

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 54

НОЯБРЬ, 2011

ВЫПУСК 4

- ОПТИЧЕСКИЕ И НИ-СВОЙСТВА ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК
КАТАЛОГА 2MIG. I. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ
Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев 501
- ПРИРОДА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗБЫТКА В
СПЕКТРЕ RX J1037.5-5647
Н.Р.Ихсанов, Н.Г.Бескровная 521
- ИЗМЕНЕНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗДЫ UV Ceti
Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.Л.Самсонян 529
- ДВЕ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ВОЗНИЧЕМ
А.Л.Гюльбудагян 537
- ОСОБЕННОСТИ ОРБИТАЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛЕСКА
КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ ТИПА WZ Sge V1108 Her
*Е.П.Павленко, Т.Като, О.И.Антонюк, А.Имада,
Р.Ишиока, Х.Маехара* 545
- ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВА-
НИЯ. VII. ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА-АРО В ОБЛАСТИ ТУМАННОСТИ
GM 2-41
Е.Г.Никогосян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян 559
- ЭНЕРГИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КАК ИСТОЧНИК РАДИО-
СВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ
Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Н.С.Айвазян 571

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոդյան (Հայաստան)
Գ.Ս.Բինովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)
Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикийн (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (Армения)
Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

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

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

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

ОПТИЧЕСКИЕ И HI-СВОЙСТВА ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК КАТАЛОГА 2MIG. I. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Ю.Н.КУДРЯ¹, В.Е.КАРАЧЕНЦЕВА², И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ³

Поступила 22 июня 2011

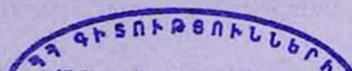
Мы анализируем эмпирические соотношения между характеристиками в оптическом, ближнем инфракрасном и HI диапазонах для изолированных галактик из каталога 2MIG, охватывающего все небо. Рассматриваются данные о морфологических типах, K_s - и B -величинах, линейных диаметрах, HI-массах и вращательных скоростях. Мы вычисляем параметры регрессий, дисперсии и коэффициенты корреляций для пар характеристик. Полученные соотношения могут быть использованы для проверки иерархической теории образования галактик путем многочисленных слияний холодной темной материи.

Ключевые слова: *галактики:изолированные галактики:общие свойства*

1. *Введение.* Согласно современным представлениям, морфология, процессы звездообразования, химический состав и другие характеристики галактик в сильной степени зависят от окружения. Изолированные галактики, находящиеся в областях с очень низкой плотностью вещества, не подвергались заметному воздействию окружения в течение последних нескольких миллиардов лет. Поэтому популяция изолированных галактик может служить опорной выборкой при изучении происхождения и эволюции галактик. Вышесказанное уже стало общим местом, и необходимость создания полной и однородной выборки таких галактик очевидна.

Однако на практике мы имеем дело с достаточно сложной задачей создания каталогов (списков) изолированных галактик. Разработаны разные способы выявления изолированных галактик в 2D и 3D-пространствах [1]. Эти способы применяются к различным обзорам неба, выполненным в разных диапазонах длин волн [2-4]. Методы отбора изолированных галактик часто относятся к небольшим участкам неба либо к разным объемам. Наконец, исследуются специфические выборки изолированных галактик - определенной морфологии [5,6], с активными ядрами [7] и т.д. Достаточно подробно разнообразие подходов и результатов при изучении изолированных галактик представлено в материалах конференции "Galaxies in Isolation: Nature vs Nurture" [1].

К настоящему времени наиболее полно изучен Каталог изолированных галактик КИГ [8]. При его составлении в качестве критерия изолированности были приняты эмпирически подобранные соотношения:



$$x_{1i} \geq 20 a_i, \quad (1)$$

$$1/4 a_i \leq a_i \leq 4 a_i, \quad (2)$$

где индексы "1" и "i" относятся, соответственно, к фиксированной и соседним галактикам. Иными словами, галактика с угловым диаметром a_i считается изолированной, если все "значимые" соседи с угловыми диаметрами a_j находятся на расстоянии от нее x_{1i} , не ближе, чем $20a_i$. После визуального просмотра на O, E-картах Паломарского обзора неба POSS-1 всех галактик из каталога Цвикки и др. CGCG [9] и их окрестностей критерий изолированности прошла 1051 галактика ($m \leq 15^m.7$, $\delta \geq -3^\circ$, $|b| \geq 20^\circ$), что составило около 3% полного числа галактик CGCG.

С начала 2000-х международная команда (Испания, США, Франция, Италия) осуществляет обширный проект AMIGA (<http://www.iaa.es/AMIGA.html>). Целью проекта является изучение физических свойств наиболее изолированных галактик каталога КИГ и межзвездной среды в них с учетом новых наблюдательных данных, появившихся за последнее время. При этом высокая эффективность критерия изолированности была проверена и подтверждена для большинства галактик КИГ.

Недавно был опубликован новый каталог изолированных галактик 2MIG [10] (электронную версию см. на <ftp://cdsarc.u-strasb.fr/pub/cats/YII/257>), при создании которого использованы преимущества фотометрически однородного обзора Two Micron All-Sky Survey (2MASS) [11], охватывающего все небо. Каталог 2MIG основан на автоматизированном отборе протяженных источников из 2MASS Extended Source Catalog (2MASS XSC) [12] и последующем их визуальном просмотре. Для выделения изолированных галактик 2MIG были применены модифицированные условия (1), (2) к объектам каталога 2MASS XSC. Значение безразмерного "расстояния" $x_{1i}/a_i \equiv x_{1i}/2r_i \equiv s_i$ в условии (1) было принято равным $s=30$, поскольку инфракрасные диаметры галактик в 2MASS систематически меньше, чем их стандартные оптические диаметры $a_{2.2}$. Галактика "1" с K -величиной K_{20K} и изофотным K -диаметром $a_K = 2r_{20Jc}$ считалась изолированной, если выполняются условия (1) и (2) для нее и соседней "значимой" галактики при $s=30$. Чтобы иметь значительный запас слабых галактик-соседей, при создании каталога 2MIG алгоритм выявления изолированных галактик был применен ко всем галактикам-кандидатам с видимыми величинами в интервале

$$4^m.0 < K \leq 12^m.0 \quad (3)$$

и угловыми диаметрами

$$a_K \geq 30". \quad (4)$$

Видимая предельная величина $K_s = 12^m.0$ была выбрана таким образом, чтобы она соответствовала пределу каталога КИГ для галактик с типичным показателем цвета $B-K_s = 3^m.5 \div 4^m.0$. Ограничение по звездной величине

на ярком конце обусловлено особенностями фотометрии в 2MASS самых протяженных ярких галактик. Поскольку в каталог 2MASS XSC не включались объекты с диаметрами $a_K < 10''$, то для выполнения условия (2) необходимо было ограничить предельным диаметром и галактики-кандидаты в изолированные. Значение минимального углового размера было для них выбрано равным $30''$.

Применение модифицированного условия (1) и условий (2)-(4), выделило в каталоге 2MASS XSC 4045 кандидатов в изолированные галактики, что составляет $4045/51572 = 7.8\%$ от числа галактик ярче $K_s = 12^m.0$ и больше $a_K = 30''$. Чтобы учесть соседние галактики с низкой поверхностной яркостью, обычно не видимые в обзоре 2MASS, были использованы также другие обзоры неба - DSS-1, DSS-2 и SDSS. Дополнительная проверка изолированности была выполнена с использованием сведений о лучевых скоростях из баз данных HyperLEDA и NED для объектов-кандидатов и их ближайших соседей. После исключения неизолированных галактик в каталог 2MIG вошло 3227 объектов, или 6.2% от числа галактик ярче $K_s = 12^m.0$ с диаметрами больше $a_K = 30''$ в 2MASS XSC. Подробно процедура выявления изолированных галактик и общие свойства каталога 2MIG описаны в работе [10].

В настоящей работе мы даем статистическое описание оптических и HI-свойств галактик каталога 2MIG, которые были отождествлены в базе данных HyperLEDA, и приводим соотношения между различными характеристиками галактик в зависимости от морфологического типа.

2. *Распределения основных наблюдаемых характеристик.* Из 3227 галактик каталога 2MIG с объектами базы данных HyperLEDA были отождествлены 3070 галактик. Их распределение по числовому коду морфологического типа представлено на рис.1. В каталоге всем эллиптическим

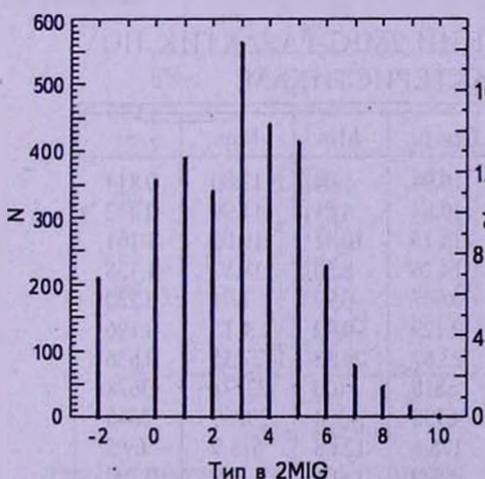


Рис.1. Распределение 3070 галактик по морфологическим типам.

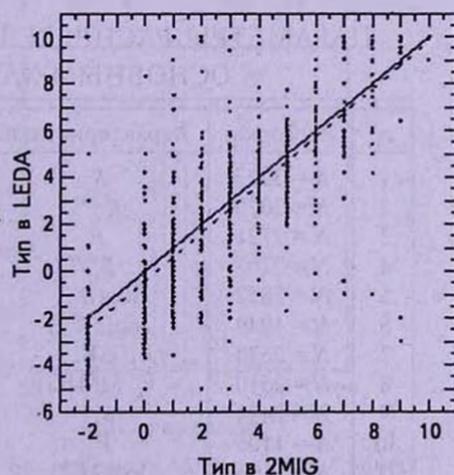


Рис.2. Сравнение морфологических типов галактик в каталоге 2MIG и в HyperLEDA.

галактикам присвоен код -2.

В данной выборке содержится 18% эллиптических и линзовидных галактик, 42% спиралей типов Sa-Sab-Sb с доминирующим балджем, 38% спиралей типов Sbc-Sc-Scd-Sd с доминирующим диском и всего 2% иррегулярных галактик.

Мы сравнили типы 1864 общих галактик в каталоге и в HyperLEDA. Результаты сравнения представлены на рис.2. Сплошная линия - диагональ, штрихованная - линия регрессии $Type(HyperLEDA) = 1.024 \cdot Type(2MIG) - 0.41$. Как видно, в среднем тип в HyperLEDA немного меньше типа в каталоге 2MIG (разница между пунктиром и сплошной линией). Стандартное отклонение от линии регрессии составляет 3.6. За пределы этого значения выходит 3% галактик, примерно поровну в обе стороны. Мы перепроверили все галактики, у которых разница в значениях кода по модулю была равна или превышала 5. В тех случаях, когда типы оценивались в 2MIG как более ранние, независимая классификация подтвердила правильность типов в 2MIG для 26 из 30 случаев (87%); в обратной ситуации оценка типа в 2MIG подтвердилась для 24 из 32 случаев (75%). Отметим, что 22 из рассмотренных 62 галактик находятся в зоне сильного Галактического поглощения ($A_B^G > 2$), где определение морфологического типа существенно затруднено. Далее в работе мы принимаем классификацию галактик согласно 2MIG как более точную.

Для 2850 2MIG-галактик в HyperLEDA приводятся значения угла наклона галактики к лучу зрения. Среди них 40 галактик имеют наклон $i=0^\circ$ и 450 видны практически с ребра ($i=85^\circ \div 90^\circ$). Заметной зависимости среднего угла наклона от типа мы не нашли, что говорит об отсутствии селекции по этому параметру.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ 2MIG-ГАЛАКТИК ПО
ОСНОВНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

п	Выборка	Характеристика	Средн.	Min	Max	σ
1	$N = 3227$	K	10.94	5.04	12.00	0.814
2	$N = 3070$	K_{corr}	10.84	4.81	11.99	0.832
3	$N = 2721$	B	15.15	10.41	19.05	1.161
4	$N = 2703$	B_{corr}	14.26	8.30	18.57	1.138
5	$N = 2852$	$\log(a_{25})$	0.007	-0.99	1.01	0.230
6	$N = 1849$	$\log(a_{25}^{corr})$	0.129	-0.72	1.15	0.196
7	$N = 2638$	SB	23.67	20.58	27.55	0.636
8	$N = 2510$	V_s (2MIG)	6818	-100	23773	3628
9	$N = 2494$	V_{LG}	6758	-304	23760	3645
10	$N = 1106$	V_{LG}^{rel}	175.6	12.68	613.9	69.5
11	$N = 1106$	$\log(2V_{rel})$	2.509	1.404	3.089	0.190
12	$N = 814,$ $i > 50^\circ$	$\log(2V_{rel})$	2.509	1.404	3.089	0.186

Параметры распределения основных наблюдаемых характеристик 2MIG-галактик представлены в табл.1. K_s -величины и лучевые скорости V_r взяты из 2MIG, остальные данные - из HyperLEDA. В таблице приведены: среднее, минимальное, максимальное значения и стандартное отклонение от среднего. В первой и второй строках табл.1 представлены параметры распределения по нескорректированным каталожным величинам K_s для полной выборки $N=3227$ и по скорректированным величинам K_s^{corr} для выборки $N=3070$ галактик, отождествленных в HyperLEDA. Мы исправили величины за поглощение в Галактике и за внутреннее поглощение: $K_s^{corr} = K_s - A_K^G - A_K^{in}$. Значения A_B^G , A_B^{in} брались из HyperLEDA для B -полосы и пересчитывались для K_s -величин с коэффициентом 0.084 в соответствии с результатами [13]. Внутреннее поглощение A_B^{in} имеется в HyperLEDA не для всех 3070 галактик, при его отсутствии оно считалось нулевым. Максимальное значение $K_s = 12^m$ соответствует пределу каталога 2MIG. Сравнение характеристик распределений по K_s и K_s^{corr} показывает лишь небольшие различия. В частности, среднее значение коррекции составляет $0^m.1$. Гистограммы распределения 3227 галактик по K_s и 3070 галактик по K_s^{corr} приведены на рис.3а.

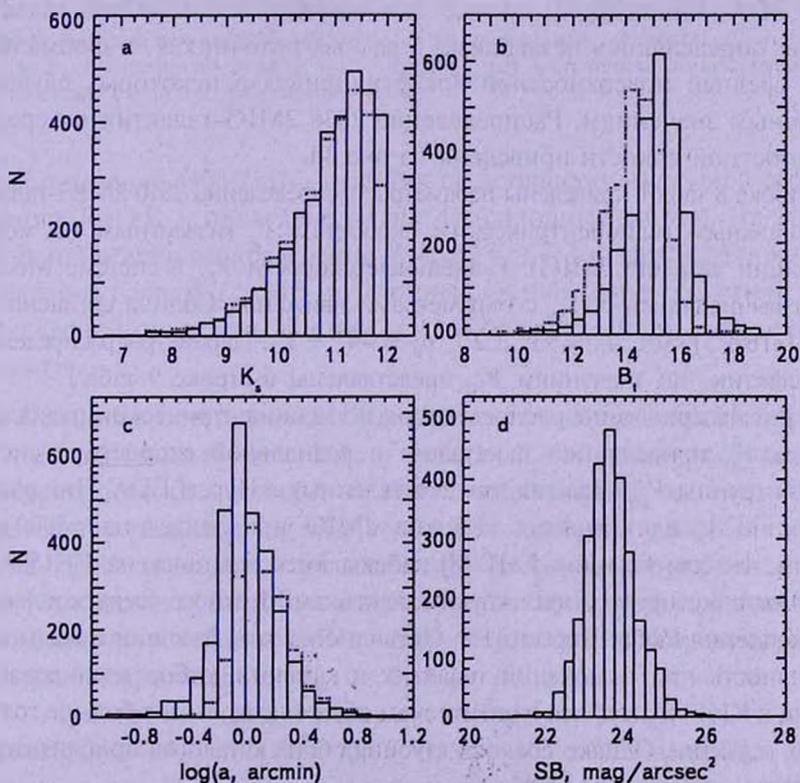


Рис.3. Распределения 2MIG-галактик: а) по величинам K_s (сплошная линия) и K_s^{corr} (пунктирная линия); б) по величинам B_s (сплошная линия) и B_s^{corr} (пунктирная линия); в) по $\log(a_{25})$ (сплошная линия) и $\log(a_{25}^{corr})$ (пунктирная линия); д) по поверхностной яркости в B -фильтре внутри изофоты 25 mag/arcsec^2 .

Характеристики распределений по B_i и B_i^{corr} указаны в 3 и 4 строках табл.1. Как видно, они достаточно сильно различаются. Различие средних B_i и B_i^{corr} , равное $0^m.89$, определяется средним значением коррекций и тем фактом, что 18 галактик без B_i^{corr} в HyperLEDA достаточно слабые, их средняя величина $B_i = 17^m.65$. Распределение галактик по величинам B_i и B_i^{corr} представлено на рис.3b.

Параметры распределений 2852 2MIG-галактик по логарифмам нескорректированных изофотных угловых диаметров до изофоты 25 mag/arcsec^2 , $\log(a_{25})$, и 1849 галактик по логарифмам скорректированных за поглощение в Галактике и внутреннее поглощение угловых диаметров, $\log(a_{25}^{cor})$, даны в 5 и 6 строках табл.1 и представлены на рис.3c.

Средняя поверхностная яркость внутри B -изофоты 25 mag/arcsec^2 (SB) вычислялась по B -величине усреднением в круге диаметром a_{25} с учетом поправки Ботгинелли, описанной в HyperLEDA. Параметры распределения по значению SB приведены в 7 строке табл.1. Отметим, что 61 объект (2.3%) имеет значение $SB > 25 \text{ mag/arcsec}^2$ (что противоречит определению средней поверхностной яркости в HyperLEDA). Мы предполагаем, что в HyperLEDA приводятся данные для величин и диаметров галактик, которые определялись независимо в разных источниках, и формальный расчет средней поверхностной яркости привел в некоторых случаях к ошибочным значениям. Распределение 2638 2MIG-галактик по средней поверхностной яркости приведено на рис.3d.

В строке 8 табл.1 приведены параметры распределения 2510 2MIG-галактик по радиальным гелиоцентрическим скоростям V_h (известным на момент публикации каталога 2MIG). Радиальные скорости V_{LG} в системе Местной группы вычислялись по V_h с параметрами движения Солнца согласно [14]: $V_{Sun} = (316 \pm 5) \text{ км/с}$, $l_0 = 93^\circ \pm 2^\circ$, $b_0 = -4^\circ \pm 2^\circ$. Параметры распределения 2494 галактик по значениям V_{LG} представлены в строке 9 табл.1.

На рис.4а приведены распределения по гелиоцентрической радиальной скорости V_h , приведенной в каталоге и радиальной скорости в системе Местной группы V_{LG} галактик, отождествленных в HyperLEDA. Пик распределения по V_h для галактик каталога 2MIG приходится на $\sim 5000 \text{ км/с}$. Отметим, что для галактик КИГ [8] наблюдаются два пика: на $V_h \sim 1500 \text{ км/с}$ и $\sim 6000 \text{ км/с}$, которые соответствуют галактикам Местного сверхскопления и сверхскопления Рыбы-Персей [15]. Очевидно на этих различиях сказывается селективность при включении галактик в каталоги: отбор изолированных галактик в КИГ проводился в оптическом обзоре, куда входит больше голубых близких галактик. Однако средняя глубина обоих каталогов приблизительно одинакова и составляет $\sim 6500 \text{ км/с}$.

Скорости вращения V_{rot} в HyperLEDA есть всего лишь для 34% от всех 3227 2MIG-галактик. Параметры распределения по V_{rot} даны в 10-й строке

табл.1. Семь галактик имеют $V_{rot} > 400$ км/с. Если для двух галактик из них значительная величина V_{rot} объясняется неточностью коррекции за наклон (13° и 20°), то у других возможны проблемы, связанные с условиями наблюдений (низкое отношение сигнал/шум и др.). Заметим, что среди HI наблюдений, проведенных группой ALFALFA [16], также имеются галактики со значениями ширин водородных линий $W_{50} \approx 700 - 1000$ км/с.

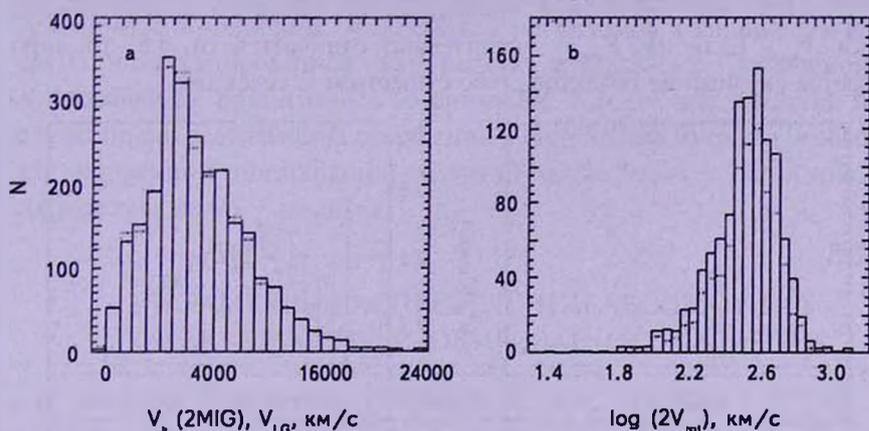


Рис.4. Распределения 2MIG-галактик: а) по радиальным скоростям V_r (сплошная линия) и V_{LG} (пунктирная линия); б) по $\log(2V_{rot})$: все - сплошная линия, галактики с углом наклона $i \geq 50^\circ$ - пунктирная линия.

Распределение 1106 2MIG-галактик по логарифму удвоенной скорости вращения, $\log(2V_{rot})$, приведено на рис.4б (сплошная линия). На этом же рисунке приведено распределение по $\log(2V_{rot})$ 814 галактик, для которых угол наклона больше $i \geq 50^\circ$ (пунктирная линия). Характеристики обоих распределений приведены в строках 11 и 12 табл.1. Видно, что они мало отличаются.

3. *Полнота каталога 2MIG.* Для исследования полноты каталога 2MIG мы применили тест "число галактик - видимая величина" для нескорректированных величин K_s в предположении об однородном 3D-распределении галактик, $\log N(K_s) = 0.6 K_s + \text{const}$, для всех 3227 галактик каталога. Полученная зависимость представлена на рис. 5 сплошной линией. Прямая с коротким штрихом имеет наклон 0.6 и произвольный нуль-пункт. Видно, что выборка 2MIG каталога является приближенно полной в интервале пяти величин K_s , от $6^m.5$ до $11^m.5$.

Мы проверили также полноту выборки $N = 3070$, используя скорректированные величины K_s^{corr} . Выборка $N = 3070$ оказалась полной примерно в тех же пределах величин. Загиб зависимости $\log N(K_s)$ в области $K_s = 11^m - 12^m$ обусловлен не только ограничением каталога 2MIG по K_s -величине, но также и тем обстоятельством, что в каталог 2MASS

XSC не включались компактные объекты с диаметрами $a_K = 2r_{20\%} < 10''$.

Для проверки однородности и полноты каталога мы используем также тест Шмидта [17]. Для этого вычисляется среднее значение величины V/V_{max} , где V - объем, определяемый расстоянием до данного объекта, а V_{max} - максимальный объем рассматриваемой выборки. При равномерном распределении галактик в пространстве и отсутствии селекции в каталоге $\langle V/V_{max} \rangle = 0.5$, где усреднение проводится по объектам внутри объема выборки V_{max} . Если $\langle V/V_{max} \rangle$ значительно отличается от 0.5, то либо сказывается скупивание объектов, либо существенна селекция.

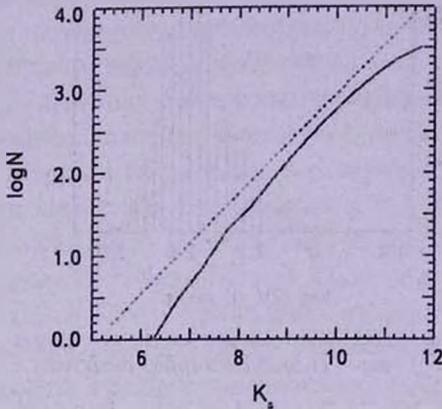


Рис.5. Зависимость "логарифм числа - звездная величина" для галактик каталога 2MIG по нескорректированной величине K_s .

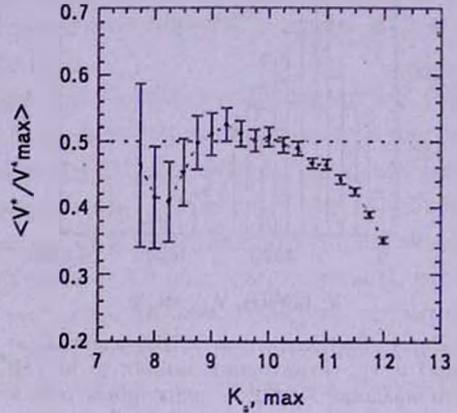


Рис.6. Тест Шмидта на полноту и однородность каталога 2MIG по нескорректированной величине K_s .

В грубом приближении меры расстояния до объекта мы используем звездную величину K_s , предполагая, что все объекты имеют одинаковую абсолютную светимость. Тогда

$$V/V_{max} = (r/r_{max})^3 = \text{dex}[0.6 \cdot (K_s - K_{s,max})]. \quad (5)$$

Для минимизации влияния существенной неоднородности распределения близких объектов мы их исключаем, начиная проводить усреднение с некоторого минимального объема (обозначая $V^* = V - V_{min}$), в нашем случае - начиная с некоторого минимального значения $K_{s,min}$.

