direction would be decelerated, the ambient matter which interacts with jet beam would be accelerated. Fig.1 shows the locations of jet's heads as a function of time for different models. As it is expected, the jets propagate in the surrounding medium very fastly in case of larger Mach number and the location of head depends on the density ratio between jet and ambient medium, the velocity of jet and Mach number. The jet with higher Mach number or overpressure collimates the jet and minimizes its opening angle. The collimation of matter can cause the formation of skewed shock and it generates pressure which would balance the cocoon's pressure.

Injected jet matter propagates through surrounding medium. The difference between the velocity of the injected matter and back-flow generated as a consequence of jet's head and surrounding breads the low density region in the medium. In the early time of simulation, jet propagates and expands in this region and generates a thick shear layer which has positive velocities. On the other hand.

O DONMEZ ET AL.

the back-flow material interacts with surrounding material and produces the instability and vortexes. During these process, working surface creates a bow shock which expands in the external medium. It confines the ram-pressure. The expansion along the jet axis is stopped when the pressure is decreased and it starts to expand along the perpendicular direction to the jet axis, seen in Fig.2. Fig.2 also depicts the four different snapshots taken at the different locations of jet axis,



Fig.2 One - dimensional cuts along the R-direction of the rest-mass density at different times for four different values of z in quiescent model JOrl R0

z=5M, z=21M, z=31M and z=41M during the evolution. As it can be seen, the extension along the perpendicular to jet axis is clearly observed for model $J0r_1R0$ with adiabatic index $\Gamma = 4/3$. But, in case of high adiabatic index $\Gamma = 5/3$ for model $J0r_2R3$, the extension of dynamic and cocoon overall are almost negligible, seen in Fig.3. Hence, the different adiabatic indices generate noticeable difference in the dynamics of astrophysical jets.

Focusing on the axial structure of jet dynamic, it allows us to compare the densities and Lorentz factors of jets along the propagation axis for different models given in Fig.4. The propagating jet interacts laterally and vertically with external medium due to the density contrast. As a consequence of this interaction, thin shear layer is created. It compresses the head of jet and external shell and produces

476

a reverse shock, called Mach disk. The Mach disk can cause the increasing in density and decreasing in the Lorentz factor to W-1 seen in upper and lower parts of the Fig.4, respectively. During the propagation of jet, the cocoon is formed and it also



Fig.3. Same as Fig.2 but for z = 60M in the model JOr2R3.



Fig.4. The upper and lower panels display the rest mass density and Lorentz factor of jet along the z axis for the quiescent models JOr1R0, JOr1R1 and JOr1R2. The oscillations in ρ and W are clearly observed.

O.DONMEZ ET AL

interacts with the propagating jet beam. Hence, due to the expansion and contraction processes inside the jet's structure, the jet undergoes an oscillation in Lorentz factor. Furthermore, the mass accretion rate given in Fig.5 shows that a relatively larger amount of matter is accreated during the interaction of jet's matter with the surrounding for all models.



Fig.5 The mass accretion rate as a function of time is given for different models

The relativistic jets in active galactic nuclei, gamma ray burst and X-ray binaries are associated with high Lorentz factors. Fig.6 shows the rest-mass density and Lorentz factor at fixed location along the propagation direction of jet as a function of time for models JOr_3R_5 and JOr_3R_6 . It is noted that the jet with collimation velocity, 0.9 (model JOr_3R_5) has mildly relativistic behavior, with Lorentz factor ≤ 2 but it has a strong relativistic behavior with increasing Lorentz factor during the evolution seen in the lower panel of Fig.6. The increasing or variation of Lorentz factor is a consequence of a rarefaction wave excited at interface which converts the relativistic thermal energy into a kinetic energy. Therefore the shock can be developed if the Lorentz factor in the propagating material inside the jet varied [22]. The observed acceleration data from the astrophysical system might be explained by using the changes in Lorentz factors of propagating jet features. The beam with high Lorentz factors can explain the variability of jets and their huge energies.

The jets from the AGN are in the parsec scale and they are seen over periods of months to years [1]. We model this type of jet and draw the dynamics of jet for different snaphoots shown on Fig.7. As it is seen in this figure that initially underdense and overpressured jets promote through surrounding medium and

478



Fig.6. The rest-mass density and Lorentz factor vs. time from the two different models JOr3R5 and JOr3R6 are plotted

develop the numbers of recollimation shocks which are seen as knots on Fig.7. The continuous injection of matter can cause temporary increase in the velocity of the fluid and it develops the rarefaction and shock waves. These waves would interact with the recolimation shocks and create the nonlinear complex structure of the jets. The four different epochs of Fig.7 show the evolution of the jet. It can be seen that perturbation propagate through the jet in first snapshot. In the last three snapshots we see some reestablishments such as backward propagations, head of jet. cocoon, some vortexes, etc. The shear between the jet beam and medium derives the Kelvin Helmholtz instability.

In order to understand the dynamics of jet in more details, we model the jet propagation across the different medium. In this case, we consider the overdense jet which is sent into the surrounding medium in regular time intervals called the pulsed jet. It is seen from Fig.8 that the jet has consecutive series of knots along the z axis associated with the pressure and rest-mass density difference between jet matter and medium, and they are highly collimated. The jet knots move with some average jet speed seen in the right part of the lower panel of Fig.8. The rest-mass densities of the knots are almost standing features during the evolution after they reach the steady state.

Looking at the dynamical behavior of the pulsed type of jets given in Models



Fig.7 The dynamical change of the logarithmic rest-mass density of the relativistic jets for model Jor7R13. The jet propagate through the medium. It is initially overpressured and underdense with respect to the ambient medium.

JOr7R12, JOr7R13 and JOr7R14, we have focused on the 1D cut along the propagation direction of jet. We have observed a regular pattern of knots associated with low Lorentz factor seen in upper part of Fig.9. The intensity of knots created inside the jet dynamics decreases slowly. The number of knots for higher initial collimation velocity of jet is less than the velocity with smaller values. Namely,

the models which has smaller collimation velocity display a more knotty structure than those which has higher collimation velocity.

If the adiabatic index drops below the critical value for the jet, the matter inside the jets spreads sideways [23] and it caused a breaking in the light curve of the afterglow. It was confirmed that the sideways expansion of astrophysical jets pending the afterglow emission changes logarithmicly during the evolution [24]. We have seen the same time of spreading with the lower adiabatic index



Fig.8. A zoom on small portion of jet knots and 1D cut along the R direction are given for model JOr7R12. Upper panel: A small portion of the density distribution of 2D jet. Lower panel the rest-mass density and Lorentz factor are plotted at fixed time, t = 8139M along R for different values of z which are chosen from the upper panel.

O DONMEZ ET AL

in our models when we uses the same initial jet opening angles, seen in Fig 10. Therefore, the rich dynamical structure with vortexes, cocoon and backward shocks occurs during the evolution. The higher adiabatic index produces a traveling perturbation which is also adjusted by the temporary increase of the Lorentz factor. The Kelvin-Helmholtz instability might be suppressed by higher Lorentz factor.



Fig.9. Same as Fig.4 but it is for models JOr7 R12, JOr7 R13 and JOr7 R14 called pulsed jet.

4. Conclusion. We have presented the morphology, dynamical properties and propagation of relativistic jets in 2-dimensional space and its interaction with surrounding medium to understand the internal structure of jets using the wide range of initial parameters. The dynamics of jets from different astrophysical phenomena during the afterglow phase have an important indicator to explain the observational data and to understand the key physical parameters.

We observe the number of jets features over a long period of time during the interaction with surrounding medium for different initial models. We have also studied the Lorentz factor destructions for some interesting models. It is found that the real changes and oscillations in Lorentz factors play an important role to have a rich internal structure of jet. The oscillating Lorentz factors is one of the indicator to have the knots along the z axis associated with the pressure and rest-mass density. The knots created inside the jets move with some average jet speed. The rest-mass densities of the knots are almost standing features during the evolution after they reach to the steady state.