На рис.6 представлена зависимость $\langle V^*/V_{max}^* \rangle$ от $K_{s,max}$ для всех 3227 галактик каталога 2MIG (при этом принималось $K_{s,min} = 7^m.0$). Если принять, следуя [15], показатель полноты $\langle V^*/V_{max}^* \rangle = 0.41$, то получается, что каталог 2MIG полон примерно на 80% до $K_s = 11^m.5$. Это примерно эквивалентно полноте 80-90% до $m = 15^m.2$ каталога изолированных галактик КИГ [8].

4. *Распределения основных абсолютных характеристик.* Для вычисления абсолютных характеристик 2MIG-галактик мы используем оценки расстояния d в Мпк в соответствии с линейной хаббловской

зависимостью $d = V_{LD}/H_0$ при $H_0 = \text{км/с/Мпк}$. В соответствующих строках табл.2 представлены параметры распределений абсолютных величин M_B и M_K в B - и K -фильтрах, линейных диаметров A (в кпк) и их логарифмов, логарифмов индикативных масс M_{25} , звездных масс M_* и водородных масс M_{III} (все массы в единицах массы Солнца). Абсолютная величина M_B взята из базы данных HyperLEDA. Там имеются данные для 2301 2MIG-галактики. Абсолютная K -величина определялась по видимой величине из каталога 2MIG, скорректированной, как указано в разделе 2. Эволюционная и K -поправки не принимались во внимание. Не для всех галактик из 2494 с известными радиальными скоростями в HyperLEDA имеются необходимые для коррекций поглощения, поэтому подвыборка с известными M_K сократилась до 2487 галактик.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ АБСОЛЮТНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК

Выборка	Величина	Среднее	Min	Max	σ
$N = 2301$	M_B	-20.44	-23.84	-14.15	0.98
$N = 2487$	M_K	-23.71	-26.62	-16.76	1.18
$N = 1706$	$\log A$	1.44	0.23	1.99	0.22
$N = 1706$	A	30.9	1.68	97.2	13.7
$N = 978$	$\log M_{25}$	10.89	8.12	12.51	0.55
$N = 2487$	$\log M_*$	10.80	8.01	11.96	0.47
$N = 977$	$\log M_{III}$	9.70	7.15	11.21	0.50

Распределения 2MIG-галактик по M_B и M_K представлены на рис.7а и 7б.

Логарифм оптического линейного диаметра A вычислялся по величине логарифма скорректированного углового диаметра из HyperLEDA. Гистограмма распределения по $\log A$ представлена на рис.7с. Индикативную (полную) массу галактики в пределах изофоты 25 mag/arcsec^2 вычисляем обычным образом (см., например, [19]) по скорости вращения V_{rot} и величине скорректированного углового диаметра из HyperLEDA. Массу нейтрального водорода определяем по величине f радиопотока [19], связывая его со скорректированной радиовеличиной $m_{21c} = -2.5 \log f + 17.40$ из HyperLEDA. Гистограмма распределения по $\log M_{III}$ приведена на рис.7д. Для вычисления звездной массы M_* мы принимаем, что $M_*/L_K = 1 \cdot M_{\odot}/L_{K,\odot}$ [20]. Здесь и далее при переходе от абсолютных величин к светимостям мы используем значения $M_{K,\odot} = 3^m.28$ и $M_{B,\odot} = 5^m.40$.

Как нетрудно получить из данных табл.2, среднее значение отношения индикативной массе к звездной массе равно 1.2, а среднее значение отношения массы нейтрального водорода к звездной массе для галактик каталога 2MIG составляет $\sim 1/12$.

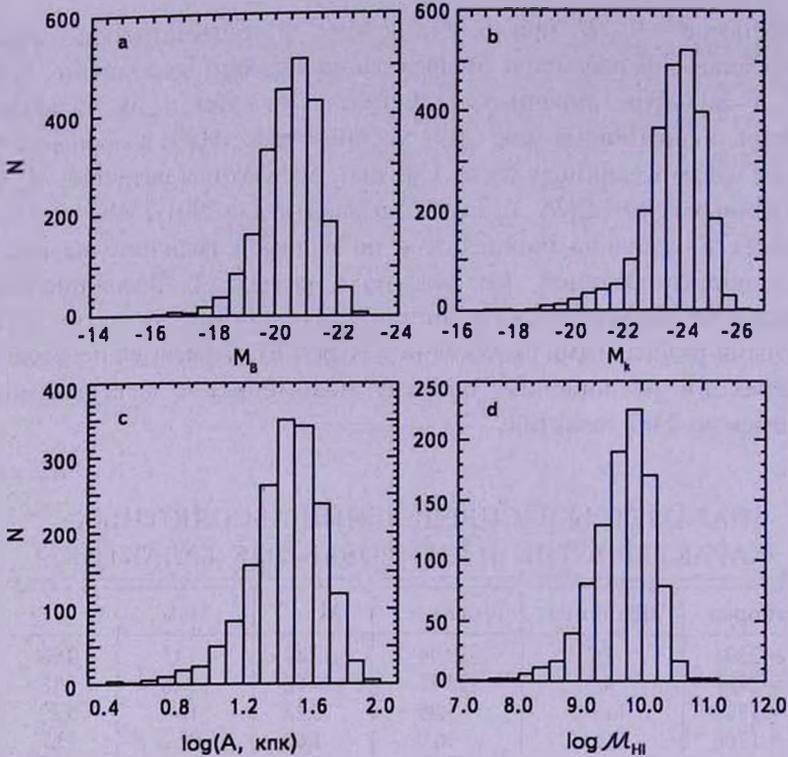


Рис.7. Распределение 2MIG-галактик: а) по абсолютным B -величинам; б) по абсолютным K_s -величинам; в) по логарифмам линейных диаметров; д) по водородным массам.

5. *Некоторые двумерные распределения.* Параметры прямых и обратных регрессий, полученных методом наименьших квадратов (МНК),

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНЫХ МНК-РЕГРЕССИЙ $y = k \cdot x + b$ ДЛЯ ГЛОБАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК

n	N	y	x	ρ	σ	$k \pm \Delta k$	$b \pm \Delta b$
1	1620	M_B	$\log A$	-0.853	0.506	-3.86 ± 0.06	-14.96 ± 0.09
		$\log A$	M_B				
2	1706	M_K	$\log A$	-0.826	0.705	-4.70 ± 0.08	-16.84 ± 0.11
		$\log A$	M_K				
3	921	M_B	$\log(M_{25})$	-0.761	0.643	-1.42 ± 0.04	-5.1 ± 0.4
		$\log(M_{25})$	M_B				
4	978	$\log(M_{25})$	$\log(M_*)$	0.814	0.319	0.81 ± 0.02	2.24 ± 0.20
		$\log(M_*)$	$\log(M_{25})$				
5	978	$\log(M_{25})$	$\log A$	0.842	0.296	1.99 ± 0.04	8.07 ± 0.06
		$\log A$	$\log(M_{25})$				
6	978	$\log A$	$\log(2 \cdot V_{rot})$	0.612	0.184	0.76 ± 0.03	-0.49 ± 0.08
		$\log(2 \cdot V_{rot})$	$\log A$				
7	1041	M_B	$\log(2 \cdot V_{rot})$	-0.549	0.838	-2.96 ± 0.14	-13.0 ± 0.4
		$\log(2 \cdot V_{rot})$	M_B				

для всех рассмотренных зависимостей даны в табл.3. Здесь ρ - коэффициент корреляции, σ - стандартное отклонение от линии регрессии. Массы M_{25} , M_* выражены в массах Солнца, линейный диаметр - в кпк, скорость вращения - в км/с. Зависимости водородной массы от других глобальных характеристик будут представлены в следующем разделе.

Как видно из табл.3, наиболее скоррелированы из рассмотренных здесь величин - абсолютная B -величина (M_B) с логарифмом линейного диаметра, наименее - M_B с логарифмом скорости вращения. В строке 7 представлен вариант зависимости Талли-Фишера.

В табл.4 представлены параметры ортогональных регрессий для пар величин из табл.3 как для полных выборок (Все), так и для трех подвыборок: ранних галактик типов E, S0, Sa, Sab; галактик средних типов Sb, Sbc; галактик поздних типов от Sc до Im. Тип взят из каталога 2MIG. Обозначения те же, что и в табл.3.

Линия ортогональной регрессии совпадает с большим диаметром эллипса, полученного в предположении двумерного гауссового распределения точек в плоскости пар выбранных характеристик со средними значениями, дисперсиями и коэффициентом корреляции, определяемых по данному распределению. Логарифмическая функция максимального правдоподобия для этого случая: $l = -\frac{N}{2} \{1 + \ln(2\pi M_1/N)\}$, где N - количество точек корреляционного поля зависимости и $M_1 \equiv N \sigma_r^2 = \sum_i (\Delta s_i)^2$. Мерой расстояния между точками есть $\Delta s^2 = (\Delta x/m_x)^2 + (\Delta y/m_y)^2$, где m_x, m_y - масштабы по осям. Параметры ортогональных регрессий вычислены при отношении масштабов $\xi \equiv m_x/m_y$, указанных в табл.4.

Таблица 4

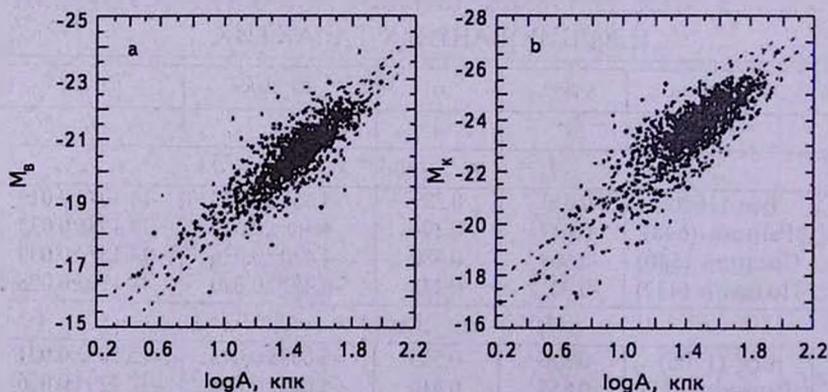
ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНЫХ ОРТОГОНАЛЬНЫХ РЕГРЕССИЙ
 $y = k \cdot x + b$ МЕЖДУ ГЛОБАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ
 ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК

n	Выборка	ρ	σ	$k \pm \Delta k$	$b \pm \Delta b$
1	2	3	4	5	6
$M_B = y$ от $\log A = x$ ($\xi = 1/5$)					
1	Все (1620)	-0.853	0.389	-4.452 \pm 0.013	-14.107 \pm 0.019
	Ранний (648)	-0.819	0.394	-4.368 \pm 0.023	-14.138 \pm 0.033
	Средний (540)	-0.818	0.380	-4.470 \pm 0.026	-14.157 \pm 0.039
	Поздний (432)	-0.901	0.378	-4.421 \pm 0.020	-14.190 \pm 0.028
$M_* = y$ от $\log A = x$ ($\xi = 1/6$)					
2	Все (1706)	-0.826	0.535	-5.623 \pm 0.015	-15.503 \pm 0.021
	Ранний (671)	-0.853	0.410	-4.678 \pm 0.018	-17.229 \pm 0.026
	Средний (569)	-0.804	0.447	-4.663 \pm 0.023	-16.907 \pm 0.034
	Поздний (466)	-0.885	0.532	-5.899 \pm 0.023	-14.625 \pm 0.033

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5	6
$M_B = y$ от $\log M_{25} = x$ ($\xi = 5/9$)					
3	Все (921)	-0.761	0.476	-1.880 ± 0.027	-0.02 ± 0.30
	Ранний (217)	-0.639	0.568	-1.609 ± 0.065	-2.85 ± 0.70
	Средний (361)	-0.701	0.473	-1.800 ± 0.049	-0.95 ± 0.54
	Поздний (343)	-0.850	0.392	-2.040 ± 0.036	1.67 ± 0.39
$\log M_{25} = y$ от $\log M_c = x$ ($\xi = 1$)					
4	Все (978)	0.814	0.236	1.000 ± 0.022	0.27 ± 0.23
	Ранний (225)	0.770	0.240	1.289 ± 0.067	-3.00 ± 0.72
	Средний (381)	0.737	0.215	1.348 ± 0.059	-3.55 ± 0.63
	Поздний (372)	0.886	0.200	0.893 ± 0.024	1.48 ± 0.24
$\log M_{25} = y$ от $\log A = x$ ($\xi = 2/5$)					
5	Все (978)	0.842	0.224	2.333 ± 0.018	7.580 ± 0.026
	Ранний (225)	0.778	0.262	2.513 ± 0.051	7.385 ± 0.071
	Средний (381)	0.781	0.224	2.452 ± 0.038	7.407 ± 0.056
	Поздний (372)	0.899	0.190	2.163 ± 0.021	7.777 ± 0.029
$\log A = x$ от $\log(2 V_{\text{от}}) = y$ ($\xi = 1$)					
6	Все (978)	0.612	0.128	1.42 ± 0.05	-2.14 ± 0.13
	Ранний (225)	0.518	0.148	1.17 ± 0.11	-1.56 ± 0.27
	Средний (381)	0.515	0.127	1.29 ± 0.09	-1.67 ± 0.22
	Поздний (372)	0.713	0.109	1.69 ± 0.08	-2.78 ± 0.20
$M_B = y$ от $\log(2 V_{\text{от}}) = x$ ($\xi = 2/9$)					
7	Все (1041)	-0.549	0.606	-6.22 ± 0.06	-4.81 ± 0.14
	Ранний (255)	-0.387	0.711	-4.07 ± 0.10	-10.06 ± 0.26
	Средний (405)	-0.499	0.597	-5.88 ± 0.09	-5.75 ± 0.24
	Поздний (381)	-0.676	0.495	-7.55 ± 0.09	-1.62 ± 0.21

На приводимых ниже графиках зависимостей (рис.8-11) мы обозначаем линию ортогональной регрессии (жирная штриховая линия), эллипсы уровней функции максимального правдоподобия, соответствующие

Рис.8. Зависимости: а) M_B от $\log A$; б) M_K от $\log A$.

вероятности 95%, а также линии прямой и обратной МНК-регрессий (тонкие штриховые линии), которые соединяют крайние точки указанного эллипса вдоль осей абсцисс и ординат соответственно.

Соотношение между M_B и $\log A$ для полной выборки $N=1620$ представлено на рис.8а. Отметим следующие особенности этих распределений для полной выборки и подвыборок: коэффициент корреляции имеет наибольшее значение для выборки поздних типов галактик, $\rho = 0.90$, по сравнению с выборками ранних и средних типов, $\rho = 0.82$. Величина наклона ортогональной зависимости мало зависит от морфологического типа. Для ортогональной регрессии степенная зависимость L_B от A у разных выборок имеет показатель в диапазоне $p \approx -0.4 k = (1.75 \div 1.79)$. Отсюда, в частности, следует, что средняя поверхностная яркость в B -полосе слабо падает с ростом светимости галактики.

На рис.8б представлено соотношение между M_K и $\log A$ для полной выборки $N=1706$. Коэффициент корреляции для этого соотношения получился наибольшим для подвыборки галактик поздних типов. Дисперсия относительно линии ортогональной регрессии возрастает от ранних типов к поздним, что может быть вызвано ненадежной фотометрией периферийных областей галактик без балджей. Наклон ортогональной зависимости - наибольший у поздних типов, а у средних и ранних типов галактик наклоны неразличимы. Показатель степенной зависимости L_K от A лежит в диапазоне $p = (1.87 \div 2.36)$ для ранних, средних и поздних типов, в среднем ($p=2.25$) показывая слабый рост поверхностной яркости с увеличением ИК-светимости галактики.

Зависимость между $\log M_{25}$ и $\log M_*$ для полной выборки $N=978$ представлена на рис.9а. Сплошной линией обозначена диагональ. Для 152 галактик из 978 (15.5%) звездная масса M_* оказалась больше индикативной массы M_{25} (точки лежат ниже диагонали). По-видимому, это объекты низкой поверхностной яркости, для которых значительная доля звезд находится вне изофоты 25 mag/arcsec^2 .

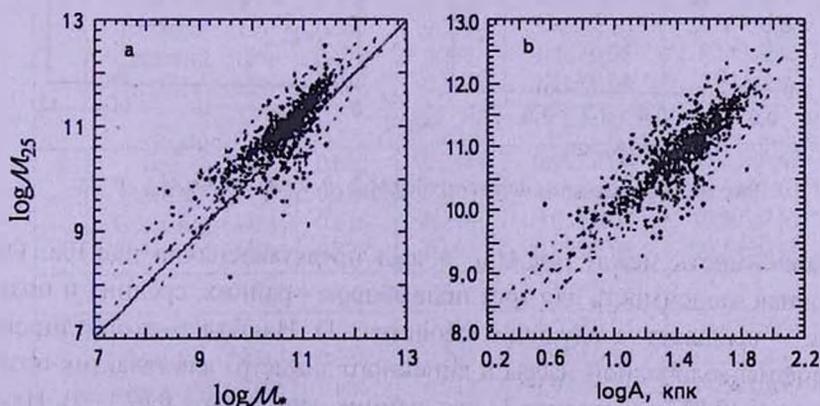


Рис.9. Зависимости между а) $\log M_{25}$ и $\log M_*$; б) $\log M_{25}$ и $\log A$.

В среднем для выборки индикативная масса оказывается в 1.8 раза больше звездной. Наиболее тесная корреляция между M_{25} и M имеет место для галактик поздних типов ($\rho = 0.89$). Хотя в целом для 2MIG-галактик мы получили простую пропорциональность между M_{25} и M ($k = 1.0$), но для поздних галактик наклон наименьший ($k = 0.89$) и для двух остальных подвыборок он малоразличим ($k \approx 1.3$).

Зависимость $\log M_{25}$ от $\log A$ для полной выборки $N = 978$ представлена на рис.9б. Как следует из данных табл.4, коэффициент корреляции между индикативной массой и линейным диаметром 2MIG галактик возрастает от ранних типов к поздним, а наклон ортогональной регрессии уменьшается в сторону поздних типов. Средний наклон ортогональной регрессии, $k = 2.33 \pm 0.02$, показывает, что средняя поверхностная плотность массы растет, а средняя объемная плотность падает с увеличением линейного размера галактик.

6. *Оптические и инфракрасные корреляторы водородной массы.* Рассмотрим корреляции водородной массы с другими глобальными характеристиками изолированных галактик: линейным диаметром, скоростью вращения, B -светимостью, индикативной и звездной массами. В табл.5 представлены параметры линейных ортогональных регрессий $y = k \cdot x + b$ между логарифмом водородной массы и вышесказанными характеристиками для четырех выборок Все, Ранний, Средний, Поздний. Ортогональные регрессии вычислялись при отношениях масштабов ξ , указанных в табл.5.

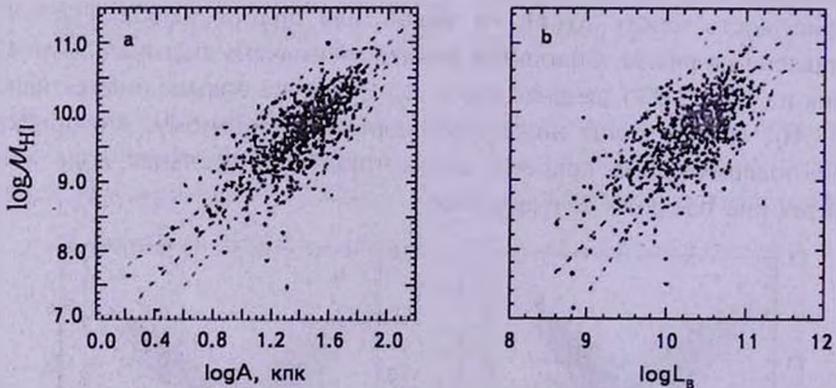


Рис.10. Зависимости между а) $\log M_{HI}$ и $\log A$; б) $\log M_{HI}$ и L_B .

Зависимость между $\log M_{HI}$ и $\log A$ представлена на рис.10а. Ортогональная зависимость для трех подвыборок - ранних, средних и поздних типов - выявляет следующие свойства. 1) Наиболее скоррелированы логарифмы водородной массы и линейного диаметра для галактик поздних типов ($\rho = 0.86$), наименее - для ранних типов ($\rho = 0.62$). 2) Наклон линии ортогональной регрессии систематически убывает от ранних типов

к поздним. 3) Выборки галактик с доминирующим диском (Средний + Поздний) характеризуются постоянством средней поверхностной плотности водородной массы независимо от размеров галактики. Отметим также, что логарифм линейного диаметра галактики оказался наилучшим из всех шести рассмотренных здесь корреляторов водородной массы по значению коэффициента корреляции ($\rho = 0.76$) для всей выборки.

Зависимость между $\log M_{HI}$ и $\log L_g$, представленная на рис.10b, показывает следующие свойства. 1) Наилучшая корреляция ($\rho = 0.77$)

Таблица 5

ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНЫХ ОРТОГОНАЛЬНЫХ РЕГРЕССИЙ
МЕЖДУ ЛОГАРИФМОМ ВОДОРОДНОЙ МАССЫ И ДРУГИМИ
ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

<i>n</i>	Выборка	ρ	σ	$k \pm \Delta k$	$b \pm \Delta b$
$\log M_{HI} = y, \quad \log A = x \quad (\xi = 22/45)$					
1	Все (877)	0.761	0.241	2.15 ± 0.03	6.68 ± 0.04
	Ранний (211)	0.617	0.303	2.77 ± 0.11	5.71 ± 0.15
	Средний (326)	0.728	0.212	2.08 ± 0.05	6.80 ± 0.07
	Поздний (340)	0.855	0.201	1.96 ± 0.03	7.00 ± 0.04
$\log M_{HI} = y, \quad \log L_g = x \quad (\xi = 8/9)$					
2	Все (916)	0.651	0.279	1.19 ± 0.04	-2.6 ± 0.4
	Ранний (232)	0.481	0.321	1.79 ± 0.16	-8.9 ± 1.6
	Средний (344)	0.621	0.262	1.15 ± 0.06	-2.2 ± 0.6
	Поздний (340)	0.765	0.240	1.07 ± 0.04	-1.3 ± 0.4
$\log M_{HI} = y, \quad \log(2V_{rot}) = x \quad (\xi = 4/9)$					
3	Все (974)	0.514	0.321	2.95 ± 0.06	2.34 ± 0.15
	Ранний (242)	0.382	0.390	3.02 ± 0.16	1.98 ± 0.40
	Средний (362)	0.421	0.310	2.71 ± 0.11	2.94 ± 0.27
	Поздний (370)	0.679	0.257	3.05 ± 0.07	2.20 ± 0.17
$\log M_{HI} = y, \quad \log(V_{rot}A) = x \quad (\xi = 7/9)$					
4	Все (876)	0.732	0.257	1.33 ± 0.03	4.91 ± 0.11
	Ранний (211)	0.580	0.329	1.61 ± 0.10	3.76 ± 0.38
	Средний (326)	0.679	0.233	1.26 ± 0.05	5.17 ± 0.20
	Поздний (339)	0.856	0.198	1.26 ± 0.03	5.23 ± 0.11
$\log M_{HI} = y, \quad \log M_{25} = x \quad (\xi = 4/3)$					
5	Все (876)	0.685	0.254	0.99 ± 0.04	-1.03 ± 0.47
	Ранний (211)	0.527	0.320	1.21 ± 0.15	-3.65 ± 1.67
	Средний (326)	0.615	0.235	0.93 ± 0.08	-0.39 ± 0.85
	Поздний (339)	0.829	0.193	0.93 ± 0.04	-0.34 ± 0.47
$\log M_{HI} = y, \quad \log M_c = x \quad (\xi = 4/3)$					
6	Все (977)	0.643	0.268	1.00 ± 0.04	-0.95 ± 0.48
	Ранний (242)	0.538	0.263	1.66 ± 0.20	-8.30 ± 2.13
	Средний (362)	0.606	0.212	1.34 ± 0.11	-4.59 ± 1.19
	Поздний (373)	0.798	0.220	0.84 ± 0.04	0.98 ± 0.43

этих характеристик отмечена для поздних типов. 2) Наклон ортогональной регрессии систематически уменьшается от ранних типов к поздним. 3) Рассеяние галактик относительно ортогональной регрессии систематически уменьшается при переходе от ранних типов к поздним. 4) Средние значения как светимостей, так и водородных масс имеют максимум для галактик средних типов.

Для зависимости между $\log M_{\text{HI}}$ и $\log(2V_{\text{rot}})$ коэффициент корреляции наихудший ($\rho = 0.51$). Причина слабой корреляции между количеством газа и амплитудой его вращения у галактик с развитыми балджами выглядит не вполне очевидной.

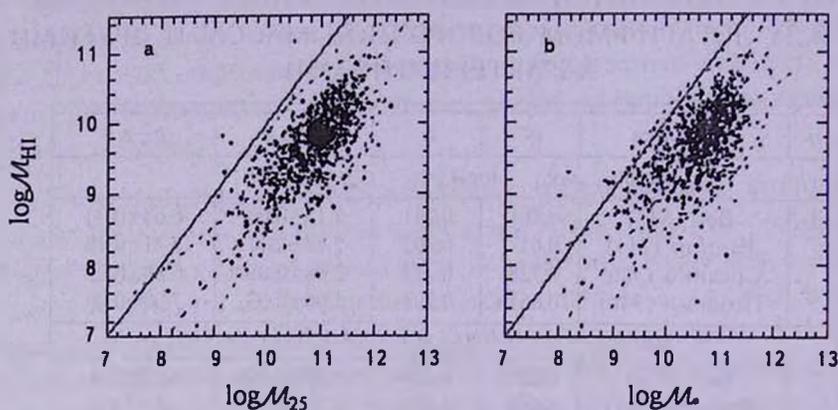


Рис.11. Зависимости между: а) $\log M_{\text{HI}}$ и $\log M_{25}$; б) $\log M_{\text{HI}}$ и $\log M_*$.