482

The relativistic effect of jets seems to trigger the some of the properties of morphology of the system. If the injected matter of jet has almost similar pressure with their surroundings, the jets have little internal structure. Hence more smooth



Fig.10 The logarithmic densities of relativistic jets for different adiabatic indices and atmospheres for given models, JOr3R5, JOr1R0, JOr2R3 and JOr6R9 The jets are initially overpressured with respect to the ambient medium and dynamics of jets are plotted for densities which are represented with color on top of the R - z plane

cocoons are formed near the jet's head. Overpressured models with highly relativistic effects (high Lorentz factor for beam) display more complex dynamics of jet with extended cocoons and it causes increasing the Lorentz factors with time. The increasing or variation in the Lorentz factor is a consequence of a rarefaction wave excited at interface which converts the relativistic thermal energy into a kinetic energy. Therefore the rearfaction wave, contact discontinuity and shock waves can be developed if the Lorentz factor in the propagating material inside the jet varies. The observed acceleration data from the astrophysical system might be explained by using the change in Lorentz factors of propagating jet features. The beam with high Lorentz factors can explain the variability of jets and their huge energies.

Acknowledgments. The numerical calculations were performed at TUBITAK ULAKBIM High-Performance and Grid-Computing Center (TR-Grid e-Infrastructure).

¹ College of Engineering and Technology, American University of the Middle East (AUM), Egaila, Kuwait, c-mail: orhan.donmcz@aum.edu.kw ² Nigde University, Nigde Turkey, 51200

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ

О.ДОНМЕЗ¹, А.АКТАС², У.ИЛТЕР²

Распространяясь, астрофизические джеты в результате взаимодействия с веществом окружающей среды переносят большое количество энергии. Такое взаимодействие оказывает решающее влияние на их динамику и эволюцию. Оно может привести к образованию верхушки джега, энергия которой лиссипирует. В работе численно моделируется эволюция динамики джега с целью выявить влияние критических параметров (числа Маха, скорость джета, плотность, давления ускоряющегося джета и среды, скорость звука и множитель Лоренца) на верхушку джета, кокон, вихри и удары. Когда джет распространяется в более плотной среде, мы видим, как он замедляется и приобретает более сложную форму. В разреженной среде обратные потоки и коконы практически не образуются. Мы моделировали гакже пульсообразные джеты, распространяющиеся в более плотной среде, и обнаружили у них

сложную внутреннюю структуру, состоящую из коконов, узлов, вихрей и т.д. Они могут объяснить структуру джетов, видимых в дугах Хербига-Аро, и прото-джетов у XZ Tau.

Ключевые слова: численная теория относительности: астрофизические джеты: окружающая среда: структура джетов

REFERENCES

- 1. *M Boettcher, D E Harris, H.Krawczynki*, Relativstci Jets from Active Galactic Nuclei, Wiley, 2012.
- 2. M.Ribo, ASPC, 340. 421, (astro-ph/0402134), 2005.
- 3. R.P.Fender, T.M.Belloni, E.Gallo, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 355, 1105, 2004.
- 4. Y.Uchida, K.Shibata, PASJ, 37, 515, 1985.
- 5. K.A.Miller, J.M.Stone, Astrophys. J., 489, 890, 1997.
- 6 T.Kudoh, R.Matsumoto, K.Shibata, Astrophys J., 508, 186, 1998.
- 7. C.Fendt, M Cemeljic, Astron. Astrophys., 395, 1045, 2002.
- 8. C.Fendt, Astrophys. J., 692, 346, 2009.
- 9, A.Tchekhovskoy, J.C.McKinney, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 423, L55, 2012.
- 10. J.M.Stone, M.L.Norman, Astrophys. J., 413, 210, 1993.
- 11. A Rosen, M.D.Smith, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 343, 181, 2003.
- 12. P.E. Velazquez, A C. Raga, Astron. Astrophys., 362, 780, 2000.
- 13. O. Dönmez, R. Kayali, Appl. Math. Comput., 182, 1286, 2006.
- 14 P.Bordos, V.Bosch-Romon, J.M.Paredes, M.Perucho, Astron. Astrophys., 497, 325, 2009.
- 15. M. Perucho, V. Bosch-Romon, D. Khangulyan, Astron. Astrophys., 512, L4, 2010.
- 16. P.Mimica, M.A.Aloy, J.M.Rueda Becerril et al., IOP Conference Series, 454, 012001, 2013.
- 17. Y.Ha, C.L.Gardner, A.Gelb et al., J. Sci. Comput., 24, 29, 2005.
- 18. Y.Ha, C.L. Gardner, J. Sci. Comput., 34, 247, 2008.
- 19. J.E. Krist, K.R. Stapelfeldt, J.J. Hester et al., Astrophys. J., 136, 1980, 2008.
- 20. C.L. Gardner, S.J. Dwyer, Acta Mathematica Scientia, 29B(6), 1677, 2009.
- 21. O.Dônmez, Astrophys. Space Sci., 293, 323, 2004.
- 22. F. De Colle, J Guillochon, J Naiman et al., Astrophys. J., 760, 103, 2012.
- 23. R.Sari, T.Piran, J.P. Halperen, Astrophys. J., 519, L17-L20, 1999.
- 24. H. van Eerten, A. MacFadyen, Astrophys. J., 751, 155, 2012.