Зависимость между $\log M_{\text{HI}}$ и $\log M_{25}$ представлена на рис.11а. Сплошная линия на рис.11а - диагональ. Как видим, водородная и динамическая (индикативная) массы следуют почти линейной зависимости. Для пяти галактик оценка индикативной массы оказалась меньше оценки водородной массы. Разнице между средними значениями ($\langle \log M_{25}/M_{\odot} \rangle = 10.86$ и $\langle \log M_{\text{HI}}/M_{\odot} \rangle = 9.70$) соответствует 7% части массы нейтрального водорода от массы M_{25} . При этом у карликовых галактик с массой $M_{25} = 10^8 M_{\odot}$ доля водорода в три раза больше, чем у галактик с массой $10^{12} M_{\odot}$.

Зависимость между $\log M_{\text{HI}}$ и $\log M_*$ представлена на рис.11б. Для 20 галактик водородная масса больше звездной (они находятся выше диагонали - сплошной линии), для двух из них водородная масса оказалась также больше индикативной, что подсказывает возможную ошибочность данных о водородных потоках этих галактик.

Разнице между средними значениями логарифмов масс ($\langle \log M_*/M_{\odot} \rangle = 10.61$ и $\langle \log M_{\text{HI}}/M_{\odot} \rangle = 9.70$) во всей выборке соответствует 11% доли водорода от суммы масс звездной и водородной компоненты. Наклон ортогональной регрессии систематически уменьшается

от ранних типов к поздним, причем это изменение оказывается значимым на уровне $\sim 10\sigma$.

7. *Заключительные замечания.* Исследованию масштабных соотношений между глобальными параметрами галактик: светимостью, размером, амплитудой вращения, массой нейтрального водорода и т.д. посвящено большое количество работ, в том числе [4,20-24]. Данные различных авторов о параметрах масштабных соотношений нередко существенно расходятся. Причинами таких различий могут быть: а) эффекты селекции при формировании выборки галактик в зависимости от их окружения (члены скоплений, галактики поля); б) использование различных фотометрических полос (B, g, i, K) или систем размеров галактик (R_{25}, R_{30}, R_{90}); в) различия в морфологическом составе выборок и ошибки классификации, возрастающие с расстоянием до галактик; г) учет или игнорирование карликовых галактик из близкого объема, где лучевая скорость является ненадежным индикатором расстояния; д) использование ортогональной или МНК-регрессий, расхождения между которыми возрастают с уменьшением коэффициента корреляции; е) учет или игнорирование статистических весов, пропорциональных светимости или массе галактик, а также другие факторы.

В настоящей работе мы отмечаем следующие закономерности, которые характеризуют масштабные соотношения параметров у изолированных галактик каталога 2MIG [10].

1) Соотношение между B -светимостью и стандартным изофотным диаметром $A \equiv A_{25}$ галактик таково, что их средняя поверхностная яркость слабо уменьшается с ростом размера галактики как $\sim A^{-0.2}$, независимо от ее морфологического типа. Однако в K -полосе (при $M_* / L_K = 1 \cdot M_\odot / L_{K,\odot}$) средняя поверхностная плотность звездной массы падает с размером галактики ($\sim A^{-0.17}$) только у морфологических типов E-Sb, а у Sc-, Sd-галактик растет как $\sim A^{0.25}$.

2) Отношение индикативной массы галактики к ее синей светимости, M_{25}/L_B , слабо растет с ростом светимости как $\sim (L_B)^{0.25}$, причем для галактик и ранних, и поздних типов.

3) В среднем индикативная (динамическая) масса галактики пропорциональна ее звездной массе, $M_{25}/M_* \approx \text{const}$, хотя у галактик ранних типов это отношение слабо растет с ростом звездной массы (т.е. K -светимости).

4) Динамическая масса галактики M_{25} в пределах стандартной изофоты зависит от ее диаметра как $\sim A^{2.3}$. Отметим, что в стандартной космологической модели полная масса темного гало пропорциональна кубу его линейного размера, т.е. средняя плотность темного гало M_{tot}/A^3 предполагается примерно одинаковой как для мелких, так и для массивных гало.

5) Корреляция между амплитудой вращения и диаметром для всех галактик нашей выборки имеет вид $V_{\text{rot}} \sim A^{0.70}$, причем показатель степени

заметно меньше (0.59) у галактик поздних типов, не имеющих балджей. Отметим, что для темных гало ожидаемое соотношение должно быть линейным, $V_{rot}/A = \text{const}$. Интересно, что именно такое линейное соотношение мы получили ранее для плоских спиральных галактик, видимых с ребра [25].

6) Если исключить галактики с развитыми балджами (E, S0, Sa), то изолированные галактики типов Sb, Sc, Sd демонстрируют постоянство средней поверхностной плотности водородной массы, $M_{HI}/A^2 = \text{const}$ - закономерность, установленная в [20,21].

7) Отношение водородной массы к синей светимости показывает слабый рост $M_{HI}/L_B \sim (L_B)^{0.2}$ для всех морфологических типов. Эта тенденция не распространяется на карликовые галактики, относительное число которых в нашей выборке составляет всего 2%.

8) Масса водорода и амплитуда вращения следуют зависимости $M_{HI} \sim (V_{rot})^3$, причем коэффициент корреляции увеличивается с 0.38 до 0.68 при переходе от ранних типов к поздним.

9) В целом для выборки 2MIG-галактик выполняются соотношения $M_{HI}/M_{25} = \text{const}$ и $M_{HI}/M_* = \text{const}$. Однако для галактик ранних типов эти зависимости оказываются более крутыми, чем для поздних.

Поскольку изолированные галактики нашей выборки располагаются в областях экстремально низкой плотности материи, мы можем полагать, что эволюционные эффекты слияния галактик мало влияли на характер обнаруженных корреляций между глобальными параметрами 2MIG- галактик.

В работе были использованы сведения из баз данных HyperLEDA (<http://leda.univ-lyon1.fr>) и NED (<http://nedwww.ipac.caltech.edu>), обзоры неба DSS-1, DSS-2 (<http://archive.eso.org/dss/dss>), SDSS (<http://www.sdss.org>). Работа частично поддержана грантами РФФИ 11-02-90449-Укр-ф-а и Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (проект Ф040.2/049).

¹ Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Тараса Шевченко, Украина, e-mail: yukudrya@ukr.net

² Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Украина, e-mail: valkarach@gmail.com

³ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: ikar@sao.ru

OPTICAL AND HI PROPERTIES OF ISOLATED GALAXIES FROM 2MIG CATALOG. I. GENERAL RELATIONS

YU.N.KUDRYA¹, V.E.KARACHENTSEVA², I.D.KARACHENTSEV³

We analyze empirical relations for optical, NIR and HI properties of isolated galaxies from the 2MIG catalog, which covers the entire sky. Data on morphological types, K_i and B magnitudes, linear diameters, HI masses and rotational velocities are considered. We calculate regression parameters, dispersions and correlation coefficients for pairs of the properties. The derived relations can be used to verify the hierarchical theory of galaxy formation through numerous mergers of cold dark matter.

Key words: galaxies: isolated galaxies: general properties.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.J.Croton*, In: "Galaxies in Isolation: Nature versus Nurture". ASP Conf. Ser., 421, 35, 2010.
2. *S.S.Allam, D.L.Tucker, B.C.Lee, J.A.Smith*, *Astron. J.*, 129, 2062, 2005.
3. *H.M.Hernandes-Toledo, J.A.Vazquez-Mata, L.A.Martinez-Vazquez et al.*, astro-ph 0807.0243.
4. *M.C.Toribio, J.V.Solanes, R.Giovanelli et al.*, astro-ph 1103.0990.
5. *F.M.Reda, D.A.Forbes, M.A.Beasley et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 354, 851, 2004.
6. *В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев, М.Е.Шарипа*, *Астрофизика*, 53, 513, 2010.
7. *J.Sabaier, S.Leon, L.Verdes-Montenegro et al.*, *Astron. Astrophys.*, 486, 73, 2008.
8. *В.Е.Караченцева*, *Сообщения САО*, вып. 8, 3, 1973.
9. *F.Zwicky, E.Herzog, P.Wild et al.*, *Catalogue of galaxies and of clusters of Galaxies*, v. I-YI, California Institute of Technology, 1961-1968.
10. *В.Е.Караченцева, С.Н.Митронова, О.В.Мельник, И.Д.Караченцев*, *Бюлл. Спец. Астрофиз. Обс. САО РАН*, 65, 1, 2010 (<ftp://cdsarc.u-strasb.fr/pub/cats/Y11/257>)
11. *M.F.Skrutskie, S.E.Schneider, R.Steining et al*, In: *The Impact of Large Scale Near-IR SkySurveys*, ed. F.Garzon et al. (Netherlands: Kluwer), ASSL, 210, 25, 1997.
12. *T.N.Jarrett, T.Chester, R.M.Cutri et al.*, *Astron. J.* 119, 2498, 2000.
13. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeier, M.Davis*, *Astrophys. J.*, 500, 525, 1998.
14. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov*, *Astron. J.*, 111, 794, 1996.
15. *L.Verdes-Montenegro, J.Sulentic, U.Lisenfeld et al.*, *Astron. Astrophys.*,

436, 443, 2005.

16. *M.C.Toribio, J.M.Solanes, R.Giovanelli, M.P.Haynes*, astro-ph/1103.0900.
17. *M.Schmidt*, *Astrophys. J.*, **151**, 393, 1968.
18. *В.Е.Караченцева*, *Астрон. ж.*, **57**, 1153, 1980.
19. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Huchtmeier, D.I.Makarov*, *Astron. J.*, **127**, 2031, 2004.
20. *I.D.Karachentsev, A.M.Kut'kin*, *Astron. Lett.*, **31**, 299, 2005
21. *M.S.Roberts, M.P.Haynes*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **32**, 115, 1994.
22. *M.P.Haynes, R.Giovanelli*, *Astron. J.*, **89**, 758, 1984.
23. *E.E.Salpeter, G.L.Hoffman*, *Astrophys. J.*, **465**, 595, 1996.
24. *M.J.Disney, J.D.Romano, D.A.Garcia-Appadoo et al.*, *Nature*, **455**, 1082, 2008.
25. *И.Д.Караченцев, В.Е.Караченцева, Ю.Н.Кудря*, *Письма в Астрон. ж.*, **25**, 3, 1999.

ПРИРОДА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗБЫТКА В СПЕКТРЕ RX J1037.5-5647

Н.Р.ИХСАНОВ, Н.Г.БЕСКРОВНАЯ

Поступила 7 июня 2011

Принята к печати 24 августа 2011

Источник, ответственный за мягкий рентгеновский избыток в спектре излучения пульсара RX J1037.5-5647, ассоциирован с горячим пятном на поверхности нейтронной звезды, локализованным у основания аккреционной колонки. Интенсивность излучения этого источника испытывает, однако, лишь незначительные (порядка 15%) вариации, в то время как интенсивность жесткого компонента существенно меняется с периодом вращения нейтронной звезды. Мы показываем, что такая ситуация реализуется, если угол между осью вращения и магнитной осью нейтронной звезды не превосходит 8° . Вариации интенсивности жесткого компонента излучения в этом случае интерпретируются в терминах анизотропии диаграммы направленности. Угол наклона орбиты двойной системы в рамках такого сценария оказывается близок к 10° .

Ключевые слова: *тесные двойные системы:аккреция:нейтронные звезды: пульсары:объект:RX J1037.5-5647*

1. *Введение.* Наблюдения рентгеновского пульсара RX J1037.5-5647, выполненные Ла Паломбара и др. [1] на телескопе XMM-Newton, выявили присутствие избытка мягкого рентгеновского излучения в его спектре. Анализируя этот результат, авторы открытия пришли к выводу, что наряду со степенным компонентом спектра излучения, формирующегося в основании аккреционной колонки пульсара, в системе присутствует дополнительный источник, спектр которого соответствует излучению абсолютно черного тела с температурой $kT \approx 1.3$ кэВ. Вклад этого источника в общее рентгеновское излучение пульсара достигает 40% и его характерный размер $R_{bb} \approx 130$ м.

Ла Паломбара и др. [1] обратили внимание на то, что вычисленный ими размер источника мягкого рентгеновского излучения близок по величине радиусу горячего пятна, образующегося на поверхности нейтронной звезды вследствие аккреции вещества на ее магнитные полюса. На этом основании они рассмотрели гипотезу, что чернотельное излучение с температурой 1.3 кэВ формируется на поверхности нейтронной звезды в окрестности аккреционной колонки и обусловлено переизлучением жестких рентгеновских квантов атмосферой нейтронной звезды. Выполненный ими временной анализ кривой блеска показал, однако, что вариации интенсивности

излучения мягкого рентгеновского источника с фазой периода пульсара не превосходят 15%, в то время как интенсивность компонента жесткого излучения со степенным спектром с фазой периода пульсара меняется более чем в два раза. Такой характер переменности рентгеновского излучения исключает возможность ассоциировать наблюдаемые пульсации с частичным затмением области энерговыделения, происходящие по мере осевого вращения нейтронной звезды, и, таким образом, вопрос о природе источника, ответственного за избыток мягкого рентгеновского излучения в спектре пульсара остается открытым.

В этой статье мы показываем, что гипотеза о локализации источника мягкого рентгеновского излучения на поверхности нейтронной звезды в окрестности основания аккреционной колонки является, по-видимому, справедливой. Особенности переменности излучения в этом случае удастся объяснить в рамках предположения об относительно малом угле наклона магнитной оси нейтронной звезды к ее оси вращения, β . При этом мы делаем вывод, что угол наклона орбиты системы к лучу зрения, i , достаточно мал, так что система наблюдается практически с полюса.

Наше исследование построено следующим образом. В разделе 2 мы приводим аргументы в пользу того, что нейтронная звезда в RX J1037.5-5647 находится в состоянии дисковой аккреции. В разделе 3 мы оцениваем геометрические параметры области энерговыделения в основании аккреционной колонки и определяем величины параметров β и i , при которых характер переменности рентгеновского излучения соответствует наблюдаемому. Основные результаты нашего исследования суммированы в разделе 4.

2. Геометрия аккреционного потока. RX J1037.5-5647 является массивной двойной системой, в состав которой входит B0 III-Ve звезда LS 1698 [2] и нейтронная звезда, вращающаяся с периодом $P_\tau \approx 853$ с. Система расположена на расстоянии порядка 5 кпк и является постоянным рентгеновским источником, светимость которого претерпевает плавные изменения в интервале $L_X \sim (1-20) \times 10^{34}$ эрг/с. Спектр рентгеновского излучения хорошо описывается в рамках сценария аккреции на нейтронную звезду, напряженность магнитного поля на поверхности которой $B_0 \sim 10^{12} - 10^{13}$ Гс [3], [1]. При этом линия железа 6.5 кэВ, наблюдаемая в спектре источника, указывает на возможность присутствия в системе аккреционного диска.

Сравнительный анализ характеристик пульсара, установленных в ходе его наблюдений на телескопах RXTE [3] и XMM - Newton [1], указывает на то, что период вращения нейтронной звезды в течение последних десяти лет уменьшался с темпом $\dot{P} \approx 2 \times 10^{-8}$ с/с. Этот результат хорошо интерпретируется в рамках модели дисковой аккреции на нейтронную звезду, в соответствии с которой ожидаемый темп ускорения вращения

нейтронной звезды оценивается выражением

$$\frac{dI \omega_s}{dt} = K_{su} + K_{sd}, \quad (1)$$

где I и $\omega_s = 2\pi/P_s$ - момент инерции и угловая скорость нейтронной звезды, а K_{su} и K_{sd} - ускоряющий и тормозящий моменты, приложенные к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока, величина которых в случае дисковой аккреции оценивается следующим образом (см. Ихсанов [4] и процитированную там литературу)

$$K_{su} = \dot{M}(GM_{ns}R_A)^{1/2}, \quad (2)$$

$$K_{sd} = -k_t \frac{\mu^2}{R_{cor}^3}. \quad (3)$$

Здесь $\dot{M} = L_x R_{ns} / GM_{ns}$ - темп аккреции на нейтронную звезду, радиус, масса и дипольный магнитный момент которой, соответственно, R_{ns} , M_{ns} и μ . Безразмерный параметр $k_t \leq 1$ учитывает эффективность отвода углового момента нейтронной звезды турбулентными движениями потока, расположенного на границе ее магнитосферы. $R_{cor} = (GM_{ns} / \omega_s^2)^{1/3}$ - радиус кортациии и

$$R_A = \left(\frac{\mu^2}{\dot{M}(2GM_{ns})^{1/2}} \right)^{2/7} \quad (4)$$

- радиус магнитосферы (Альвеновский радиус) нейтронной звезды.

Подставляя параметры RX J1037.5-5647 в выражения (2) и (3), мы приходим к выводу, что вращательная эволюция нейтронной звезды в настоящую эпоху полностью определяется ускоряющим моментом, величина которого в 250 раз превышает величину тормозящего момента. Учитывая это обстоятельство в уравнении (1), т.е. пренебрегая последним членом в его правой части, мы получаем величину ожидаемого темпа ускорения нейтронной звезды в рамках сценария дисковой аккреции в виде,

$$\dot{P}_{exp} \approx 2 \times 10^{-8} \text{ ss}^{-1} \mu_{30}^{2/7} m^{-3/7} R_6^{6/7} I_{45}^{-1} P_{860}^2 \left(\frac{L_x}{\langle L_x \rangle} \right)^{6/7}, \quad (5)$$

которая находится в прекрасном соответствии с наблюдаемой величиной этого параметра. Здесь $\mu_{30} = \mu / 10^{30} \text{ Гс см}^3$, $m = M_{ns} / 1.4 M_\odot$, $R_6 = R_{ns} / 10^6 \text{ см}$, $I_{45} = I / 10^{45} \text{ Гс см}^2$, $P_{860} = P_s / 860 \text{ с}$ и $\langle L_x \rangle = 6 \times 10^{34} \text{ эрг/с}$ - средняя величина рентгеновской светимости пульсара в течение последней декады. Таким образом, существуют веские основания полагать, что нейтронная звезда в RX J1037.5-5647 в настоящую эпоху находится в состоянии дисковой аккреции.

3. *Геометрия области энерговыделения.* Как было впервые показано Баско и Сюняевым [5], аккреционная колонка, формирующаяся

в процессе дисковой аккреции на нейтронную звезду, является полый. Радиус основания колонки на поверхности нейтронной звезды оценивается выражением

$$a_p \approx R_{ns} \left(\frac{R_{ns}}{R_A} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

в то время как толщина аккреционного канала составляет

$$d_p \approx a_p \frac{\delta_m}{R_A} \sim (0.01 - 0.1) a_p. \quad (7)$$

Здесь δ_m - толщина диффузионного слоя на границе магнитосферы, в котором угловая скорость потока уменьшается от кеплеровой скорости (на внутреннем радиусе диска) до угловой скорости нейтронной звезды. Величина этого параметра, полученная в расчетах Гоша и Лэмба [6], оказывается порядка толщины аккреционного диска на его внутреннем радиусе и, в зависимости от параметров аккреции, составляет $\sim (0.01 - 0.1) R_A$. Основание аккреционной колонки у поверхности нейтронной звезды может, таким образом, быть аппроксимировано цилиндром, радиус основания которого a_p и толщина боковой стенки d_p . Высота такого цилиндра в системах с низкой рентгеновской светимостью ($L_x \sim 10^x$ эрг/с) порядка толщины аккреционного канала [5].

Трансформация кинетической энергии потока в рентгеновское излучение пульсара происходит в основании аккреционной колонки. Моделирование, проведенное Ла Паломбара и др. [1], показывает, что аккреционная энергия в RX J1037.5-5647 испускается преимущественно в форме рентгеновского излучения, которое в интервале энергий 2 - 10 кэВ описывается степенным спектром. Взаимодействие жестких рентгеновских квантов с поверхностью нейтронной звезды приводит к нагреву ее атмосферы и переизлучению части аккреционной энергии в мягком рентгеновском диапазоне. В рамках модели полый аккреционной колонки наибольшая эффективность нагрева поверхности звезды ожидается в области ее магнитных полюсов, расположенных внутри аккреционного цилиндра. При этом, равенство $a_p = R_{bb}$ выполняется при условии, что напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды составляет $B_0 = 2\mu/R_{ns}^3 \approx 7 \times 10^{12}$ Гс.

Отсутствие существенных вариаций интенсивности и спектра излучения мягкого рентгеновского источника указывает на то, что горячее пятно на поверхности нейтронной звезды, ответственное за это излучение, постоянно находится в поле зрения наблюдателя. Такая ситуация может быть реализована, если угол между осью вращения нейтронной звезды и ее магнитной осью относительно мал. В частности, при условии $\beta < 8^\circ$ амплитуда вариаций мягкого рентгеновского источника по мере вращения звезды не превышает 15% и обусловлена изменением площади проекции

пятна на плоскость, перпендикулярную лучу зрения. Присутствие лишь одного максимума на кривой блеска мягкого источника указывает на то, что угол наклона орбиты двойной системы удовлетворяет неравенству $i \geq \beta$.

Изменения интенсивности жесткого компонента излучения, происходящие с периодом вращения нейтронной звезды, по-видимому, обусловлены анизотропией его диаграммы направленности. На это указывают относительно малые изменения жесткости спектра и то обстоятельство, что вариации интенсивности мягкого и жесткого компонентов происходят в одной фазе. Максимум интенсивности жесткого компонента в рамках такого сценария ожидается в тот момент, когда угол между магнитной осью и направлением на наблюдателя достигает своего минимального значения. Таким образом, жесткие рентгеновские кванты покидают область энергосвечения преимущественно в направлении силовых линий поля и излучение в этом диапазоне спектра имеет карандашную диаграмму направленности. В рамках такого сценария угол раствора диаграммы направленности жесткого излучения в RX J1037.5-5647 должен составлять $\theta \sim 2\beta \approx 16^\circ$.

В соответствии с расчетами Баско и Сюняева [7], такой угол раствора ожидается в случае аккреции на нейтронную звезду, магнитное поле на поверхности которой удовлетворяет условию

$$B_0 > B_{\text{bs}} = \pi \frac{m_e^2 V_{\text{ff}}^2 c}{h e} \approx 5 \times 10^{12} \text{ Гс}, \quad (8)$$

и рентгеновская светимость пульсара не превосходит $L^* \approx 4 \times 10^{36}$ эрг/с. Здесь m_e и e - масса и заряд электрона, c - скорость света, $V_{\text{ff}} = (2GM_{\text{ns}}/R_{\text{ns}})^{1/2}$ - скорость свободного падения потока у поверхности нейтронной звезды и h - постоянная Планка. Угол раствора пучка жесткого излучения при этих условиях оценивается как $\theta \sim (1/\tau_0)^{1/2}$, где $\tau_0 \approx 20$ - оптическая толщина по томпсоновскому рассеянию, соответствующая лучевой плотности плазмы 50 г см^{-2} в области торможения аккреционного потока у поверхности нейтронной звезды вследствие нуклон-нуклонных столкновений. Легко видеть, что RX J1037.5-5647 удовлетворяет указанным выше условиям, и, таким образом, интерпретация пульсационной активности жесткого рентгеновского излучения в терминах анизотропии его диаграммы направленности является реалистичной. Следует также отметить, что угол наклона орбиты двойной системы в рамках такого сценария не должен существенно превышать угол раствора диаграммы направленности жесткого рентгеновского излучения.

4. **Заключение.** Проведенный в этой работе анализ характеристик рентгеновского пульсара RX J1037.5-5647 позволяет ассоциировать его с нейтронной звездой, которая вращается с периодом 853 с и обладает магнитным полем $B_0 \approx 7 \times 10^{12}$ Гс. Нейтронная звезда находится в состоянии дисковой аккреции с темпом $\dot{M} \approx (5-50) \times 10^{13}$ г/с. Аккреционная колонка

является полой. Ее радиус $a_p \approx 130$ м существенно превосходит толщину аккреционного канала $d_p \sim (0.01 - 0.1)a_p$. Энергия, выделяемая в канале, излучается преимущественно в форме жестких ($kT \sim 2 - 10$ кэВ) рентгеновских квантов. Взаимодействие этих квантов с поверхностью нейтронной звезды приводит к образованию горячего пятна в полости аккреционной колонки, излучение которого является чернотельным с температурой $kT_{bb} \approx 1.3$ кэВ. Малая амплитуда изменений интенсивности компонента мягкого рентгеновского излучения ($\sim 15\%$), происходящих по мере вращения нейтронной звезды, указывает на то, что угол наклона магнитной оси нейтронной звезды к ее оси вращения удовлетворяет неравенству $\beta < 8^\circ$. Пульсационная активность жесткого компонента в этом случае связана с анизотропией диаграммы направленности излучения, генерируемого в аккреционном канале. В случае RX J1037.5-5647 диаграмма направленности жесткого компонента излучения является карандашной с углом раствора $\sim 15^\circ$. Кривая блеска пульсара в этом случае может быть интерпретирована в предположении, что угол наклона орбиты двойной системы $i \sim 10^\circ$.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН № 19 и Программы "Ведущие научные школы" (грант № НШ-3645.2010.2).

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Санкт-Петербург, Россия, e-mail: ikhsanov@gao.spb.ru

THE NATURE OF SOFT X-RAY EXCESS IN THE SPECTRUM OF RX J1037.5-5647

N.R.IKHSANOV, N.G.BESKROVNAYA

The source responsible for the soft X-ray excess in the spectrum of RX J1037.5-5647 is associated with the hot spot on the surface of the neutron star, located at the base of the accretion column. The intensity of this emission varies with a small amplitude (of about 15%), while the intensity of the hard component changes significantly with the period of the neutron star rotation. We show that such situation can be realized if the angle between the spin axis and magnetic axis of the neutron star does not exceed 8° . Variations of the hard X-ray component in this case can be explained in terms of anisotropy of the radiation pattern. The inclination angle of the binary system orbit in this scenario is close to 10° .

Key words: *stars:close binary systems:accretion:neutron stars:pulsars - individual: RX J1037.5-5647*

ЛИТЕРАТУРА

1. *N. La Palombara, L.Sidoli, P.Esposito, A.Tiengo, S.Mereghetti*, *Astron. Astrophys.*, **505**, 947, 2009.
2. *C.Motch, F.Huberl, K.Dennerl, M.Pakull, E.Janot-Pacheco*, *Astron. Astrophys.*, **323**, 853 1997.
3. *P.Reig, P.Roche*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **306**, 100, 1999.
4. *N.R.Ikhsanov*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **375**, 698, 2007.
5. *M.M.Basko, R.A.Sunyaev*, *Astron. Astrophys.*, **42**, 311, 1975.
6. *P.Ghosh, F.K.Lamb*, *Astophys. J.*, **232**, 259, 1979.
7. *M.M.Basko, R.A.Sunyaev*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **175**, 395, 1976.

ИЗМЕНЕНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗДЫ UV Ceti

Н.Д.МЕЛИКЯН¹, В.С.ТАМАЗЯН², А.Л.САМСОНИАН¹

Поступила 3 июня 2011

Принята к печати 24 августа 2011

В работе проанализирована зависимость вспышечной активности известной вспышечной звезды UV Ceti от линейного расстояния между компонентами этой двойной системы. Показано, что ее вспышечная активность явно зависит от взаимного расстояния компонентов, тогда как у одиночных вспышечных звезд таких изменений не замечается.

Ключевые слова: *звезды: звезда UV Ceti*

1. *Введение.* Вспыхивающие звезды типа UV Ceti окрестности Солнца это красные карлики малых масс, принадлежащие общему галактическому полю. Характеризуются внезапными, быстрыми изменениями блеска с продолжительностью от несколько секунд до несколько часов и амплитудами изменения до $\Delta m = 6^m$ и больше. Интенсивные эмиссионные линии в спектрах (M0-M7e) указывают на хромосферную активность этих звезд. Физические механизмы звездных вспышек до сих пор не вполне понятны.

Интерес к вспышечным звездам вырос после того, как В.А.Амбарцумян указал на генетическую связь этих звезд со звездами типа Т Тельца [1]. Позже эта связь была подтверждена Амбарцумяном [2] и Аро [3], которые предложили, что вспышечные звезды старше, чем звезды типа Т Тельца, а фаза вспышечной активности на эволюционной последовательности следует сразу после фазы звезд типа Т Тельца. В дальнейшем было показано также, что около 25% звезд типа Т Тельца в Орионе показывают вспышечную активность типа UV Ceti [4]. Следовательно, исследование вспышечных звезд продолжает играть весьма важную роль в изучении эволюции звезд малых масс.

В работе Аллен и Геррера [5] приводится список 93 хорошо известных вспышечных звезд типа UV Ceti, находящихся на расстоянии ≤ 25 пк от Солнца, для которых известны кинематические параметры и возраст [6], а также их расстояния, собственные движения и радиальные скорости [7]. По крайней мере 50 из них находятся в двойных и кратных системах, и пока трудно сказать какие из остальных 43 являются одиночными. Среди 491 переменной звезды, находящейся ближе 22 пк от Солнца, 111

являются вспыхающими звездами типа UV Ceti, 55 из которых входят в состав двойных и кратных систем [8]. Поэтому, естественно предположить, что двойственность или кратность в определенной степени является характерной чертой вспыхающих звезд в окрестности Солнца и может играть важную роль в наблюдаемых у этих звезд активных физических процессах.

Изменение силы гравитационного притяжения между двумя объектами может вызвать изменения физической активности на них. Достаточно только отметить наблюдаемые явления на Земле, вызванные Луной, или же подозрения, что изменение активности Солнца связано с орбитальным периодом Юпитера ($P = 11.85920$ год) [9], орбита движения которой вокруг Солнца близка к круговой с эксцентриситетом $e = 0.048775$.

С этой точки зрения весьма интересным представляется исследование вспышечной активности в зависимости от взаимного расстояния компонентов у двойных вспыхающих звезд. Наличие такой зависимости было заподозрено еще в 60-х годах прошлого века [10], однако дальнейшие исследования с целью ее обнаружения не привели к желаемым результатам, в основном из-за отсутствия точных орбитальных элементов у слабых вспыхающих звезд.

В рамках сотрудничества астрономов Бюраканской обсерватории и Астрономической обсерватории "Р.М.Аллер" университета Сантьяго де Компостела (Испания) проводится работа по определению орбит двойных звезд и изучению зависимости их физической активности от взаимного положения компонентов двойных нестационарных звезд, в основном у молодых звезд типа Т Тау и вспыхающих звезд типа UV Ceti. Анализ данных одной из выбранных нами систем (CR Dra) не показал ощутимой корреляции между вспышечной активностью и расстоянием между компонентами [11], в то время как ранее такая зависимость была отмечена у двойной вспыхающей звезды FL Vir = Wolf 424 [12]. Интересно отметить, что рассмотренное ранее распределение частоты вспышек у UV Ceti позволило заподозрить его циклический характер с периодом 10-15 лет, похожим на таковую у Солнца с периодом 22 года [13].

2. Результаты. Двойная система UV Ceti была выбрана нами потому, что для нее имеется как исключительно богатая база наблюдательных данных, так и надежно рассчитанная орбита [14]. В периастре компоненты системы находятся на расстоянии менее 2 а.е., что является примерным пределом для взаимодействия магнитных полей компонент двойных систем [11].

В качестве меры вспышечной активности в работе будет использована величина N/T (частота вспышек), где N - число зарегистрированных вспышек, а T - общее эффективное время, в течение которого они

зарегистрированы. Для сравнения использованы те же распределения как для трех одиночных вспыхивающих звезд AD Leo, EV Lac и YZ CMi, так и двойных звезд CR Dra [11] и FL Vir [12], а также полученные ранее результаты для самой UV Ceti [13]. В табл.1 для каждой звезды приведены абсолютная визуальная звездная величина (M_v), спектральный класс (Sp), общее число зарегистрированных вспышек (N), эффективное время наблюдений (T), средняя частота зарегистрированных вспышек (N/T) и среднеквадратичное отклонение (σ) частоты вспышек.

Таблица 1

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ЗВЕЗД UV Ceti, YZ CMi, EV Lac И AD Leo

	UV Ceti	YZ CMi	EV Lac	AD Leo
M_v	14 ^m .78	12 ^m .29	11 ^m .73	10 ^m .87
Спектр. класс	M6e	M4.5e	M3.5e	M3.5e
T (час)	1784	750	2309	696
N (всп.)	1925	269	543	147
N/T (всп./час)	1.08	0.36	0.24	0.21
σ	0.27	0.38	0.17	0.14

В работе использованы результаты наблюдений, полученные во многих обсерваториях мира и опубликованные начиная с 1965г., так как именно с этого времени и до начала 80-х гг. в рамках десятка международных кооперативных наблюдений проводились весьма активные исследования вспышек звезд в окрестности Солнца. Эти наблюдения выполнены на разных телескопах в основном электрофотометрическим методом, но с разной аппаратурой. Нами не использованы некоторые фотографические наблюдения, ошибки которых сильно отличались от фотоэлектрических. Даже при фотоэлектрических наблюдениях использование фотоумножителей разной чувствительности приводит к разным оценкам частоты вспышек, вследствие чего для одной и той же звезды у разных наблюдателей в один и тот же период наблюдений нередко получались разные частоты. Это приводит к увеличению разброса частоты вспышек во времени, так как наблюдательные данные довольно неоднородны. Поэтому они были использованы после применения к их распределению метода медианной фильтрации, что легко удаляет случайные колебания.

На рис.1а, б, с показаны кривые изменения расстояния между компонентами двойных систем UV Ceti (рис.1а), FL Vir (рис.1б) и CR Dra (рис.1с) в течение 1965-2000гг., для построения которых использованы расстояния и известные орбитальные элементы [11,14,15]. Орбитальные периоды этих трех систем значительно отличаются: $P = 26.52$ (UV Ceti)

[14], $P = 15.643$ (FL Vir) [15] и $P = 4.04$ (CR Dra) [11]. Отметим, что максимальное и минимальное расстояния между компонентами этих систем также довольно разные - 8.29-1.95AU для UV Ceti, 5.26-2.86 AU для FL Vir и 2.96-2.10AU для CR Dra.

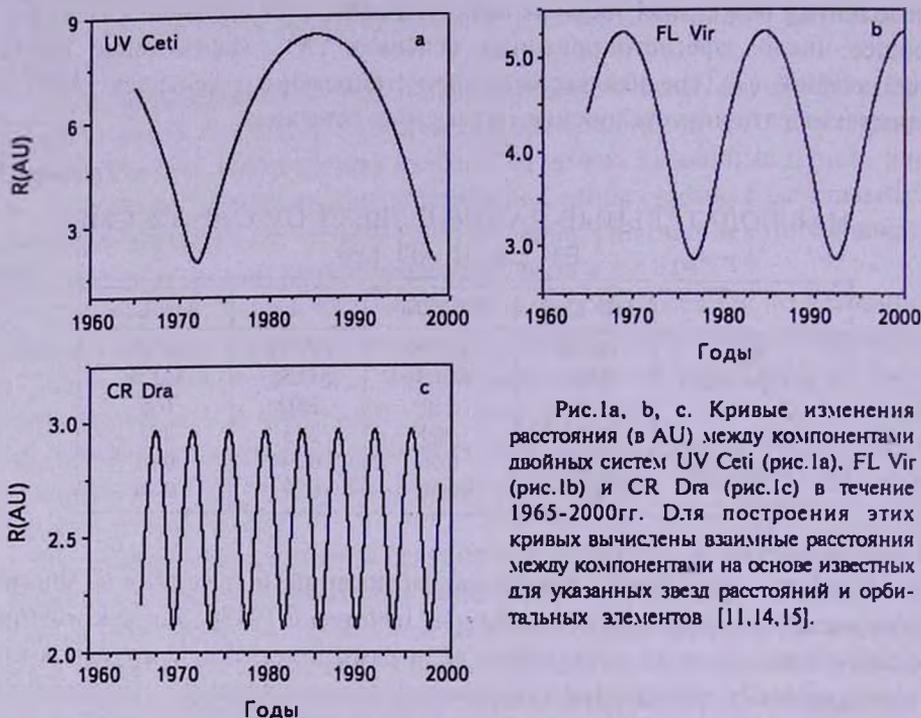


Рис.1а, б, с. Кривые изменения расстояния (в AU) между компонентами двойных систем UV Ceti (рис.1а), FL Vir (рис.1б) и CR Dra (рис.1с) в течение 1965-2000гг. Для построения этих кривых вычислены взаимные расстояния между компонентами на основе известных для указанных звезд расстояний и орбитальных элементов [11,14,15].

2.1. *UV Ceti*. Обе компоненты двойной системы UV Ceti являются вспыхивающими звездами. Орбитальный период составляет 26.5 лет, большая полуось орбиты составляет $1''.95$, ее наклон к лучу зрения равен 127 град., а эксцентриситет равен 0.62 (остальные элементы можно найти в [14]). На основе этих данных и известного параллакса ($0''.381$) можно вычислить линейное расстояние между компонентами для любой эпохи наблюдений (см. рис.1). Рис.2а представляет его изменение (в AU) в период 1965-1980гг., а на рис.2б представлено распределение частоты вспышек за тот же период. Мы использовали наблюдательные данные за этот период, так как 90% данных для UV Ceti получены именно в течение этого времени. Из этих данных видно, что минимальное расстояние между компонентами (1.95AU) зарегистрировано 1-го декабря 1971г., а максимальное расстояние (8.29AU) - 2-го марта 1985г., с соответствующими радиальными скоростями -8.22 км/с и +1.95 км/с [14]. Следует помнить, что из-за довольно большого эксцентриситета орбиты взаимное движение компонент в апоастре значительно медленнее, чем в периастре, что увеличивает возможность получения

наблюдательных данных на этом участке орбиты.

Для звезды UV Ceti собрано 1925 вспышек, зарегистрированных за 1784 часов. Средняя частота вспышек составляет около 1.08 всп./час. На рис.2а, б хорошо видно, что минимальному расстоянию между компонентами системы соответствует максимальное значение частоты зарегистрированных вспышек N/T . При представлении частоты вспышек

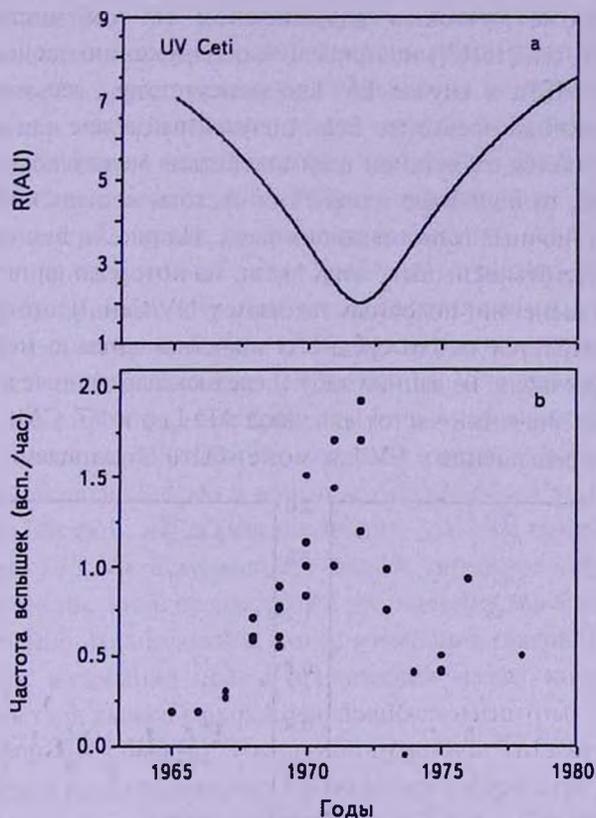
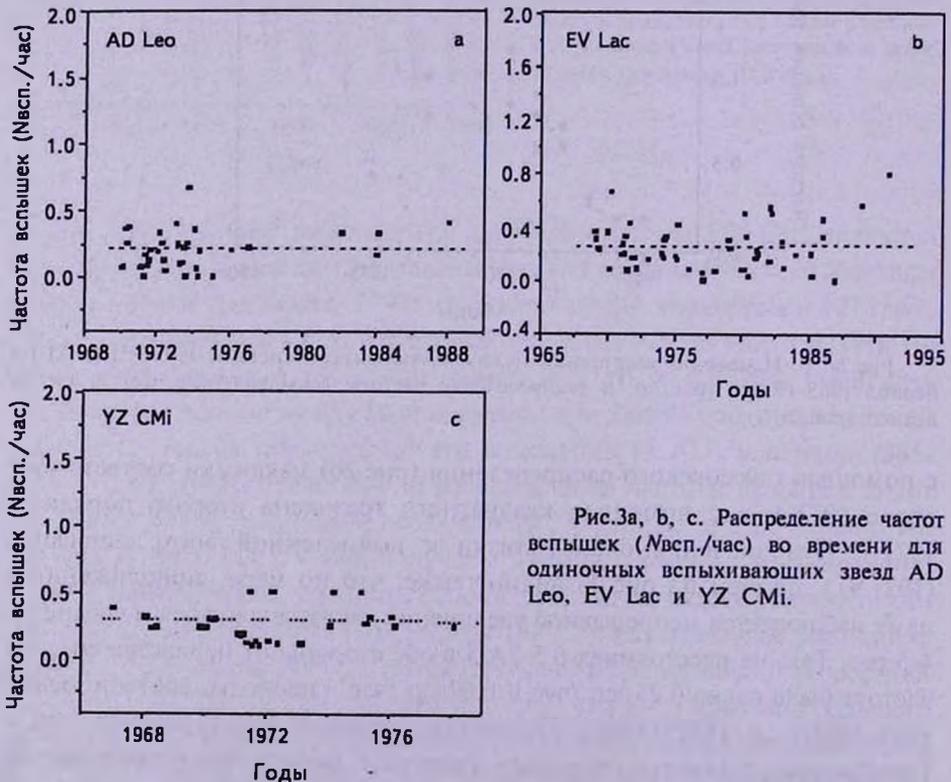


Рис.2а, б. Изменение расстояния между компонентами системы UV Ceti (в AU) в период 1965-1980гг. (рис.2а), и распределение частоты вспышек ($N_{\text{всп.}}/\text{час}$) за тот же период (рис.2б).

с помощью гауссовского распределения (рис.2б) максимум соответствует эпохе 1971.4, а с помощью квадратного трехчлена второго порядка - 1972.1. Эти значения очень близки к вычисленной эпохе периастра (1971.91), причем из рис.2б видно также, что по мере приближения к нему наблюдается непрерывное увеличение частоты вспышек в среднем в 4-5 раз. Так, на расстояниях 6.5-7AU в обе стороны от периастра средняя частота была равна 0.25 всп./час и 0.67всп./час в периоды, соответственно 1965-1968гг. и 1975-1990гг. Полученные данные подтверждают, что с уменьшением взаимного расстояния компонент частота зарегистрированных

вспышек увеличивается, а значительные отличия в последних в указанные эпохи обусловлены по-видимому лучшей чувствительностью использованных приемников, давших возможность зарегистрировать более слабые вспышки.

2.2. Звезды AD Leo, EV Lac и YZ CMi. Для сравнения рассмотрим распределение частот вспышек во времени для одиночных вспыхивающих звезд AD Leo, EV Lac и YZ CMi. Многочисленные наблюдения этих звезд с высоким астрометрическим разрешением (в том числе speckle интерферометрии, см. [16,17]) не привели к обнаружению двойственности AD Leo и YZ CMi, а в случае EV Lac присутствие весьма слабого компонента только подозревается. Если полученный выше для звезды UV Ceti результат является следствием взаимодействия между компонентами двойной системы, то подобные изменения частоты вспышек не должны наблюдаться у одиночных вспыхивающих звезд. На рис.3а, б, с приводится распределение частоты вспышек этих звезд, из которого видно, что оно не показывает изменений, подобных таковым у UV Ceti. Частота вспышек у этих звезд колеблется около среднего значения лишь с небольшими отклонениями. Как видно из данных табл.1, среднеквадратичные отклонения σ вокруг средних значений частот для звезд AD Leo и YZ CMi невелики, а их небольшое превышение у EV Lac может быть обусловлено наличием



очень слабого компаньона.

3. *Заключение.* Полученные нами результаты показывают, что частота вспышек двойной вспыхивающей звезды UV Ceti явно зависит от взаимного расстояния между компонентами, причем она, резко возрастая, получает максимальное значение именно в периастре, а минимальное значение – вблизи апоастра. Это указывает, что вспышечная активность звезды напрямую связана с орбитальным движением компонентов, хотя, конечно, не исключает и другие механизмы повышения активности. В то же время у одиночных вспыхивающих звезд частота вспышек в течение всего времени наблюдений остается почти постоянной. Изучая частоту вспышек звезды UV Ceti в период 1965-1990гг., авторы ранее пришли к выводу, что ее изменение носит циклический характер (подобный таковому у Солнца) с периодом 10-15 лет [13]. Следует отметить, что этот результат [13] получен при рассмотрении распределения частоты вспышек только с большими амплитудами ($\Delta m > 1^m.4$). Рассмотренное недавно распределение частоты вспышек вспыхивающей звезды FL Vir указало на ее возможную корреляцию с орбитальным периодом [12]. Аналогичное исследование для двойной системы CR Dra не показало ощутимой корреляции между вспышечной активностью и взаимным положением ее компонентов [11].

Таким образом, наши результаты для UV Ceti качественно совпадают с таковыми у FL Vir. Если частота вспышек зависит от взаимного расстояния компонентов так, что в периастре она максимальна, а в апоастре минимальна, то естественно предположить, что ее изменение главным образом является следствием изменения силы притяжения между компонентами и/или взаимодействия далеко распространяющихся магнитных полей в коронах и внекорональных областях. Интересно отметить, что для двойной системы UV Ceti сила гравитационного притяжения в периастре в 18 раз больше, чем в апоастре (около 3.5 раза для FL Vir и 2 раза у CR Dra). Следовательно, становится понятно, почему у UV Ceti вышеупомянутая зависимость выражена очень сильно, тогда как у CR Dra она практически незаметна.

Наконец, следует отметить, что если зависимость между частотой вспышек и взаимным расстоянием компонентов двойных вспыхивающих звезд одинакова для всех двойных систем, то при наличии достаточного количества наблюдательных данных можно попытаться решить и обратную задачу определения орбитального периода путем исследования распределения частоты вспышек.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: nmelikia@bao.sci.am

² Астрономическая обсерватория "Рамон Мария Аллер" университета Сантьяго де Компостела, Испания, e-mail: vakhtang.tamazian@usc.es

THE VARIATION OF FLARE ACTIVITY OF UV Ceti

N.D.MELIKIAN¹, V.S.TAMAZIAN², A.L.SAMSONYAN¹

Analysis of relationship between flare activity and linear distance of the components in the well known double system of flare star UV Ceti is carried out. It is shown that flare activity clearly depends on the distance between components. The higher activity level corresponds to the lower distance between components, while no correlation is being detected in single flare stars.

Key words: *stars: flare star UV Ceti*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Сообш. Бюр. обсерв., 13, 3, 1954.
2. V.A.Ambartsunian, in Proc. IAU Symp. 3, Non Stable Stars, ed. G.Herbig, Cambridge MA: Cambridge Univ. Press, 177, 1957.
3. G.Haro, in Proc. IAU Symp. 3, "Non Stable Stars", ed. G.Herbig, Cambridge MA: Cambridge Univ. Press, 26, 1957.
4. В.А.Амбарцумян, Астрофизика, 6, 31, 1970.
5. C.Allen, M.A.Herrera, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, 34, 37, 1998.
6. A.Poveda, C.Allen, M.A.Herrera, G.Cordero, C.Lavalley, Astron. Astrophys. 308, 55, 1996.
7. C.Allen, A.Santillan, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, 22, 255, 1991.
8. M.Petit, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 85, 971, 1990.
9. J.S.Lewis, Physics and Chemistry of the Solar System, Elsevier Academic Press, second edition, p.629, USA, 2004.
10. W.E.Kunkel, PhD Thesis, Univ. Texas, USA, 1967.
11. V.S.Tamazian, J.A.Docobo, Y.Y.Balega et al., Astrophys. J., 136, 974, 2008.
12. B.R.Pettersen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 368, 1392, 2006.
13. B.R.Pettersen, S.R.Sundland, S.L.Hawley, ASPC, 9, 177, 1990.
14. D.Geyer, R.Harrington, C.Worley, Astron. J., 95, 1841, 1988.
15. G.Torres, T.J.Henry, O.G.Franz, L.H.Wasserman, Astron. J., 117, 562, 1999.
16. J.A.Docobo, V.S.Tamazian, Y.Y.Balega, N.D.Melikian, Astron. J., 132, 994, 2006.
17. J.A.Docobo, V.S.Tamazian, Y.Y.Balega, N.D.Melikian, Astron. J., 140, 1078, 2010.

ДВЕ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В ВОЗНИЧЕМ

А.Л.ПОЛЬБУДАГЯН

Поступила 25 мая 2011

Принята к печати 24 августа 2011

Рассмотрены две области звездообразования в Возничем. Обе области, погруженные в темные облака, содержат звезды, среди которых есть МЗО (молодые звездообразные объекты). Обе группы звезд связаны с НН-объектами и с выбросами (прямолинейными и спиральными). $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения первой области (связанной с объектом CLN70) выявили наличие красного и синего молекулярных истечений (то есть это биполярное истечение).

Ключевые слова: *область звездообразования; молекулярное истечение; НН-объект; ИК-звезды*

1. *Введение.* Это очередная статья из серии статей, посвященных наличию молекулярного истечения из галактических темных облаков. В основном нами были рассмотрены облака Южного полушария [1,2], но в данной статье, как и в предыдущей [3], уже рассматриваются облака Северного полушария нашей Галактики. В рассмотренных облаках большей частью встречаются как синие, так и красные истечения, т.е. мы имеем дело с биполярным истечением. В данной статье рассматриваются две области звездообразования. Одна связана с группой звезд с волокнами CLN70 [4] (G4-1 [5]) и с НН-объектом, другая - с группой ИК-звезд, расположенных в виде цепочки и также с НН-объектами (эта вторая область впервые представлена в данной статье).

2. ^{12}CO наблюдения облака, связанного с CLN70. Спектры $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдений, проведенных на 14-м радиотелескопе TRA0 (Южная Корея), приводятся на рис.1, из которого можно сделать вывод о наличии красного и синего истечений из CLN70. В табл.1 в каждой ячейке отмечено наличие скорости облака +0.6 км/с (цифрой 1), а также наличие красного (0 - 5 км/с, знак +) и синего (0 - 4 км/с, знак -) истечений. В таблице ячейки те же, что и на рис.1.

Из таблицы можно сделать следующие выводы. Облако I фиксируется почти во всей регистрируемой области. Красное истечение расположено к *NW* от CLN70, а синее истечение - к *SE* от CLN70. Здесь нужно отметить также наличие красного истечения к *W* от CLN70 (0 - 6.5 км/с). Это истечение видимо вызвано звездой со спиральным отростком. Место

этой звезды в таблице указано с помощью звездочки. Данные об этой звезде, а также о сгущении на конце спирали, помещены в табл.2 (соответственно, звезды 1 и 2). Из табл.2 видно, что звезда 1 не имеет пылевой оболочки (маленькое значение $H-K$).