CONTENTS

Revealing and study of spiral galaxies with dark matter in some clusters of the north galactic hemisphere	
T. M. Borchkhadze, N. G. Kogoshvili, A. T. Kalloghlian	327
Taking into account the influence of non-uniformity of radio sources to estimate their physical parameters	
V.S.Artyukh, V.S.Nedora	337
Mg/Si mineralogical ratio of low-mass planet hosts. Correction for the NLTE effects	
V.Adibekyan, H.M.Goncalves da Silva, S.G.Sousa,	
N.C.Santos, E.D.Mena, A.A.Hakobyan	351
Analisys of the non-LTE lithium abundance fow a large sample of F-, G- and K-type giants and supergiants	
L.S.Lyubimkov, D.V.Petrov	359
Star forming regions SNO 76 and RCW 105	
A.L. Gyulbudaghian	377
Hydrogen discrete level occupations in the non-stationary cooling gas	
O.M.Belova, K.V.Bychkov	387
The photometric period of the PZ Mon star	
K.A.Antonyuk, N.I.Bondar', N.V.Pit'	395
Evolution of energetic particle fluxes in the early heliosphere	
A. Yeghikyan	405
The sun's flare activity and variations of solar UV-radiation in the cycle 24	
E.A. Bruevich, G.V. Yakunina	419
The study of physical processes in the solar prominences "feet"	
M.Sikharulidze, R.Chigladze, D.Khutsishvili, T.Kvernadze,	
E. Khutshishvili, V. Kakhiani, G. Kutkhuli	435
Radiation diffusion in a inhomogeneous turbulent atmosphere	
A.G. Nikoghossian	443
An unnoticed significanse of the Chandrasekhar mass limit	
S. Kalita On the probability approach in the problem of gravitating centers	457
scattering	
<i>E.V. Volkov</i> The numerical simulation of astrophysical jets: The interaction with	465
surrounding medium	
O.Donmez, A.Aktas, U.Ilter	471

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)	
ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ ПЕРИОД ЗВЕЗДЫ РZ MON	
К.А.Антонюк Н.И.Бондарь, Н.В.Пить	395
эволюция потоков энергетических частиц в	
РАННЕЙ ГЕЛИОСФЕРЕ	
А.Егикян	405
ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА И ВАРИАЦИИ УФ- ИЗЛУЧЕНИЯ В 24 ЦИКЛЕ	
Е.А.Бруевич, Г.В.Якунина	419
ИЗУЧЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, ПРОИСХОДЯЩИХ В "НОГАХ" СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ	
М. Сихарулидзе, Р.Чигладзе, Д.Хуцишвили, Т.Квернадзе,	
Е.Хуцишвили, В.Кахиани, Г.Курхули	435
ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ ТУРБУЛЕНТ- НОЙ АТМОСФЕРЕ	
А.Г. Никогосян	443
НЕЗАМЕЧЕННЫЙ СМЫСЛ ЧАНДРАСЕКАРОВСКОГО ПРЕДЕЛА	
СКалита	457
О ВЕРОЯТНОСТНОМ ПОДХОДЕ В ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ ГРАВИТИРУЮЩИХ ЦЕНТРОВ	
Е. В. Волков	465
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ	
ДЖЕТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ	
О.Донмез, А.Актас, У.Илтер	471