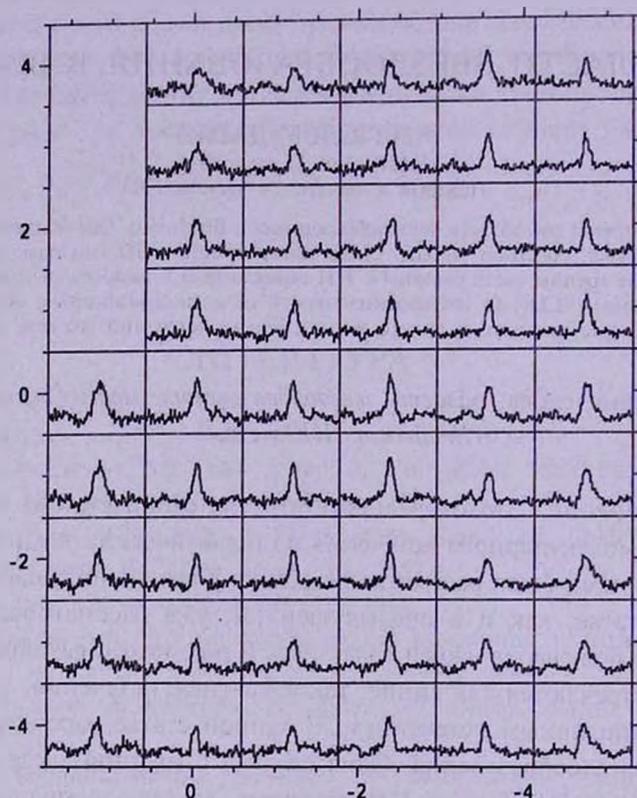


Рис.1. $^{12}\text{CO}(1-0)$ спектры окрестности объекта CLN70. В каждой ячейке по оси x отмечена радиальная скорость ($-10 \text{ км/с} < x < 10 \text{ км/с}$), по оси y - антенная температура T_a ($-2 \text{ К} < y < 17 \text{ К}$), $T_a^* = 8.59 \text{ К}$. Отсчет прямого восхождения и склонения дан в минутах дуги от $(0, 0)$, координаты которого $\alpha(2000) = 06^{\text{h}}00^{\text{m}}05^{\text{s}}.4$. $\delta(2000) = +32^{\circ}06'33''$.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО ОБЛАКА И ИСТЕЧЕНИЙ В ОКРЕСТНОСТИ ОБЪЕКТА CLN70

	1, +	1, +	1, +	1	1
	1, +	1, +	1	1	1
	1, +	1, +	1	1	1
	1, +	1	1	1	1
1, -	1, +	1	1	1, *	1, +
1, -	1	1	1	1	1, +
1, -	1	1	1	1, +	1, +
1, -	1	1	1	1, +	1, +
1	1	1	1, +	1, +	1, +

3. *Две области звездообразования.* Первая область связана с объектом CLN70. В этой области имеются как ИК-звезды, так и НН-объект (объект 6 из табл.2, см. рис.2а). В Vizier для этого объекта имеется только значение $R=18.02$, что типично для НН-объектов. В [6] предполагается, что CLN70 расположен в ассоциации Aug OB1, расстояние до которой в [7] принимается равным ~ 1170 пк, значит расстояние до CLN70 также ~ 1170 пк. Звезды в этой области звездообразования расположены в виде цепочки, причем имеется несколько спиральных волокон, связывающих

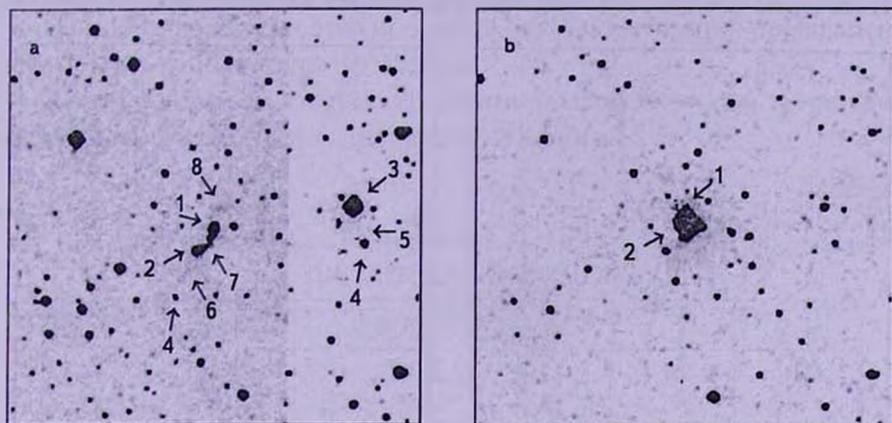


Рис.2. а) DSS2 R изображение области, содержащей объект CLN70. 1, 2 - группы звезд, составляющих объект CLN70; 3 - звезда со спиральным волокном; 4 - сгущения на концах спиральных волокон; 5, 6, 7 - спиральные волокна; 8 - НН объект. Север наверху, восток слева. Размеры изображения $6' \times 6'$. б) 2MASS K изображение области, содержащей объект CLN70. 1 - прямолинейный выброс, 2 - звезда 8 из табл.2, очень яркая в K . Север наверху, восток слева. Размеры изображения $6' \times 6'$.

звезды. В непосредственной близости от CLN70 находится звезда 1 из табл.2 (объект 3 на рис.2а). На DSS2 B изображении виден спиральный отросток (объект 5 на рис.2а), который начинается от звезды 1 и кончается сгущением 2 из табл.2. Можно предположить, что звезда 1 находится на расстоянии CLN70, так как выше было сделано предположение, что красное истечение к W от CLN70 вызвано звездой 1. На DSS2 R изображении CLN70 видно спиральное волокно, начинающееся от CLN70 и заканчивающееся на юге сгущением 13 из табл.2 (объект 6 на рис.2а). Как видно из табл.2, ИК-цвета сгущений 2 и 13 на конце спиральных волокон довольно близки. Имеется также прямолинейный выброс, исходящий из CLN70 (на 2MASS K изображении, см. рис.2б). Этот выброс на DSS2 R изображении виден в виде НН-объекта (см. рис.2а). Еще одно спиральное волокно имеется между двумя группами звезд в CLN70 (объект 7 на рис.2а), как бы связывая эти группы. Здесь нужно отметить наличие интересной звезды 8 из табл.2. Эта звезда самая яркая на 2MASS K

изображении (см. рис.2b), ее величина в K минимум на 4 величины ярче, чем у соседних звезд. Из этой звезды выходит прямолинейный выброс (см. рис.2a), который на DSS2 R изображении виден в виде НН-объекта.

Вторая область звездообразования расположена к SE от первой области. При допущении, что вторая область звездообразования также находится в Aug OB1, расстояние до нее будет ~ 1170 пк. Звезды в этой области почти полностью погружены в темное облако, в основном видны только НН-объекты (см. рис.3a). Эти объекты состоят из нескольких сгущений.

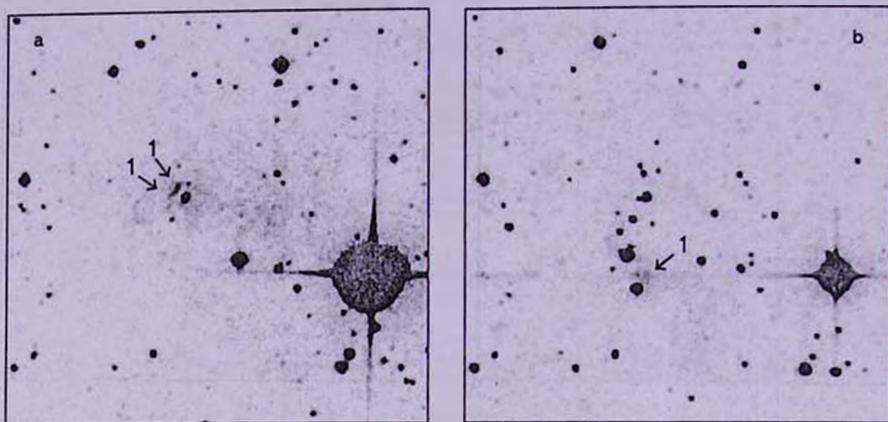


Рис.3. а) DSS2 R изображение области, содержащей вторую область звездообразования. 1 - НН объекты. Север наверху, восток слева. Размеры изображения $6' \times 6'$. б) 2MASS K изображение области, содержащей вторую область звездообразования. 1 - НН-объект. Север наверху, восток слева. Размеры изображения $6' \times 6'$.

Таблица 2

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ ИЗ ПЕРВОЙ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	J	$J - H$	$H - K$	$B - V$
1	05 ^h 59 ^m 55 ^s .62	32°06'43".97	11.253	0.113	0.054	0.539
2	05 59 54.88	32 06 12.42	13.875	0.590	0.225	0.170
3	06 00 01.38	32 05 57.29	16.466	1.176	0.642	-
4	06 00 03.84	32 06 26.75	14.194	0.793	0.504	1.45
5	06 00 04.46	32 06 27.17	15.634	1.613	2.349	-
6	06 00 04.83	32 06 43.47	-	-	-	-
7	06 00 04.93	32 06 26.84	13.209	2.024	-0.502	-
8	06 00 04.99	32 06 31.83	13.080	3.095	2.347	-
9	06 00 05.12	32 06 26.05	13.235	0.941	2.143	0.62
10	06 00 05.20	32 06 20.61	14.452	1.402	-0.587	-
11	06 00 05.70	32 05 40.34	14.519	1.639	0.996	-
12	06 00 06.35	32 06 06.30	13.170	0.677	0.215	0.710
13	06 00 07.80	32 05 26.12	15.216	0.617	0.254	2.25
14	06 00 23.80	32 04 19.9	10.395	0.095	0.097	0.286

В Vizier приводятся следующие значения для самого яркого сгущения: $B = 19.19$, $R = 17.00$. Звезды во второй области звездообразования тоже расположены в виде цепочки.

Данные о звездах в области 1 помещены в табл.2 (данные взяты из Vizier). В первом столбце таблицы приводится номер звезды, во втором и третьем столбцах - координаты звезд, в 4 -7 - цвета звезд.

Как видно из таблицы, три объекта из этой группы являются МЗО. Это звезды 5, 8 и 9 (у них большие значения $H - K$).

Данные о звездах из второй области звездообразования приводятся в табл.3 (эти данные взяты из Vizier).

В табл.3 в первом столбце дан номер звезды, во втором и третьем - координаты звезды, в 4-6 приводятся ИК-цвета.

Таблица 3

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ ИЗ ВТОРОЙ ГРУППЫ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	J	$J - H$	$H - K$
1	06 00 31.36	31 57 57.76	15.551	1.348	0.818
2	06 00 31.43	31 58 22.05	15.387	1.199	0.671
3	06 00 32.08	31 57 35.37	11.428	1.042	0.441
4	06 00 32.32	31 57 55.36	15.208	2.135	1.136
5	06 00 32.55	31 58 02.14	15.192	1.570	0.812
6	06 00 32.78	31 56 15.84	13.789	3.039	1.581
7	06 00 32.99	31 57 15.69	13.675	1.592	1.042
8	06 00 33.40	31 56 44.51	14.743	2.899	2.142
9	06 00 33.86	31 57 05.31	14.848	1.648	1.133

Как видно из таблицы, среди звезд второй области звездообразования имеется только один МЗО, это звезда 8. Отсюда можно заключить, что область 1 менее развита, чем область 2, так как в области 1 больше звезд с оболочкой, т.е. МЗО, которые менее развиты, чем остальные звезды. Во второй области звездообразования не имеется спиральных волокон.

4. *Связь звезд с точечными источниками IRAS.* Три точечных источника IRAS связаны со звездами из исследуемых двух областей звездообразования. 1. Звезда 9 из табл.2 связана с источником IRAS 05568+3206 [8]. 2. Звезда 14 с отражательной туманностью (табл.2) связана с источником IRAS R05571+3204 [9]. 3. Звезда 8 из табл.3. связана с источником IRAS 05573+3156. В табл.3 приводятся данные об этих источниках. В первом столбце приводится номер объекта, во втором - номер IRAS [8,9], в 3-5 - ИК-цвета, согласно [10].

Из табл.4 можно заключить, что цвета объекта 1, согласно [10], соответствуют типу 2 - источнику, связанному со звездой типа Т Тельца;

цвета объекта 2 соответствуют источнику, связанному со звездой типа Т Тельца (тип 2); цвета объекта 3 соответствуют источнику, связанному с мазером воды (тип 1).

Таблица 4

ТОЧЕЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ IRAS

N	IRAS	$R(1, 2)$	$R(2, 3)$	$R(3, 4)$
1	05568+3206	0.08	-0.222	-0.056
2	R05571+3204	-0.0458	0.1451	0.204
3	05573+3156	0.462	-0.155	-0.031

Отсюда можно заключить, что ИК-источники в первой области звездообразования типа источников, связанных со звездами типа Т Тельца, а во второй области - типа источника, связанного с мазером воды. Наличие источников IRAS означает, что у объектов имеются пылевые облака с низкой температурой.

5. Заключение. В статье приводятся данные об изучении двух интересных областей звездообразования в Возничем. Радионаблюдения области, связанной с объектом CLN70, показали, что имеется биполярное молекулярное истечение из объекта CLN70. Имеется также красное истечение из звезды, находящейся к *W* от CLN70. Эта звезда имеет отросток (выброс) в виде спирали со сгущением на конце. Вторая область звездообразования состоит из ИК-звезд и НН-объекта. Звезды в обеих областях звездообразования расположены в виде цепочки, причем среди этих звезд имеются МЗО. В первой области имеется три МЗО, в то время как во второй области имеется только один МЗО. Это означает, что первая область менее продвинута в эволюционном смысле, чем вторая. Два объекта из первой области связаны с точечными источниками IRAS, во второй области имеется один объект, связанный с источником IRAS, причем источники из первой области принадлежат типу источников, связанных со звездами типа Т Тельца, а источник из второй области - типу источника, связанного с мазером воды.

Автор выражает благодарность доктору Ч.В.Ли за предоставление данных о радионаблюдениях области, содержащей объект CLN70.

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

TWO REGIONS OF STAR FORMATION IN AURIGAE

A.L.GYULBUDAGHIAN

Two star forming regions in Aurigae are considered. Both regions, embedded in dark clouds, contain stars, among them are also YSOs (young stellar objects). Both groups of stars are connected with HH objects and with jets (straight and spiral). $^{12}\text{CO}(1-0)$ observations of first region (connected with the object CLN70) revealed evidence of red and blue molecular outflows (that is it is a bipolar outflow).

Key words: *star forming region:molecular outflow:HH object:IR stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. A.L.Gyulbudaghian, J.May, *Astrofizika*, 48, 101, 2005.
2. A.L.Gyulbudaghian, J.May, *Astrofizika*, 53, 565, 2010.
3. А.Л.Гюльбудагян, *Астрофизика*, 2011, в печати.
4. А.Л.Гюльбудагян, *Астрофизика*, 41, 585, 1998.
5. А.Л.Гюльбудагян, Р.Шварц, Ф.С.Назаретян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 63, 3, 1990.
6. А.Л.Гюльбудагян, Г.Б.Оганян, Л.Г.Ахвердян, *Астрофизика*, 37, 577, 1994.
7. I.Ruprecht, B.Balazs, R.E.White, *Catalogue of Star Clusters and Associations*, Suppl. 1, Budapest, 1970.
8. *IRAS Point Source Catalog, Version 2*, Washington, D.C., 1988.
9. *IRAS Point Source Reject Catalog*, IRAS, Washington, D.C., 1989.
10. J.Wouterloot, C.Walmsley, *Astron. Astrophys.*, 168, 237, 1986.

ОСОБЕННОСТИ ОРБИТАЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛЕСКА КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ ТИПА WZ Sge V1108 Her

Е.П.ПАВЛЕНКО¹, Т.КАТО², О.И.АНТОНЮК¹, А.ИМАДА³,
Р.ИШИОКА⁴, Х.МАЕХАРА⁵

Поступила 7 августа 2011

Принята к печати 24 августа 2011

Представлены результаты фотометрических наблюдений карликовой новой V1108 Her, проведенные в первичном фокусе 2.6-м телескопа им. Г.А.Шайна Крымской астрофизической обсерватории в июне-июле 2008г. через 4 года после вспышки 2004г. Найден орбитальный период системы, равный 0.05672(4) сут. Анализ наблюдений, сделанных ранее во вспышке 2004г., выявил наличие орбитального сигнала, что дает основание считать V1108 Her затменной системой. Сделана оценка отношения массы вторичного компонента к белому карлику $q = 0.068$, которая с высокой вероятностью позволяет отнести вторичный компонент системы к коричневым карликам. Орбитальные кривые блеска указывают на сложную структуру аккреционного диска, радиус которого достиг 2:1 резонанса. Предлагается объяснение квази-периодической модуляции блеска с 1/4 орбитального периода, наблюдаемой у V1108 Her и других систем типа WZ Sge.

Ключевые слова: *карликовые новые:звезды типа WZ Sge:аккреционные диски - объект:V1108 Her*

1. *Введение.* Звезды типа WZ Sge - это разновидность карликовых новых типа SU UMa, выделяющаяся большой амплитудой вспышки (более 6 зв. вел., обычно 6^m-8^m), самыми короткими орбитальными периодами (как правило, ~80-90 мин) и большим временем повторяемости вспышек, несколько десятков лет [1,2]. К карликовым новым типа WZ Sge в последнее время наблюдается повышенный интерес. Это вызвано тем, что системы типа WZ Sge, находясь на самых поздних стадиях эволюции, с большой вероятностью могут содержать вторичный компонент - коричневый карлик, заполняющий свою полость Роша и теряющий вещество через внутреннюю точку Лагранжа на белый карлик. Из-за пренебрежимо малого вклада соседнего компонента в оптическое излучение системы, в них можно изучать нерадиальные пульсации белого карлика, если таковые есть.

Впервые о вспышке V1108 Her (=Var04 Her) сообщил 13 июля 2004г. Накамура [3]. Блеск звезды, согласно его оценке, составлял 11.5 зв. вел. Прайс и др. [4] уточнили координаты звезды и нашли, что ее наблюдения затруднены из-за того, что в 1" от объекта находится более яркая звезда. Исследование Прайсом и Темплтоном пластинок Гарвардской коллекции

выявило четыре вспышки в интервале 1929-1950гг., причем, самый короткий интервал между вспышками был около 2 лет, а максимальный блеск соответствовал $\sim 10^m.5$, оцененный по пластинкам в голубой области.

Во время сверхвспышки 2004г. наблюдались короткопериодические колебания блеска - сверхгорбы. Прайс и др. [4] оценили период сверхгорбов как 0.05778 сут. Более рафинированный анализ, проведенный Като и др. [5], выявил увеличение периода в течение вспышки. Для циклов >29 , период составлял 0.05748(3) сут., а в интервале циклов от 81 до 108, он застabilизировался на величине 0.05703(8) сут. Като и др. [5] не исключили, что этот период может быть орбитальным, однако заметили, что для окончательного вывода нужны дальнейшие наблюдения. Прайс и др. [4] предложили другую величину в качестве возможного орбитального периода (0.056855 сут.). Авторы, однако, не привели кривые блеска в спокойном состоянии, поэтому профиль предполагаемой орбитальной кривой на ту пору неизвестен. Знание этого профиля очень важно, поскольку одним из критериев принадлежности карликовых новых к звездам типа WZ Sge является двугорбый профиль кривой. Величина точного значения орбитального периода необходима для оценки отношения масс компонентов двойной системы. До сих пор остаются сомнения, что найденный период сразу после окончания вспышки, действительно, является орбитальным. Недавние исследования Като и др. [5,6] показали, что у звезд типа WZ Sge положительные сверхгорбы еще долго наблюдаются после вспышки, не давая возможности определить точную величину орбитального периода.

Заметим, что все авторы измеряли суммарный блеск переменной звезды и близкого компаньона. Согласно данным AAVSO, полученным без применения светофильтров (более близким к величинам R), суммарный блеск, спустя 190 сут. после начала вспышки, колебался в пределах $15^m.5-15^m.8$ [4]. Средний блеск в полосе V , также по данным AAVSO, через 300 сут. после вспышки, был равен $16^m.5$ [7]. Специальные измерения, ставившие своей целью оценить вклад переменной звезды и соседнего компаньона, показали, что компаньон является красной звездой спектрального класса M [4,7,8], после вычета которого, V1108 Нег имел блеск $V=17^m.1$ [4,8].

Для выяснения поведения звезды в спокойном состоянии и поиска ее орбитального периода, мы провели наблюдения этой системы в 2008г. - через четыре года после вспышки.

2. Наблюдения. Наблюдения V1108 Нег были проведены в течение 9 ночей (июнь-июль 2008г.) в первичном фокусе 2.6-м зеркального телескопа им. Г.А.Шайна (ЗТШ) Крымской астрофизической обсерватории с помощью ПЗС FLI 1001E. Каждую ночь объект наблюдался в течение нескольких часов. Для максимального временного разрешения при максимальном отношении сигнала к шуму (чтобы не пропустить потенциально возможные

короткопериодические колебания блеска, связанные, например, с пульсациями белого карлика) наблюдения проводились без применения светофильтров с максимально короткой экспозицией (в разные ночи - 5 или 7 с). Всего в течение 9-ти ночей было получено 16523 измерения блеска переменной, что, вместе со временем считывания, составило порядка 44 часов наблюдений. На рис.1 приведена карта окрестности V1108 Her. Качество изображений даже в лучшие ночи ($1''.2$) было недостаточным для того, чтобы переменная звезда и близкий компаньон, расположенный в $1''$ к юго-востоку от нее, разделялись, поэтому результирующее изображение выглядело в виде эллипса.

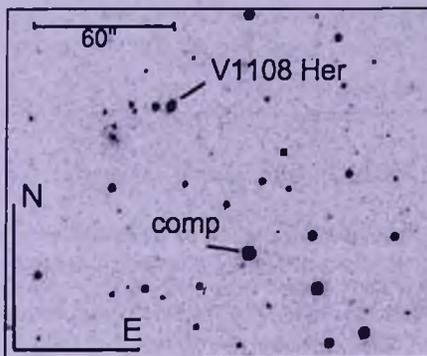


Рис.1. Карта окрестности V1108 Her.

Обработка наблюдений (учет темнового сигнала, байеса, плоского поля и измерение блеска звезд) проводилась с помощью апертурной фотометрии по программе MAXIM DL4, причем, переменный объект измерялся вместе с близким компаньоном. Для определения точности наблюдений для каждой ночи проводились специальные измерения от 15 до 25 контрольных звезд, находящихся в поле зрения. Они подбирались таким образом, чтобы блеск V1108 Her оказывался внутри диапазона блеска контрольных звезд. Для каждой ночи строилась кривая зависимости точности единичного измерения блеска от разности контрольной звезды и звезды сравнения. Точность определялась как среднеквадратическая ошибка этой разности. В качестве звезды сравнения была выбрана звезда из каталога USNO A2.0 1125-10006875 ($R=14^m.4$). На точность наблюдений в ясные ночи влияли различная яркость фона неба, вызванная изменением фазы Луны и ее углового расстояния до V1108 Her, и качество изображений. Используя полученный материал, мы смогли сравнить зависимость точности наблюдений от фона неба и качества изображений отдельно. Для этого зависимости "точность единичного измерения блеска - зв. вел." строились для выборки наблюдений с одинаковой яркостью фона неба, но разным качеством изображения (рис.2) и для другой выборки, где качество

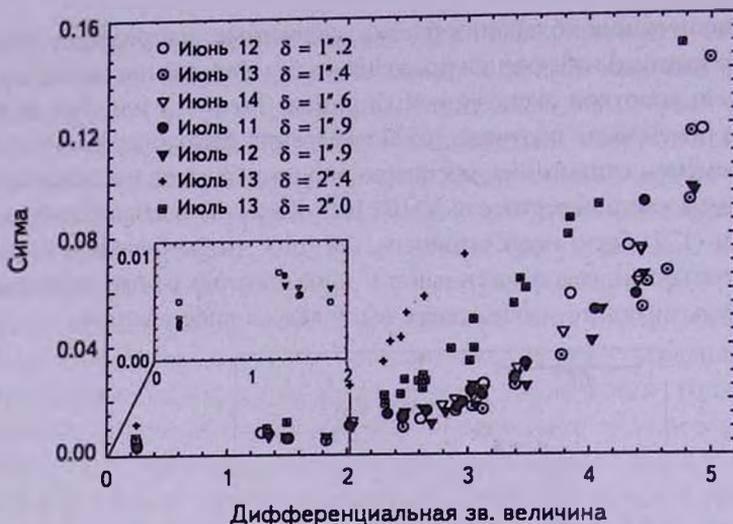


Рис.2. Пример зависимости точности единичного наблюдения разности контрольной звезды и звезды сравнения (сигма) от зв. вел. для разного качества изображений (δ) при одинаковой яркости фона неба в наблюдаемой области для наблюдений в июне (12-14) и июле (11-13). Разными значками обозначены наблюдения в отдельные ночи. Во врезке более подробно показан участок зависимости в районе изменения блеска переменной звезды. Нуль-пункт относительной шкалы зв. вел. соответствует $R = 14^m.4$.

изображений было одинаково, а фон изменялся (рис.3).

Видно, что кривые зависимости точности от зв. вел. имеют различную крутизну. Это различие вызвано неодинаковыми условиями наблюдений: переменным фоном неба и разным качеством изображения. Из анализа кривых следует, что наилучшая точность $0^m.005$ - $0^m.007$ в среднем достигалась

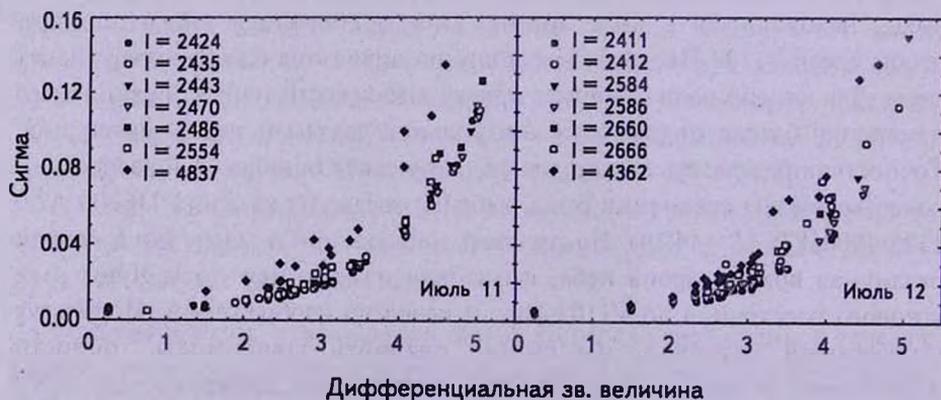


Рис. 3. Зависимость точности единичного наблюдения разности контрольной звезды и звезды сравнения (сигма) от дифференциальной зв. вел. для наблюдений 11 и 12 июля при качестве изображений $1''.9$, но разной яркости фона неба в наблюдаемой области. Яркость фона неба измерялась в одном пикселе в относительной шкале интенсивностей.

при 7-и секундной (июнь) и 5-ти секундной (июль) экспозиции для звезд, имеющих блеск $R=14^m.5-15^m.5$ при качестве изображений $1''.2-2''$. Поскольку изменения блеска переменного объекта находились в диапазоне $15^m.65-15^m.85$, то он регистрировался с точностью $0^m.005-0^m.008$ в лучшие ночи и с точностью $0^m.015-0^m.020$ - в худшие. Как видим из рис.2, для звезд ярче $16^m.4$ при одинаковой яркости неба, качество изображений мало сказывается на точности получаемых данных, которая остается лучше $0^m.010$. Для звезд слабее $16^m.4$, при ухудшении качества изображений будет ухудшаться и точность измерений: так, например, для $R=17^m.4$ ухудшение качества изображений в два раза (от $1''.2$ до $2''.4$) ухудшает точность в три с половиной раза (от $0^m.02$ до $0^m.07$)! Схожую картину мы видим и на рис.3. При одинаковом качестве изображений яркость фона начинает сказываться только для звезд слабее $16^m.4$. Для звезд с $R=17^m.4$ увеличение яркости фона неба в два раза приводит к ухудшению точности наблюдений в полтора раза.

Представленные зависимости дают возможность корректно определять значимость полученных результатов исследования переменности блеска V1108 Her. Они также важны при планировании быстрой фотометрии короткопериодических изменений блеска переменных звезд малой амплитуды в различных условиях наблюдений на ЗТШ.

3. Анализ короткопериодической переменности блеска. Инди-

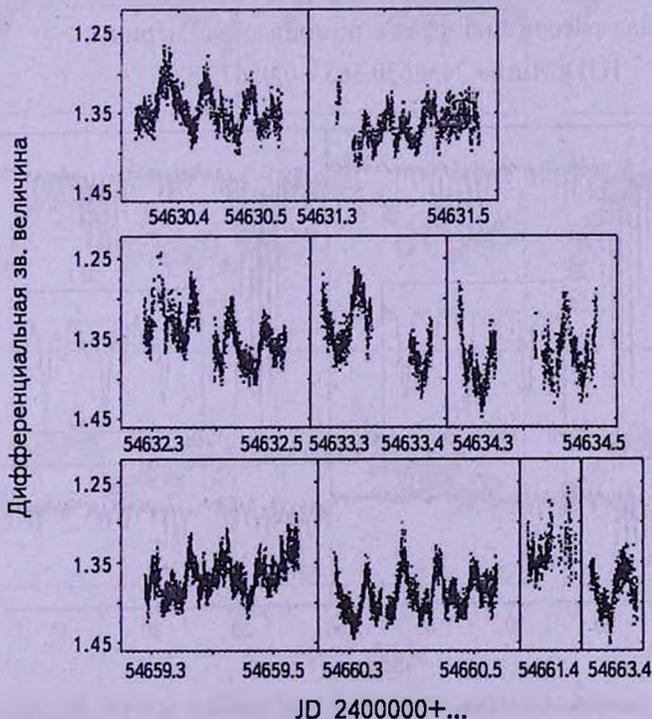


Рис.4. Индивидуальные кривые блеска V1108 Her в июне-июле 2008г.

видуальные кривые блеска VI108 Нег приведены на рис.4. В течение всего сезона наблюдений блеск переменной в целом изменялся в пределах $0^m.2$ ($R \sim 15^m.65 - 15^m.85$). Это были короткопериодические изменения блеска с характерным временем ~ 20 , ~ 40 или ~ 80 мин, которые накладывались на более медленный тренд как в сторону поярчания, так и в сторону ослабления системы, хорошо заметный в ночи, когда длительность ряда наблюдений превосходила 3-4 часа. Обращает на себя внимание и различная амплитуда колебаний.

Для выяснения природы короткопериодической переменности был проведен периодограммный анализ с использованием метода Стеллингверфа в рамках пакета программ ISDA [9,10]. Предварительно из данных каждой ночи был вычтен свой медленный тренд. Периодограммы по обеим выборкам дали указание на наиболее значимый период $0.05672(4)$ сут. (рис.5а, d, соответствующая частота обозначена как F1). Найденный период с точностью до 3-го знака после запятой совпадает с предварительной величиной орбитального периода, найденной Прайсом и др. (0.056855 сут.).

Заметим, что основная частота F1 на обеих периодограммах имеет вторую гармонику, причем, ее мощность для июльского сета наблюдений выше, чем для июньского. Наличие второй гармоники означает, что профиль короткопериодического колебания - двугорбый. Это наглядно следует из рис.5, где для каждого из трех наиболее длинных рядов наблюдений была рассчитана фаза с помощью эфемериды:

$$HJD(\text{Min}) = 2454630.365 + 0.05672E,$$

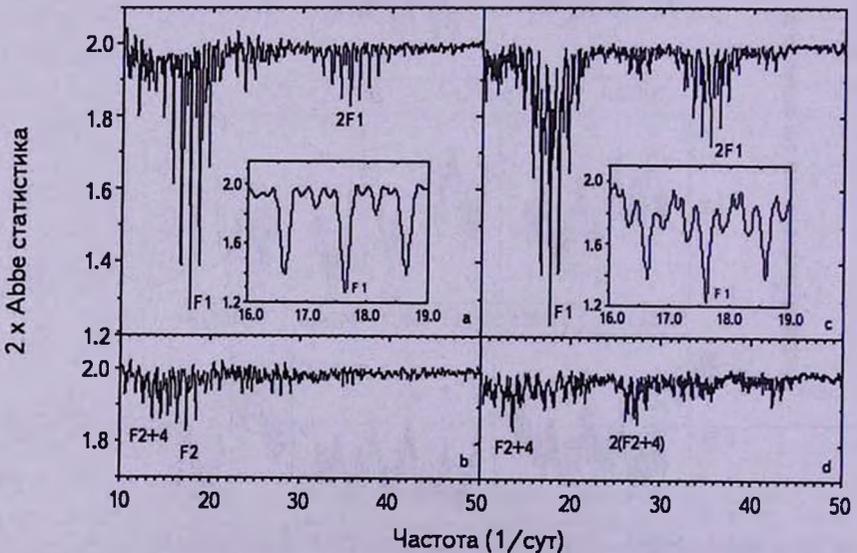


Рис.5. Периодограммы для июньских и июльских данных (а, с) и периодограммы для этих же данных за вычетом основного периода $P1$ (b, d). Во врезке даны фрагменты периодограмм в окрестности орбитального периода в увеличенном масштабе.

где E - номер цикла.

Чтобы лучше рассмотреть динамику изменчивости кривых блеска от одного цикла к другому, мы представили эти кривые для трех идущих подряд циклов $a1$ - $a3$ (JD 2454630), $b1$ - $b3$ (JD 2454659) и $c1$ - $c3$ (JD 2454660) на рис.6. Из кривых следует, что, в среднем, двугорбый профиль орбитальной кривой, претерпевает существенные значимые изменения своей структуры от цикла к циклу. Так, в течение ночи JD 2454630 первый из представленных циклов ($a1$) имеет один асимметричный горб в течение всего периода, амплитуда которого составляет $0^m.09$. Эта амплитуда постепенно уменьшается к третьему циклу ($c1$) до $0^m.065$, а нисходящая ветвь горба трансформируется во второй, несколько меньший горб. Когда горбы хорошо разделены, продолжительность каждого из них составляет половину орбитального периода. Хорошо видно, что от цикла к циклу изменяются и "полуширины" горбов, что приводит либо к их четкому разделению, либо к слиянию.

Нельзя также исключить, что изменения амплитуды вызваны действием еще одного периода в системе. Для проверки последнего предположения из

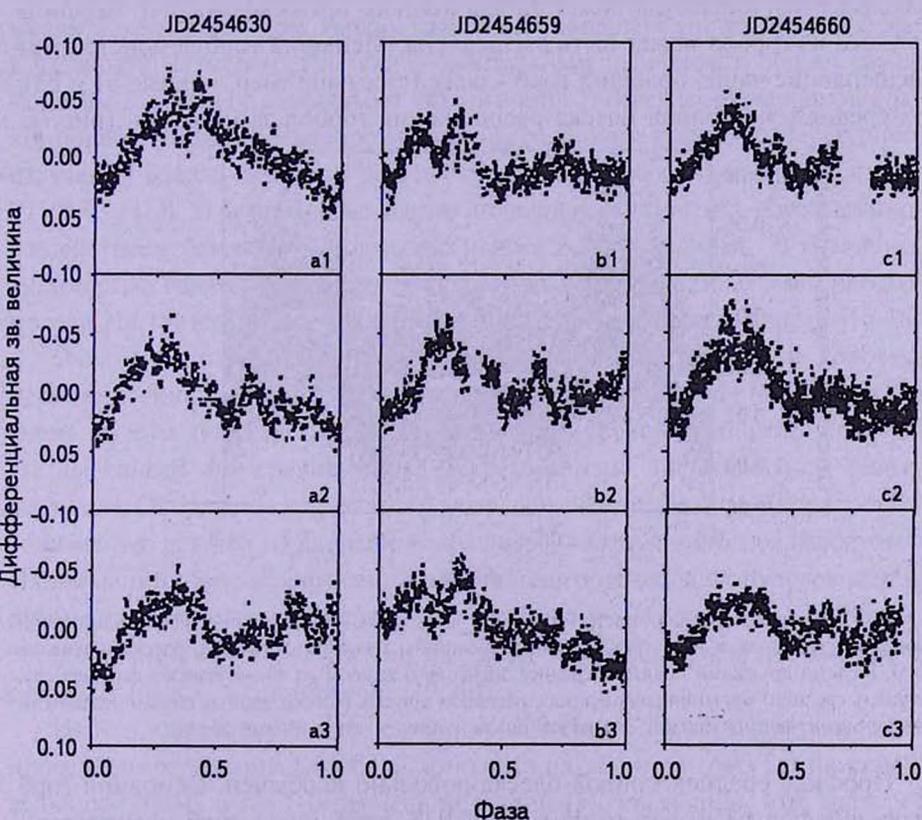


Рис.6. Свертки данных с орбитальным периодом для трех наиболее длинных рядов наблюдений (расположенных вертикально). Каждый ряд представлен кривыми трех орбитальных циклов ($a1$ - $a3$, $b1$ - $b3$, $c1$ - $c3$), идущих подряд.

данных каждого сета наблюдений был вычтен основной период (рис.4b, d), после чего для этих данных были получены соответствующие периодограммы, на которых обращает на себя внимание небольшой сигнал на частоте F2 (июньские данные). Мощность этого сигнала в 5 раз слабее мощности основного сигнала. Интересно, что частота F2 формально соответствует периоду 0.05749(4) сут., который в пределах точности совпадает с уточненным периодом положительных сверхгорбов 0.05748(3) сут. [5]. Периодограмма для июльских данных не содержит пика на частоте F2, но содержит пик на суточно сопряженной частоте F2+4. В данной работе мы не обсуждаем, насколько реально то, что остаточные колебания блеска могут быть связаны с "ущелевшими" сверхгорбами после вспышки 2004 г. Однако очевидно, что очень маленькая амплитуда этого сигнала не окажет существенного влияния на изменения амплитуды орбитальных кривых блеска. Скорее всего, наблюдаемый эффект вызван иной причиной.

В среднем по данным представленной выборки амплитуда большего горба на орбитальных кривых колеблется от $0^m.09$ до $0^m.06$. Отметим, что максимальная амплитуда может иногда немного превосходить $0^m.1$. Вершина каждого из горбов может быть расщеплена. Меньший горб демонстрирует расщепление чаще, больший горб - реже (см., например, кривые b1 и b3). На средней же кривой блеска расщепления горбов замываются (рис.7).

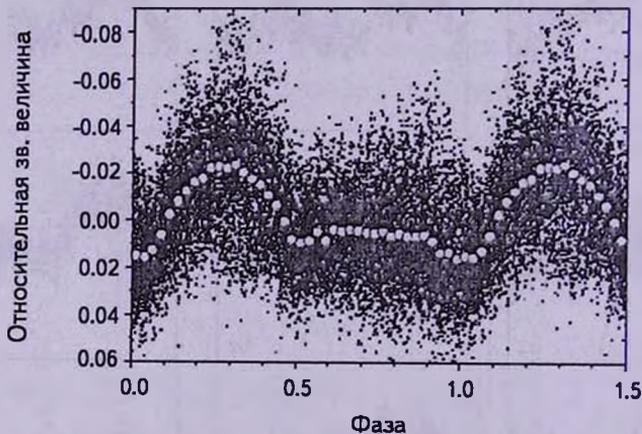


Рис.7. Свертка данных, построенная для всех ночей наблюдений. Из каждой ночи предварительно был вычтен тренд, соответствующий плавному изменению блеска в течение ночи. Белыми кружками показано среднее значение в каждом из 40 интервалов фаз периода. Точность среднего значения соизмерима с размером кружка, разброс данных вызван реальными изменениями формы кривой блеска от цикла к циклу, описанными выше.

Профиль средней кривой блеска довольно необычен. Основной горб округлой формы имеет амплитуду $0^m.038$, вторичный горб, фактически трапециеподобной формы с плоским максимумом, длящимся 0.3 периода, имеет амплитуду $0^m.01$. Менее глубокий минимум приходится на фазу 0.5,

а более глубокий (и несколько более широкий)- на фазу 0.0. Оба минимума выглядят как мелкие затмения.

Зная орбитальный период P_{orb} и уточненную величину периода сверхгорбов P_{sh} , можно определить величину ϵ :

$$\epsilon = (P_{sh} - P_{orb}) / P_{orb}.$$

Используя соотношение, связывающее ϵ и отношение массы вторичного компонента к первичному q [11]

$$\epsilon = 0.18q + 0.29q^2.$$

находим $\epsilon = 0.0135$, и, следовательно, отношение масс $q = 0.068$. Масса белого карлика в этой системе неизвестна, можно лишь указать, что она лежит в диапазоне 0.6-1.4 солнечных масс [12]. Соответственно, масса вторичного компонента ограничена 0.095 и 0.041 массой Солнца, т.е., с большой вероятностью вторичный компонент системы является коричневым карликом.

4. Обсуждение: Особенности орбитальной кривой V1108 Her.

Орбитальную модуляцию блеска в спокойном состоянии системы удастся выявить далеко не у всех карликовых новых вообще и систем типа WZ Sge, в частности. Изменения блеска с орбитальным периодом в общем случае могут быть связаны с различными механизмами: 1) переизлучением вторичным компонентом (звездой-донором) падающего на него высокотемпературного излучения белого карлика ("эффект отражения"), как, например, в случае V1500 Cyg [13], 2) эллипсоидальностью вторичного компонента, обусловленной воздействием близкого и более массивного белого карлика, 3) различной видимостью горячего пятна на аккреционном диске в рамках классической модели [14,15] или горячей линии в рамках альтернативной модели [16-18].

Очевидно, что первые два механизма не подходят для таких короткопериодических систем, к которым относятся звезды типа WZ Sge, из-за очень малого вклада в общее излучение (в видимом диапазоне спектра) звезды-донора по сравнению с аккреционным диском и/или белым карликом. Объяснение орбитальной модуляции блеска, вызванной различной видимостью деталей на аккреционном диске, кажется наиболее вероятным. Наибольший шанс обнаружения орбитального периода фотометрическим путем в этом случае имеют системы с высоким наклоном. Затменная деталь в системах с достаточно высоким наклоном видна во время сверхвыпешек (см., например, [19,20]).

Используя данные наблюдений V1108 Her, полученные в результате проведения кампании VSNET и дополнив их данными AAVSO на стадии вспышки 2004г. и пост-вспышечной стадии [5], мы нашли, что, наряду с мощным сигналом на периоде сверхгорбов 0.05778 сут., присутствует и гораздо более слабый сигнал, соответствующий периоду 0.056750(9) сут., который в пределах точности совпадает с орбитальным периодом, найденным

нами четыре года спустя. На рис.8 представлена периодограмма (вверху) и свертка с периодом 0.05675 сут. после вычета периода сверхгорбов (внизу).

Периодограмма строилась с помощью метода Стеллингверфа [21]. Средняя кривая блеска по своим параметрам похожа на орбитальную кривую V1108 Нег: она имеет двугорбый профиль, амплитуда большего горба составляет $\sim 0^m.03$, второго - в два раза меньше, причем, второй горб расщеплен на два.

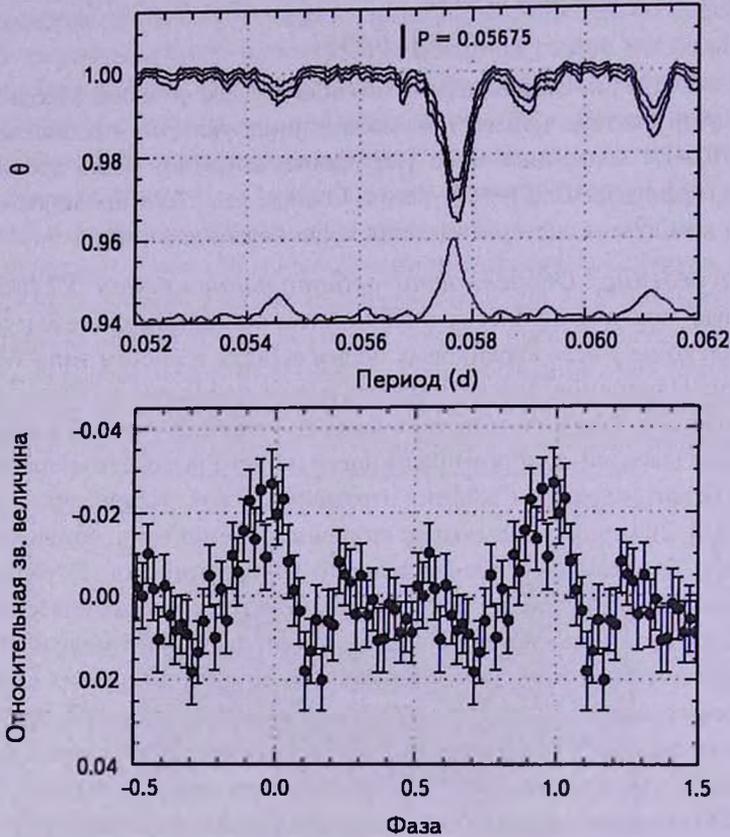


Рис.8. Верхняя панель: периодограмма в окрестности периода сверхгорбов и орбитального периода с 90% доверительным интервалом. Период сверхгорбов по всем данным (вспышка + пост-вспышечная стадия) совпадает с периодом, полученным Прайсом и др. 0.05778 сут. [4]. Вертикальной черточкой указано местоположение орбитального периода. В нижней части приведена функция спектрального окна. Нижняя панель: свертка данных с орбитальным периодом.

Обнаружение орбитальной переменности во время вспышки 2004 г. не только является новым аргументом в пользу интерпретации периода 0.05672(4) сут. как орбитального, но и указывает на то, что V1108 Нег является *затменной системой*. Следует отметить, что затмения наблюдались непосредственно во время вспышки 27 июня, когда они случались после

максимума сверхгорба (в точности как на рис.4 [19]).

Профиль известных орбитальных кривых блеска систем типа WZ Sge различен. Он может представлять собой одну синусоидальную волну, как, например, у HV Vir [22], EG Cnc [23] или двугорбую волну с хорошо разделенными горбами, где каждый из них длится половину периода и имеет равную (или почти равную) амплитуду. Двугорбые кривые блеска известны у таких систем, как, например, WZ Sge [24], V455 And [25,26], AL Com [27], SDSS J0804 [28], SDSS J123813.73-033933.0 [29], BW ScI [30], SDSS J161033.64-010223.3 [31], SDSS J013701.06-091234.9 [32]. Рогозецкий и Шварценберг-Черни [33] обнаружили, что у одной и той же звезды может наблюдаться переключение с одногорбой кривой на двугорбую, как, например, у WX Cet, и обратили внимание, что этот феномен регистрировался и у WZ Sge [24].

Иногда один или оба горба на кривых блеска систем типа WZ Sge показывают как бы раздвоение (или "дип" (dip)), из-за чего на периодограмме может появиться пик на $1/4$ орбитального периода.

Кржеминский и Смак [24] еще в 1971 г. предложили свое объяснение двугорбой орбитальной кривой блеска WZ Sge: каждый из горбов связан с одним и тем же горячим пятном на диске, только один из них соответствует расположению горячего пятна на передней стороне диска по отношению к наблюдателю, а второй - на противоположной и наблюдению его сквозь прозрачный диск. Очевидно, что центральная область диска только частично прозрачна, и, когда горячее пятно расположено в точности позади этой области, должно регистрироваться резкое понижение блеска (дип) на втором горбе. Подобное явление как раз и наблюдается у WZ Sge в минимуме блеска. Прозрачность диска у звезд типа WZ Sge может быть следствием очень низкого темпа переноса вещества от вторичной звезды. Средний профиль орбитальной кривой блеска SDSS J0804 хоть и напоминает WZ Sge, но индивидуальные кривые могут быть двугорбыми с одинаковыми амплитудами горбов безо всяких расщеплений, либо с расщеплениями одного или обоих горбов [27,34]. Последнее обстоятельство отвергает возможность предложенной модели, по крайней мере, для SDSS J0804. Другое объяснение двугорбой кривой связано со спиральной структурой аккреционного диска, предсказанной еще в 1979г. Лин и Папалоизу [35] на примере кривой блеска WZ Sge. Авторы рассчитали, что подобная структура возникает только в дисках, простирающихся до 2:1 резонанса, что возможно только при экстремально низком отношении масс компонентов < 0.1 . В их моделях двухрукавная структура сохраняется даже при выключенном переносе вещества от звезды-донора к звезде-аккретору, а ширина спиральных ветвей зависит от вязкости. Осаки и Мейер [36] первые продемонстрировали, что причиной так называемых "ранних сверхгорбов" также является 2:1 резонанс, достигаемый при

$q < 0.09$. Расчеты Авилеса и др. [37] показали, что двугорбая структура короткопериодической карликовой новой SDSS J123813.73-033933.0 хорошо описывается в рамках модели с 2:1 резонансом при низкой вязкости аккреционного диска.

Что касается V1108 Her, орбитальная кривая блеска этой карликовой новой не похожа ни на типичные одногорбые, ни на типичные двугорбые кривые, которые встречаются у звезд типа WZ Sge. От двугорбых кривых блеска звезд типа WZ Sge, V1108 Her отличается тем, что структура меньшего горба на ее кривой блеска очень изменчива, он может вообще пропадать, а его усредненный профиль выглядит скорее как невысокое плато (однако в отдельных циклах оба горба могут быть хорошо разделенными и иметь близкую амплитуду (см. рис.6, а3). От одногорбых синусоидальных орбитальных кривых, таких как у HV Vir и EG Snc, V1108 Her отличается тем, что основной горб на ее кривой блеска длится всего половину орбитального периода. В таком представлении среднюю кривую V1108 Her можно рассматривать как одногорбую с касательным затмением на фазе 0.5.

Общим свойством кривой блеска V1108 Her с двугорбыми кривыми звезд типа WZ Sge является эпизодическое удвоение каждого из горбов, т.е., периодичность, равная четверти орбитального периода. Эта периодичность пропадает после вычитания из данных орбитальной модуляции с четырьмя гармониками, поэтому она не может быть связана с нерадиальными пульсациями белого карлика.

Като и др. [5] ранее оценили радиус аккреционного диска V1108 Her в конце вспышки 2004г. ($0.499a \pm 0.149a$, где a - расстояние между компонентами) и показали, что в пределах ошибок он может соответствовать радиусу, где реализуется 2:1 резонанс. С другой стороны, отношение масс $q = 0.068$ и двугорбый профиль по крайней мере некоторых кривых, в соответствии с [35], также говорит о том, что аккреционный диск в этой системе достиг 2:1 резонанса. Аккреционный диск, близкий к 2:1 резонансу, имеет период вращения, равный половине орбитального периода и любая структура (типа блоба) встречает приливное возмущение дважды в течение этого периода, создавая сигнал, равный 1/4 орбитального периода, что и наблюдается на кривых блеска V1108 Her.

Отметим, что сложная и изменчивая структура аккреционного диска V1108 Her, а также "загрязняющий" вклад близко расположенной звезды поля, не дают возможности однозначно идентифицировать затменную деталь. Необходимы дальнейшие высокоточные исследования этой интересной системы для изучения особенностей структуры аккреционных дисков карликовых новых с экстремально малым отношением масс.

Е.П.Павленко благодарна Н.А.Катышевой за замечания при чтении рукописи. Данные исследования были частично выполнены в рамках целевой

программы НАН Украины "Космомикрофизика".

¹ Научно-исследовательский институт "Крымская астрофизическая обсерватория", Крым, Украина, e-mail: sana_duka@mail.ru

² Отдел Астрономии, университет Киото, Япония

³ Астрофизическая обсерватория Окаямы, Национальная Астрономическая Обсерватория Японии, Япония

⁴ Телескоп Субару, Национальная Астрономическая Обсерватория Японии, Северная А'Охоку Площадь, Хило, HI 96720, США

⁵ Обсерватории Квazan и Хида, Университет Киото, Япония

PECULIARITIES OF THE ORBITAL BRIGHTNESS VARIABILITY OF THE WZ Sge TYPE DWARF NOVA, V1108 Her

E.P.PAVLENKO¹, T.KATO², O.I.ANTONYUK¹, A.IMADA³,
R.ISHIOKA⁴, H.MAEHARA⁵

The photometric observations of the dwarf nova V1108 Her have been carried out at primary focus of the Shajn 2.6-m telescope of the Crimean astrophysical observatory in 2008 June-July, in 4 years after 2004 outburst. The orbital period of 0.05672(4) day is found. Analysis of observations made earlier during outburst revealed the evidence of orbital signal that refers the V1108 Her to eclipsing system. The mass ratio of secondary component to primary is found (0.068), that with a high probability allows to consider a secondary component of this system as the brown dwarf. The orbital light curves point to a complex accretion disc structure which radius reached 2:1 resonance. The explanation of quasi-periodical brightness modulation with 1/4 orbital period in V1108 Her and other WZ Sge-type systems is presented.

Key words: *dwarf novae:WZ Sge stars:accretion discs - individual:V1108 Her*

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Bailey, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 41, 1979.
2. T.Kato, Y.Sekine, R.Hirata, Publ. Astron. Soc. Japan, 53, 1191, 2001.
3. S.Nakano, Y.Nakamura, K.Itagaki et al., IAU Circ., 8363, 1, 2004.
4. A.Price, B.Gary, J.Bedient et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 116, 1117, 2004.

5. *T.Kato, A.Imada, M.Uemura et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **61**, S395, 2009.
6. *T.Kato, H.Maehara, M.Uemura et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **62**, 1525, 2010.
7. *D.R.Ciardi, S.Wachter, D.W.Hoard et al.*, Astron. J., **132**, 1989, 2006.
8. *R.Ishioka, K.Sekiguchi, H.Maehara*, Publ. Astron. Soc. Japan, **59**, 929, 2007.
9. *Я.Пельт*, Частотный анализ астрономических временных рядов, Таллин, 1980.
10. *J.Pelt*, Irregularity Spaced Data Analysis. User Manual, Helsinki, 1992.
11. *J.Patterson*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **110**, 1132, 1998.
12. *D.M.Townsley*, 15th European White Dwarf Workshop, AIP Conference Proceedings, **372**, 557, 2006.
13. *А.А.Литвинцова, Е.П.Павленко, С.Ю.Шугаров*, Астрофизика, **54**, 47, 2011.
14. *J.Smak*, Acta Astronomica, **21**, 15, 1971.
15. *B.Warner, E.Nather*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **152**, 219, 1971.
16. *О.А.Кузнецов, Д.В.Бисикало, А.А.Боярчук и др.*, Астрон. ж., **78**, 997, 2001.
17. *Т.С.Хрузина, А.М.Черепашук, Д.В.Бисикало и др.*, Астрон. ж., **78**, 625, 2001.
18. *Т.С.Хрузина, А.М.Черепашук, Д.В.Бисикало и др.*, Астрон. ж., **80**, 239, 2003.
19. *T.Kato et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, **61**, 601, 2009.
20. *T.Kato et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan, 2011, in press.
21. *R.F.Stellingwerf*, Astrophys. J., **224**, 953, 1978.
22. *E.M.Leibowitz, H.Mendelson, A.Bruch et al.*, Astrophys. J., **421**, 771, 1994.
23. *K.Matsumoto, T.Kato, K.Ayani, T.Kawabata*, IBVS, **4613**, 1, 1998.
24. *W.Krzeminski, J.Smak*, Acta Astronomica, **21**, 133, 1971.
25. *S.Araujo-Betancor, B.T.Gansicke, H.-J.Hagen et al.*, Astron. Astrophys., **430**, 629, 2005.
26. *N.Katysheva, S.Shugarov*, 16th European White Dwarf Workshop. Journal of Physics: Conference series. - Barcelona, **172**, 012044, 2009.
27. *J.Patterson, T.Augusteijn, D.Harvey et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **108**, 748, 1996.
28. *E.PPavlenko*, 16th European White Dwarf Workshop. Journal of Physics: Conference series. - Barcelona, **172**, 012071, 2009.
29. *S.V.Zharikov, G.H.Tovmassian, R.Napiwotzki et al.*, Astron. Astrophys., **449**, 645, 2006.
30. *T.Augusteijn, L.Wisotzki*, Astron. Astrophys., **324**, L57, 1997.
31. *P.A.Woudt, B.Warner*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **348**, 509, 2004.
32. *M.L.Pretorius, P.A.Woudt, B.Warner et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **352**, 1056, 2004.
33. *P.Rogoziecki, A.Schwarzenberg-Cherny*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **323**, 850, 2001.
34. *E.Pavlenko, O.Antoniuk, K.Antoniuk et al.*, 17th European White Dwarf Workshop, AIP Conference Proceedings, **1273**, 332, 2010.
35. *D.N.C.Lin, J.Papaloizou*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **186**, 799, 1979.
36. *Y.Osaki, F.Meyer*, Astron. Astrophys., **383**, 574, 2002.
37. *A.Aviles, S.Zharikov, G.Tovmassian et al.*, Astron. J., **711**, 389, 2010.

ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. VII. ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА-АРО В ОБЛАСТИ ТУМАННОСТИ GM 2-41

Е.Г.НИКОГОСЯН, Т.Ю.МАГАКЯН, Т.А.МОВСЕСЯН

Поступила 20 июня 2011

Принята к печати 24 августа 2011

В окрестности туманности GM 2-41 в области с площадью $14' \times 14'$, в центре III-области DR 15, расположенной на южной периферии ассоциации Суг OB2, обнаружено пять новых объектов Хербига-Аро (НН 1036-1040). Четыре из них имеют многокомпонентную структуру, типичную для НН-потоков. По архивным изображениям телескопа Spitzer в объекте НН 1036 было выявлено наличие эмиссии молекулярного водорода. Кроме того, были обнаружены также две новых инфракрасных туманности, которые освещаются очень красными молодыми звездными объектами.

Ключевые слова: *НН-объекты:области звездообразования - объект: GM 2-41*

1. *Введение.* Область Млечного пути, расположенная в направлении созвездия Лебедя, выделяется обилием различных признаков активного звездообразования: здесь наблюдаются OB-ассоциации, компактные III-области, молодые открытые звездные скопления, мазеры, биполярные истечения, объекты типа FU Ori и др. К сожалению, исследования в этой области затрудняются незнанием точного расстояния объектов. В некоторых случаях оценки расстояния одного и того же объекта колеблются от 600 пк до 1-2 кпк, а иногда и больше. Очень часто наблюдаются несколько очагов звездообразования, которые проецируются друг на друга.

Одним из наиболее выраженных молодых звездных комплексов в Лебеде является широко известная область Сугnus X, включающая несколько OB-ассоциаций. По мнению ряда авторов, наиболее "влиятельной" из них является Суг OB2 с возрастом от 1 до 4 Мугс, в которой обнаружено порядка 2600 OB-звезд [1-4]. Неудивительно, что этой области посвящено очень большое количество работ, исследующих различные аспекты процесса звездообразования и эволюции молодых звездных объектов практически во всех диапазонах электромагнитного излучения [4]. Тем не менее, до сегодняшнего дня, именно в этой области практически не были обнаружены потоки Хербига-Аро, в отличие от расположенных по соседству туманностей Северная Америка и Пеликан [4,5] и ассоциации Суг OB7 [6].

Данная работа, являясь продолжением обзора темных молекулярных

облаков и областей звездообразования, проводимого на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории ([7] и ссылки в этой статье), посвящена поиску истечений из молодых звезд вокруг небольшой конусообразной туманности GM2-41 (RNO 122). Эта туманность, хорошо заметная в оптическом диапазоне [8-10], находится близ центральной части области HII DR15, расположенной на южной периферии ассоциации Суг OB2 и наблюдаемой в основном в радиодиапазоне. Расстояние до нее оценивается в 1 кпк [11-13]. В пределах DR15 расположены, в частности, несколько ультракомпактных областей HII, связанных со звездными объектами большой массы, а также компактное инфракрасное скопление молодых звездных объектов [14,15], расположенное всего в 4-х угловых минутах от GM2-41. В пределах этого скопления находится также источник IRAS 20306+4005, очень заметный в дальнем ИК-диапазоне. На вид области в оптическом диапазоне большое влияние оказывает значительный градиент межзвездного поглощения.

В данной статье описаны результаты поисков объектов Хербига-Аро (далее HH-объектов) и коллимированных истечений. Данная область богата и H α -эмиссионными звездами, которые будут подробно рассмотрены в следующей работе [16].

2. *Наблюдения.* Изображения изучаемой области размером 14' x 14' и масштабом 0.42"/пикс были получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории с помощью камеры SCORPIO и CCD форматом 2063 x 2058 пикс. Для поиска и выявления HH-объектов при наблюдениях были использованы узкополосные интерференционные фильтры [SII] ($\lambda_c = 6725\text{\AA}$, $\Delta\lambda = 75\text{\AA}$) и H α ($\lambda_c = 6560\text{\AA}$, $\Delta\lambda = 85\text{\AA}$). Даты наблюдений и суммарное время накопления в отдельных фильтрах приводятся в табл.1. Первичная обработка изображений была выполнена согласно стандартной процедуре.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Дата	<i>I</i>	[SII]	H α
22.09.04	600	2400	-
18.10.04	600	-	2400

В работе были использованы также данные ЖНК-фотометрии ближнего инфракрасного обзора 2MASS. Поиск звездных истечений в инфракрасном диапазоне был осуществлен на изображениях, полученных с помощью камеры IRAC (3.6 μm , 4.5 μm , 5.8 μm и 8.0 μm) из архива данных космического телескопа Spitzer. Архивные изображения были получены по программам "Dark Clouds" (P00219) и "Spitzer observations of Luminous Blue Variables"

(P30188). К сожалению, область, где проводились наблюдения на телескопе Spitzer, лишь на небольшом участке перекрывается с оптическими.

3. Результаты.

3.1. *Оптический диапазон.* Поиск НН-объектов был осуществлен с помощью широко распространенного метода сопоставления изображений, полученных в узкополосных фильтрах, соответствующих эмиссиям $H\alpha$ и $[SII]$, с континуальными изображениями в фильтре I . Нам удалось обнаружить 5 НН-объектов и НН-потоков. Все эти объекты отмечены на рис.1, где показано изображение исследуемой области в лучах $[SII]$. На том же рисунке отмечены и обнаруженные в этой области звезды с $H\alpha$

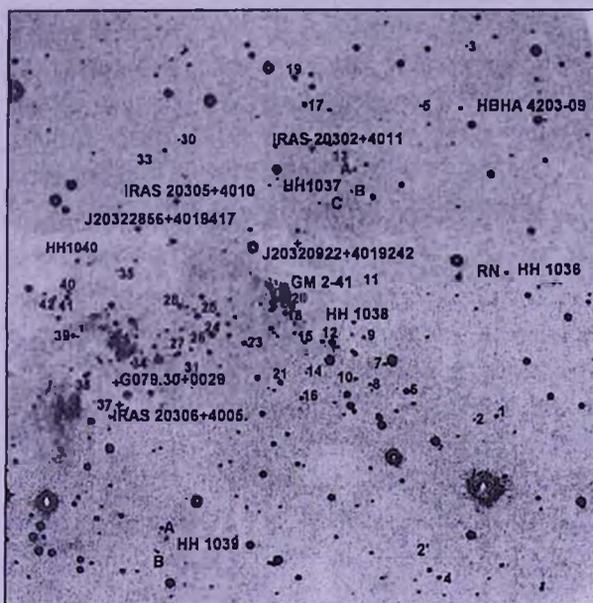


Рис.1. Изображение исследуемой области в фильтре $[SII]$. Номера обозначены звезды с $H\alpha$ -эмиссией; другие объекты рассмотрены в тексте статьи.

эмиссией, которые, как уже указывалось, будут рассмотрены отдельно [16]. Кроме того, в электронной версии данной статьи приводится цветное изображение области, где также отмечены все обнаруженные НН-объекты. Координаты НН-объектов, приведенные в табл.2, определены по R -картам обзора DSS2. Для наиболее слабых объектов, которые неразличимы на картах этого обзора, координаты определялись с помощью ближайших звезд. Детальное описание всех НН-объектов приводится ниже. Отметим, что удаленность области и большое количество звезд делают однозначное отождествление источников НН практически невозможным. Поэтому мы лишь перечисляем в качестве вероятных кандидатов наиболее близко расположенные и интересные, на наш взгляд, молодые звездные объекты.

КООРДИНАТЫ НН-ОБЪЕКТОВ

Объекты	RA (2000)	Dec (2000)
НН 1036	20 ^h 31 ^m 41 ^s	+40°18'32"
НН 1037 А	20 ^h 32 ^m 02 ^s .5	+40°20'56"
НН 1037 В	20 ^h 32 ^m 03 ^s	+40°20'28"
НН 1037 С	20 ^h 32 ^m 06 ^s	+40°20'10"
НН 1038	20 ^h 32 ^m 05 ^s	+40°17'10"
НН 1039 А	20 ^h 32 ^m 23 ^s .5	+40°13'10"
НН 1039 В	20 ^h 32 ^m 25 ^s	+40°12'50"
НН 1040	20 ^h 32 ^m 30 ^s	+40°19'02"

НН 1036. Детальное изображение объекта НН 1036 в лучах [SII] и $H\alpha$ приводится на рис.2. НН-объект имеет вытянутую структуру, по крайней мере, с четырьмя хорошо выраженными сгустками (a, b, c и d). Относительная интенсивность яркости сгустков в лучах [SII] и $H\alpha$ заметно отличается, что свидетельствует о разных уровнях возбуждения. Наименьший уровень возбуждения, по всей видимости, имеет еле различимый на изображении $H\alpha$ и в то же время наиболее яркий в лучах [SII] сгусток "a". Объект НН 1036 до того был также описан в работе [17], однако в то время ему не было присвоено постоянного номера. Если принять расстояние области за 1 кпк, то общий размер НН 1036 будет составлять примерно 0.15 пк. Вместе с вытянутой морфологией это позволяет считать его отдельным НН-поток.

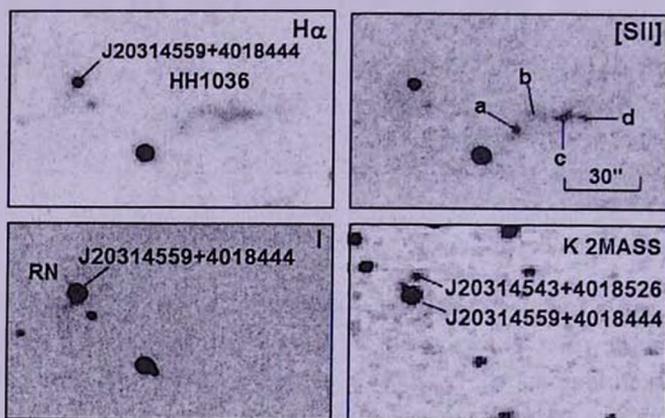


Рис.2. Вид объекта НН 1036 и отражательной туманности RN в различных спектральных диапазонах.

НН 1037. Объект НН 1037 представляет собой группу, состоящую из трех почти звездообразных сгустков А, В и С, (рис.1.), которые хорошо различимы на фоне области НII. Относительная яркость сгустков в [SII] и $H\alpha$ практически одинакова.

НН 1038. Этот очень слабый звездообразный НН-объект одинаково хорошо различим как на [SII], так и на $H\alpha$ -изображениях. Он расположен в непосредственной близости от эмиссионной звезды 12 [16]. Не исключается, что именно она и является его источником.

НН 1039. НН 1039 состоит из двух отдельных сгустков А и В (см. рис.1). На $H\alpha$ -изображении оба сгустка едва различимы на ярком фоне НН-области, поэтому оценить уровень их возбуждения трудно. Компонент В имеет хорошо выраженную дугообразную форму ударного фронта. Исходя из морфологии, можно предположить, что источник этого НН-объекта расположен к северу-западу и им может быть одна из многочисленных молодых звезд, расположенных в данном направлении.

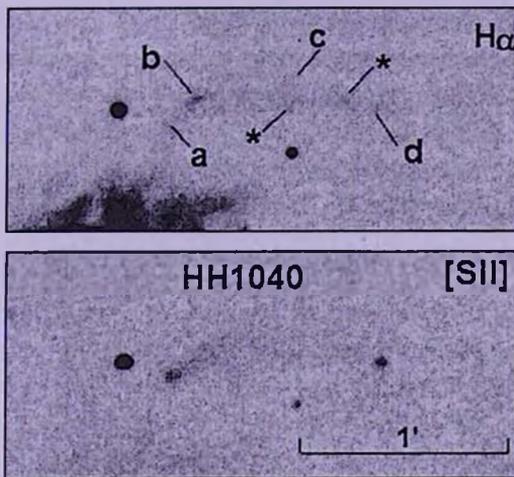


Рис.3. Изображение объекта НН 1040 в $H\alpha$ и [SII]. Буквами обозначены отдельные сгустки, а звездочками - проецирующиеся звезды.

НН 1040. Этот НН-объект детально показан на рис.3. Подобно НН 1036, он имеет вытянутую структуру потока, ориентированного в направлении восток-запад. В нем хорошо различимы четыре сгустка, отличающиеся по уровню возбуждения. В частности, стоит отметить, что сгустки с особо низким уровнем возбуждения, т.е. очень яркие в эмиссии [SII] "а" и "d", располагаются в начале и в конце этого потока. Кроме того, в [SII] значительно лучше видна его общая диффузная оболочка. При расстоянии 1 кпк протяженность потока НН 1040 составит не менее 0.2 пк.

Туманность GM 2-41 (RNO 122). Объект GM 2-41 (RNO 122), ранее классифицированный как отражательная туманность, судя по его изображениям в I и JHK , а также относительно высокой яркости на O -карте Паломарского атласа, имеет смешанный континуально-эмиссионный (C+E) спектр. Его коническая форма обусловлена, скорее всего, большим

градиентом поглощения. Имеющиеся данные не позволяют однозначно указать звезду, подсвечивающую GM 2-41.

3.2. *Предполагаемые источники НН-объектов.* Как уже отмечалось выше, в большинстве случаев имеющиеся на сегодняшний день данные не дают возможности четкого определения источников вышеперечисленных НН-объектов. Тем не менее, стоит рассмотреть ряд близкорасположенных молодых звездных объектов. На рис.4 представлена двухцветная диаграмма $J - H/H - K$, на которой показано положение всех звезд, рассматриваемых в качестве потенциальных источников новонайденных НН-объектов. Положение этих звезд относительно Главной последовательности (наличие инфракрасного избытка) является веским аргументом для их предварительной классификации [19,22-24].

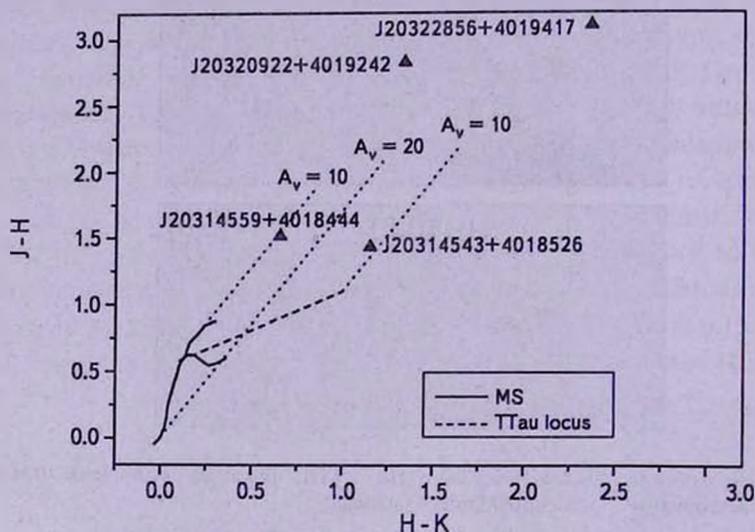


Рис.4. Двухцветная диаграмма $J - H/H - K$. Положение Главной последовательности и локуса Т Тау звезд построено для фотометрической системы CIT по данным из работ [18] и [19] соответственно. Звездные величины JHK преобразованы из фотометрической системы 2MASS в CIT согласно соотношениям, приведенным в работе [20]. Линии покраснения построены согласно коэффициентам поглощения в различных фотометрических диапазонах для величины $R_p = A_p/E(B - V) = 3.1$ [21].

К западу от НН 1036 на расстоянии около 17 угл. с от сгустка "а" находится довольно яркая красная звезда, подсвечивающая отражательную туманность, особенно хорошо заметную в фильтре I (на рис.2 обозначена как RN), и различимую также на J и H изображениях обзора 2MASS. Центральная звезда (обозначена как J20314559+4018444) не показывает эмиссии $H\alpha$ [16] и, судя по данным JHK -фотометрии 2MASS, скорее всего, принадлежит к Главной последовательности (см рис.4). Отметим, что на изображениях 2MASS обнаруживается еще одна звезда на расстоянии

около 7 угл. с к северу от J20314559+4018444 (рис.2). Фотометрические величины *JHK* этого объекта (J20314543+4018526) позволяют классифицировать его как Т Тау звезду (см. рис.4). Примечательно, что объект J20314543+4018526 входит в каталог "2MASS extended objects: Final Release" [25]. В принципе, эта звезда, будучи туманной и относясь к классу Т Тау, может рассматриваться как возможный источник потока НН 1036.

Источник группы НН 1037 неясен. Однако стоит обратить внимание на два наиболее близких объекта в окрестностях: расположенный к северо-востоку от НН 1037 источник IRAS 20302+4011 и инфракрасный звездообразный объект J20320922+4019242, который по своим фотометрическим *JHK*-данным ($J - K > 4$, см. рис.4) можно классифицировать как объект YSO Class I [23,24].

Из расположенных поблизости от НН 1040 звездных объектов следует указать группу YSO в компактной НII-области IRDC G79.3+0.3 P1, с которой ассоциируется источник IRAS 20305+4010 [26]. Наиболее яркий объект в этой группе 2MASS J203220+402017 является, согласно ИК и радио данным, звездой Ae/Be Хербига [27]. Стоит обратить внимание еще и на ИК-объект 2MASS J20322856+4019417 (рис.1), который находится от НН 1040 в том же направлении, что и IRAS 20305+4010, но на значительно меньшем расстоянии. Согласно *JHK* фотометрическим данным, этот объект, аналогично J20320922+4019242, можно классифицировать как YSO источник Class I (рис.4). Не исключено также, что источником этого НН-объекта может быть одна из молодых звезд, находящихся в ультракомпактной НII-области G079.30+0029 [11,16,28].

3.3. Средний ИК-диапазон. Мы использовали в нашей работе также изображения из архива телескопа Spitzer. Второй канал камеры IRAC, соответствующий диапазону $4.5 \mu\text{m}$, является очень продуктивным для поисков такого рода [29,30], поскольку относительная яркость эмиссионных сгустков, связанных с НН-потоками, в этом диапазоне значительно превышает таковую в других трех диапазонах ($3.6 \mu\text{m}$, $5.8 \mu\text{m}$ и $8.0 \mu\text{m}$). Это обуславливается в основном двумя факторами: интенсивным излучением молекулярного водорода в среднем ИК-диапазоне, возникающим в результате спин-орбитального взаимодействия (как например S(11)-S(4) в диапазоне от $4.18 \mu\text{m}$ до $8.02 \mu\text{m}$), которое может даже превышать типичную эмиссию H_2 на $2.12 \mu\text{m}$ [31], а с другой стороны, тем обстоятельством, что диапазон $4.5 \mu\text{m}$, в отличие от $5.8 \mu\text{m}$ и $8.0 \mu\text{m}$, "свободен" от диффузного излучения полициклических ароматических углеводородов, которое практически забивает эмиссию водорода, возникающую в результате ударного возбуждения, в том числе и в коллимированных потоках.

К сожалению, архив Spitzer-а располагал IRAC-изображениями только небольшой области вокруг объекта НН 1036. При сопоставлении изображений,

полученных в различных диапазонах, нам удалось выявить четыре объекта, для которых отношение средней поверхностной яркости к фону на $4.5 \mu\text{m}$ значительно (более чем в три раза) превышает таковое на диапазонах $3.6 \mu\text{m}$, $5.8 \mu\text{m}$ и $8.0 \mu\text{m}$. На рис.5 представлены изображения этих объектов. Кроме того, они отмечены на RGB-изображении области, которое приводится в электронной версии данной работы. На этом цветном изображении вышеупомянутые объекты особенно хорошо видны в зеленом цвете. В табл.3 приводятся координаты этих объектов (Spitzer Green Objects "SGO"), определенные по инфракрасным изображениям. Внегалактических объектов, которые совпадали бы с ними по координатам, в базе данных NED не обнаружено. Кроме того, данные объекты не выявлены на изображениях обзоров 2MASS, MSX и SCUBA. Детальные описания каждого из этих объектов приводятся ниже.

Таблица 3

КООРДИНАТЫ SGO-ОБЪЕКТОВ

Объект	RA (2000)	Dec (2000)
SGO1	20 ^h 31 ^m 35 ^s .0	40°19'34".0
SGO2	20 ^h 31 ^m 37 ^s .0	40°19'39".5
SGO3	20 ^h 31 ^m 39 ^s .9	40°18'31".6
SGO4	20 ^h 31 ^m 42 ^s .2	40°18'26".8

SGO1 и SGO2. В объекте SGO1 выделяется расположенный в северо-восточной части яркий сгусток, внутри которого находится звездообразный источник, отмеченный на рис. 5 как IR star 1. Именно его координаты приводятся в табл.3. К юго-западу от него отходит вытянутая диффузная структура с хорошо различимым сгустком, напоминающим ударный фронт.

Объект SGO2 по своей морфологии представляет собой пример классической биполярной туманности, в центре которой находится очень красная звезда (IR star 2, см. рис.5), лучше всего различимая в наиболее длинноволновом диапазоне $8.0 \mu\text{m}$. Ее координаты приводятся в табл.3.

В табл.4 приводятся интегральные потоки излучения обоих ИК-звезд в четырех диапазонах IRAC. Апертура при измерении потоков была взята равной 3".6.

В обоих случаях туманности вокруг вышеозначенных звезд (IR Neb 1 и IR Neb 2) видны в трех диапазонах ($3.6 \mu\text{m}$, $4.5 \mu\text{m}$ и $5.8 \mu\text{m}$). Однако их яркость на $4.5 \mu\text{m}$ превышает таковую в остальных диапазонах более чем в 5 раз, что служит веским аргументом в пользу наличия, обусловленного направленным истечением, ударного возбуждения молекулярного водорода в данных туманностях.

Таблица 4

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ (mJy)

Объект	3.6 μm	4.5 μm	5.8 μm	8.0 μm
IR star 1	58	201	111	-
IR star 2	-	291	698	1191

SGO3 и SGO4. Эти два объекта практически совпадают по координатам со сгустками "d" и "a" соответственно в объекте НН 1036. SGO3 представляет собой диффузный объект с двумя заметными сгустками в центре и признаками волокнистой структуры вокруг них. В целом протяженность объекта составляет $\sim 23''$. Размер очень слабого и диффузного SGO4 не превышает $5''$. Нет сомнения, что оба эти объекта представляют собой излучение потока НН 1036 в линиях молекулярного водорода.

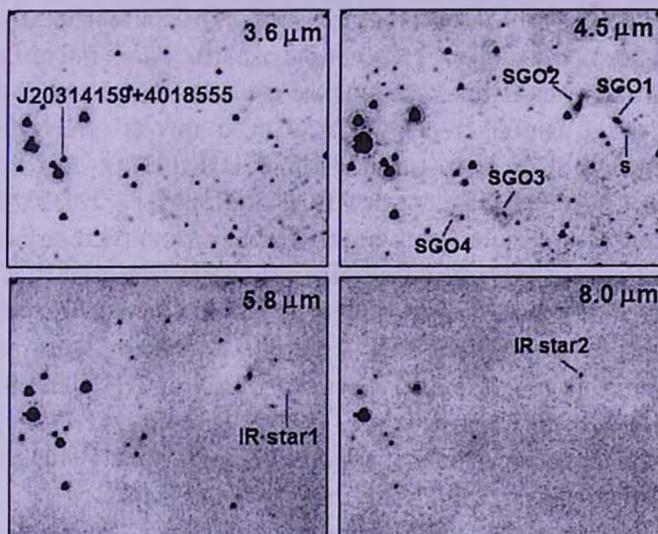


Рис.5. Изображение SGO в различных спектральных диапазонах телескопа Spitzer. Отмечены также инфракрасные звезды, освещающие SGO1 и SGO2.

4. *Обсуждение и заключение.* Наши исследования центральной части области НII DR 15 показывают, что даже эта небольшая часть ассоциации Суг OB2 относительно богата НН-объектами и НН-потоками. Это позволяет говорить о ее сходстве с областью Северная Америка - Пеликан [4,5].

Выявленные нами пять НН-потоков и объектов (НН 1036-1040) имеют схожую морфологию, видимые размеры и поверхностную яркость, что свидетельствует в пользу их принадлежности одной области звездообразования. Отметим, что, по крайней мере, два наиболее ярких и протяженных

потока, НН 1036 и НН 1040, наблюдаются на фоне полосы с наибольшим поглощением, которая хорошо выражена не только в оптике, но и в ближнем ИК-диапазоне (*ЖК* изображения 2MASS). Более того, по крайней мере в ее западной части сильное поглощение наблюдается вплоть до среднего ИК-диапазона (судя по изображениям IRAC - см рис. В в приложении к электронной версии). Это обстоятельство, равно как и наличие эмиссии H_2 в НН 1036, позволяет предположить прямую связь этих НН-потоков с молекулярным облаком.

Неоднозначность в определении возможных источников НН-объектов затрудняет оценку общих размеров потоков в данной области. Так, морфология как НН 1036, так и НН 1040 особо не свидетельствует в пользу их формирования близлежащими ИК-объектами, перечисленными в разделе 3.2. Исходя из структурных особенностей НН 1036 и НН 1040, можно заключить, что их источник должен находиться в западном или восточном направлении от них. В связи с этим хотелось бы обратить внимание на объект J20320922+4019242. Его расположение относительно этих двух НН-объектов таково, что данный YSO мог бы оказаться источником гигантского биполярного истечения протяженностью около 1 пк (при расстоянии 1 кпк), включающего, с одной стороны НН 1036, с другой - НН 1040.

Также не вполне ясна ситуация и с НН 1037 и НН 1039. Кроме ближайших к НН 1037 ИК-объектов IRAS 30202+4011 и J203209 22+4019242, в качестве потенциального источника, также можно рассматривать и один из молодых звездных объектов в компактной НII-области IRDC G79.3+0.3 P1. Морфология НН 1039 позволяет более или менее обоснованно определиться с направлением на источник. Им может оказаться любая из молодых звезд, расположенная к северо-западу от НН 1039. В частности, опять-таки следует отметить YSO J20320922+4019242, находящийся в соответствующем направлении (в этом случае поток НН 1039 также будет иметь очень большую протяженность - около 0.7 пк).

При внимательном рассмотрении распределения YSO, звезд с эмиссией $H\alpha$ и НН-объектов по области в целом (см. рис.1) создается впечатление, что "центр активности" смещен к северо-западу от центра DR 15 и находится вблизи туманности GM 2-41.

Особого внимания заслуживают обнаруженные нами две инфракрасные туманности SGO 1 и SGO 2. Оба этих объекта связаны с очень красными звездами, которые не видны даже в ближнем ИК-диапазоне на изображениях UKIDSS. На рис. В (в приложении к электронной версии работы) очень хорошо видно, что туманности расположены в полосе с очень сильным межзвездным поглощением, и, таким образом, скорее всего, погружены в молекулярное облако глубже, чем остальные рассмотренные здесь объекты. Биполярная морфология туманностей (особенно заметная для SGO 2) и

предположительное наличие эмиссии молекулярного водорода (т.е. направленного истечения) позволяют с большой вероятностью заключить, что освещающие их звезды находятся на очень ранней эволюционной стадии.

Авторы признательны проф. Б. Рейпурту (США) за присвоение новых номеров НН - объектов до публикации статьи.

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

SEARCH OF HH OBJECTS AND EMISSION-LINE STARS IN THE STAR FORMING REGIONS. VII. HERBIG-HARO OBJECTS IN THE VICINITY OF GM 2-41 NEBULA

Е.Н.НИКОГХОСЯН, Т.Ю.МАГАКИАН, Т.А.МОВСЕССИАН

Five new HH objects (HH 1036 -1040) were revealed in the area $14' \times 14'$ in the vicinity of GM 2-41 nebula in the central part of HII region DR 15, located in the southern part of Cyg OB2 association. Four of them have the complex structure, resembling the HH-flows. In HH 1036 on the archival images of Spitzer database the infrared emission of molecular hydrogen was detected. Also two new infrared nebulae, illuminated by very red young stellar objects, were found.

Key words: *HH-objects:star forming regions - individual:GM 2-41*

ЛИТЕРАТУРА

1. V.C.Reddish, L.C.Lawrence, N.M.Pran, Publ. R. Obs. Edinburgh, 5, 111, 1966.
2. P.Massey, A.B.Thompson, Astron. J., 101, 1408, 1991.
3. J.Knödlseder, Astron. Astrophys., 360, 539, 2000.
4. B.Reipurth, N.Schneider, in "Handbook of Star Forming Regions", ed. B.Reipurth, Vol. 1, p.37, 2008.
5. J.Bally, B.Reipurth, Astron. J., 126, 893, 2003.
6. T.Yu.Magakian, E.H.Nikogossian, T.-S.Pyo et al., Astron. J, 139, 969, 2010.
7. Е.Г.Никогосян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Т.Ханзадян, Астрофизика, 52, 551, 2009.

8. *A.L.Gyulbudaghian, T.Y.Maghakian*, *Do Arm*, 64, 104, 1977.
9. *T.Y.Magakian*, *Astron. Astrophys.*, 399, 141, 2003.
10. *M.Cohen*, *Astron. J.*, 85, 29, 1980.
11. *F.Comeron, J.Torra*, *Astron. Astrophys.*, 375, 539, 2001.
12. *S.F.Odenwald, M.F.Campbell, K.Shivanandan, P.Schwartz*, *Astron. J.*, 99, 288, 1990.
13. *N.Schneider, S.Bontemps, R.Simon et al.*, *Astron. Astrophys.*, 458, 855, 2006.
14. *C.M.Dutra, E.Bica*, *Astron. Astrophys.*, 376, 434, 2001.
15. *J'-M.LeDuigou, J.Knödlseder*, *Astron. Astrophys.*, 392, 869, 2002.
16. *Е.Г.Никогосян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян*, *Астрофизика*, слано в печать, 2011.
17. *R.O.Redman, D.D.Balam, P.A.Feldman, S.J.Carey*, *JRASC*, 94, 250, 2000.
18. *M.S.Bessell, J.M.Brett*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 100, 261, 1988.
19. *M.R.Meyer, N.Calvet, L.A.Hillenbrand*, *Astron. J.*, 114, 288, 1997.
20. *J.M.Carpenter*, *Astron. J.*, 121, 2871, 2001.
21. *J.A.Cardelli, C.C.Geoffrey, J.S.Mathis*, *Astrophys. J.*, 345, 245, 1989.
22. *B.A.Wilking, C.J.Lada*, *Astrophys. J.*, 274, 698, 1983.
23. *S.J.Kenyon, B.A.Whitney, M.Gomez, L.Hartmann*, *Astrophys. J.*, 414, 773, 1993.
24. *L.A.Hillenbrand, S.E.Strom, F.J.Vrba, J.Keene*, *Astrophys. J.*, 397, 613, 1992.
25. http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/index_extmis.html.
26. *F.Motte, S.Bontemps, P.Schilke et al.*, *Astron. Astrophys.*, 476, 1243, 2007.
27. *R.O.Redman, P.A.Feldman et al.*, *Astrophys. J.*, 586, 1127, 2003.
28. *E.Bica, C.M.Dutra, J.Soaes, B.Barbuy*, *Astron. Astrophys.*, 404, 223, 2003.
29. *P.M.Harvey, N.Chapman, S.-P.Lai et al.*, *Astrophys. J.*, 644, 307, 2006.
30. *M.Gálfalk, G.Olofsson*, *Astron. Astrophys.*, 466, 579, 2007.
31. *M.J.Kaufman, D.A.Neufeld*, *Astrophys. J.*, 456, 611, 1996.

ЭНЕРГИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КАК ИСТОЧНИК
РАДИОСВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН, Н.С.АЙВАЗЯН

Поступила 13 июня 2011

Рассмотрено энерговыделение в сверхпроводящем ядре нейтронной звезды при движении нейтронных вихрей к границе ядра и коры звезды. Показано, что интенсивность энерговыделения порядка 10^{26} - 10^{30} эрг/с, что достаточно, чтобы обеспечить радиосветимость известных пульсаров. Рассматривая энерговыделение асимметричным, проведено сравнение расчетных значений интенсивности энерговыделения с наблюдательными данными радиосветимости 575 пульсаров.

Ключевые слова: *пульсары: магнитное поле: энергия*

1. *Введение.* Пульсары, открытые более чем 40 лет назад как источники периодических радиоимпульсов, являются космическими лабораториями для изучения явлений в экстремальных условиях больших плотностей и сверхсильных магнитных полей. В результате наблюдений за более чем 1700 пульсарами накопилось большое количество наблюдательных данных, требующих своего объяснения. Модель намагниченной нейтронной звезды с сверхтекучими свойствами в ядре звезды позволила объяснить основные наблюдаемые изменения угловой скорости пульсаров: вековое замедление, скачки и релаксация угловой скорости. В числе нерешенных проблем физики нейтронных звезд главное место занимает механизм радиоизлучения пульсаров. Известно, что подавляющее большинство обнаруженных одиночных пульсаров наблюдаются в радиодиапазоне. Радиосветимость пульсаров заключена в интервале значений порядка 10^{26} - 10^{30} эрг/с, что составляет 10^{-1} - 10^{-6} часть от полных потерь энергии вращения пульсара. Если предположить, что источником энергии радиоизлучения является вращательная энергия пульсара, то любая теоретическая модель, ставившая перед собой цель объяснить особенности радиоизлучения пульсаров, должна вырабатывать физические механизмы преобразования кинетической энергии вращения пульсара в энергию электромагнитного излучения.

Если магнитодипольное излучение намагниченной нейтронной звезды является общепринятым механизмом торможения пульсаров, то общепризнанной теории радиоизлучения пульсаров, согласующейся с полным набором наблюдательных данных, до сих пор не имеется [1-3]. Теоретические модели радиоизлучения пульсаров основываются на факте

существования плотной электрон-позитронной плазмы, рождающейся вблизи магнитных полюсов и истекающей вдоль открытых магнитных линий [2-6]. Считается, что когерентный механизм радиоизлучения возникает за счет различного вида неустойчивостей, возникающих в электрон-позитронной плазме. Однако основные предположения, лежащие в основе существующих теорий излучения пульсаров, - наличие сильного электрического поля вблизи поверхности пульсара, возникновение ультрарелятивистских электронов, наличие внутренней (у поверхности пульсара) и внешней (вблизи светового цилиндра) щелей, местонахождение излучающей области и т.д., остаются вполне необоснованными [1,2]. Кроме вышеуказанных неопределенностей, в теории излучения пульсаров сомнительным является предположение о нахождении источника радиоизлучения пульсара в магнитосфере. До сих пор не доказано коротационное движение магнитосферной плазмы со звездой, что необходимо для наблюдения столь строгой временной последовательности радиоимпульсов.

Все эти трудности в понимании физических явлений, происходящих в магнитосфере нейтронной звезды, подталкивают на мысль, что источник радиоизлучения пульсаров находится не в совращающейся с звездой плазме, а на поверхности звезды. О возможности преобразования энергии вращения внутренних сверхтекучих областей в энергию радиоизлучения впервые указывалось в работе [7]. Известно, что при вращении нейтронной звезды в нейтронной сверхтекучей жидкости возникает система вихрей, параллельных оси вращения. Из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами в центральной области каждого нейтронного вихря возникает кластер протонных вихрей, через который в ядро нейтронной звезды проникает генерированное токами увлечения магнитное поле [8]. При замедлении звезды нейтронные вихри движутся к границе ядра и коры нейтронной звезды. При этом их длина укорачивается, следовательно, часть магнитной энергии, заключенная в кластере, выделяется на границе "пре"-фазы. Как показали расчеты [7], интенсивность энерговыделения из-за укорачивания намагниченных нейтронных вихрей составляет порядка 10^{28} - 10^{31} эрг/с, причем энергия, в основном, выделяется вблизи экваториальной плоскости. Как указывалось выше, радиосветимость пульсаров порядка 10^{26} - 10^{30} эрг/с, следовательно, при наличии механизма привода энергии этого энерговыделения в энергию излучения пульсаров появится возможность объяснения радиоизлучения пульсаров.

Ранее анализ наблюдательных данных 291 пульсара показал [9], что в распределении числа пульсаров в зависимости от радиосветимости имеется щель в интервале $27.44 \leq \log L \leq 27.57$. В соответствии с этими данными, предполагалось наличие двух подпопуляций радиопулсаров. В первую

подпопуляцию пульсаров входили пульсары с логарифмом радиосветимости $\log L \leq 27.44$, во вторую - пульсары с $\log L \geq 27.57$. Сравнение выражения для интенсивности энерговыделения I из работы [7] с наблюдательными данными позволило вычислить радиусы ядер нейтронных звезд [10]. Результаты вычислений давали хорошее согласие с теорией строения нейтронных звезд, согласно которой ядра нейтронных звезд могут иметь радиусы в интервале $6 \text{ км} \leq r \leq 12 \text{ км}$.

Начиная с 1986г., когда вышла в свет работа [10], количество обнаруженных пульсаров утроилось. Следовательно, возникла необходимость нового статистического анализа данных о радиосветимости пульсаров и сравнения этих данных с теорией, развитой в работе [10]. Цель этой статьи - выяснить, зависит ли наличие двух подпопуляций пульсаров от количества наблюдаемых пульсаров, а также обосновать, что источником наблюдаемых значений радиосветимости пульсаров может быть энерговыделение, связанное с движением вихревых кластеров в ядре нейтронной звезды.

2. Интенсивность энерговыделения в ядре нейтронной звезды. Плотность нейтронных вихрей, возникающих в ядре при вращении нейтронной звезды, пропорциональна угловой скорости ее вращения:

$$n(r) = \frac{2\Omega_s(r)}{\kappa}, \quad (1)$$

где $\kappa = h/2m_n$, m_n - масса нейтрона. При замедлении звезды угловая скорость сверхтекучей компоненты также уменьшается, следовательно, в ядре возникает радиальное движение нейтронных вихрей со скоростью

$$v_r = -\frac{\dot{\Omega}_s}{2\Omega_s} r, \quad (2)$$

где r - координата вихря в экваториальной плоскости. При движении вихрей к границе ядра и коры нейтронной звезды длина вихря уменьшается. Магнитная энергия кластера протонных вихрей, окружающего нейтронный вихрь, пропорциональна длине вихря и равна

$$W = \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \pi r_1^2 \ell, \quad (3)$$

где \bar{B} - средняя индукция магнитного поля кластера, r_1 - радиус кластера, ℓ - длина вихря. Как видно из выражения (3), при уменьшении длины ℓ -вихря часть магнитной энергии должна выделяться на границе ядра и коры звезды. Выражение для интенсивности энерговыделения получено в [7,10] и имеет вид:

$$I = \frac{\pi}{3} \left(\frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 R^3 \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^{2/3|\kappa|} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|, \quad (4)$$

где $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс см² - квант магнитного потока, λ - глубина проникновения магнитного поля, ξ - длина когерентности протонов, $|k| \approx 0.5$ - коэффициент увлечения протонов нейтронами, R - радиус ядра нейтронной звезды. В этой работе также предположено, что должен существовать механизм, посредством которого магнитная энергия укорачивающихся вихрей превращается в энергию радиоизлучения пульсаров.

Для применения выражения (4) к проблеме радиосветимости пульсаров необходимо указать также причину, приводящую к асимметрии энерговыделения по азимутальному углу ϕ . Только в этом случае из-за вращения звезды ее радиоизлучение будет иметь импульсный характер для земного наблюдателя. Известно, что у пульсаров, кроме генерированного дипольного магнитного поля, ось которого параллельна оси вращения звезды, имеется также остаточное дипольное поле, ось которого направлена под углом к оси вращения, в частности, может быть перпендикулярна оси вращения. Как показано в работе [11], наличие двух перпендикулярных вихревых систем может привести к асимметрии энерговыделения вблизи границы ядра и коры нейтронной звезды. В частности, асимметрия может выражаться в том, что магнитное поле будет усиливаться в направлении перпендикулярном к двум осям дипольных моментов. Если учесть также, что, согласно работе [12], существует безвихревая зона, ограниченная вихрем, длина которой порядка $0.01R$, то перпендикулярно этому направлению появится круговое "пятно", диаметр которого равен длине последнего вихря. В этом случае характерный размер "пятна" будет относиться к длине окружности экваториального сечения звезды как временная ширина w среднего радиоимпульса к периоду вращения p . С учетом вышесказанного, формулу (4) для интенсивности энерговыделения можно записать в следующем виде [10]:

$$I = 1.76 \cdot 10^{-13} \frac{R_6^3}{\lambda^4} \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^{4/3} \frac{w}{p \tau_6}, \quad (5)$$

где $R = 10^6 R_6$ см - радиус ядра, $\tau = \Omega/2|\dot{\Omega}| = 10^6 \tau_6$ лет - время жизни пульсара. Из (5) можно получить формулу, более подходящую для сравнения с наблюдениями

$$\log I = \log A + \log x, \quad (6)$$

где

$$A = KR_6^3, \quad K = 1.76 \cdot 10^{-13} \frac{1}{\lambda^4} \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^{4/3} \quad (7)$$

и

$$x = \frac{w}{p \tau_6}. \quad (8)$$

Как видно из формулы (5), интенсивность энерговыделения сильно зависит от свойств сверхпроводящего протонного конденсата в ядре звезды, т.е. от глубины проникновения λ и длины когерентности ξ . Она зависит также от радиуса R ядра звезды. Изменения значений λ , ξ , R будут соответствовать различным уравнениям состояния и различным моделям нейтронных звезд. Следовательно, выбором значения центральной плотности и уравнения состояния можно получить значения интенсивности энерговыделения I в интервале 10^{25} эрг/с - 10^{30} эрг/с, сравнимые с значениями радиосветимости пульсаров.

3. *Сравнение с наблюдениями.* Как указывалось выше, ранние исследования радиосветимости пульсаров выявили наличие щели в распределении числа пульсаров в зависимости от радиосветимости. Пульсары были условно разбиты на две подгруппы - с малым значением радиосветимости, т.е. $\log I < 27.44$, и большим значением радиосветимости, т.е. $\log I > 27.57$. Согласно результатам работы [10], для группы пульсаров с малыми значениями радиосветимости была приемлема модель нейтронной звезды с средним значением радиуса порядка $R \approx 5$ км, т.е. модель нейтронной звезды с малой центральной плотностью и массой, а для второй группы была приемлема модель нейтронной звезды с средним значением радиуса $R \approx 9$ км, т.е. модель нейтронной звезды с большой центральной плотностью и массой. Однако анализ наблюдательных данных указывал на большое число из известных тогда 291 пульсаров, которые не вписывались в рамки приемлемых моделей нейтронных звезд на основе внутреннего строения этих объектов. Так, большие значения радиосветимости пульсаров можно было объяснить, если предположить наличие нейтронных звезд с радиусами порядка 20 км и больше, что не согласуется с расчетами моделей нейтронных звезд даже с экстремально жестким уравнением состояния.

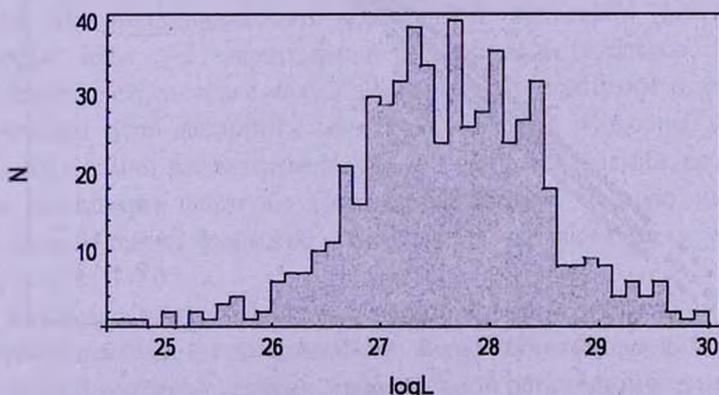


Рис.1. Распределение числа пульсаров в зависимости от радиосветимости. L наблюдаемое значение радиосветимости пульсаров из [13,14].

В связи с обнаружением большого числа пульсаров за предыдущие годы и лучшим пониманием свойств нейтрон-протонного сверхпроводящего конденсата в ядре нейтронной звезды, возникла необходимость нового сравнения теории энерговыделения в ядре нейтронной звезды, развитой в работе [10], с наблюдательными данными.

Первое, что необходимо отметить, это то, что при рассмотрении около 1700 пульсаров [13,14], шель в распределении числа пульсаров в зависимости от радиосветимости исчезает (см. рис.1). Из рисунка видно, что имеется достаточное число ранее неизвестных пульсаров с радиосветимостью в интервале $27.44 \leq \log I \leq 27.57$. Можно увидеть также, что невозможно разделить пульсары на подгруппы с большими и малыми значениями радиосветимости. Этот результат указывает на тот факт, что для объяснения радиоизлучения пульсаров на основе вышеуказанного механизма (см. раздел 2) нет необходимости привлечения моделей нейтронных с экстремально малыми ($R < 5$ км) и большими ($R > 20$ км) значениями радиуса звезды.

Мы провели сравнение теории с данными радиоизлучения 575 пульсаров [13,14] с использованием моделей нейтронных звезд с радиусами ядер 8 км, 10 км и 12 км, что вписывается в рамки общепринятых стандартных моделей нейтронных звезд. Для получения больших значений интенсивности энерговыделения I по формуле (5), мы варьировали также глубину проникновения λ , от которой сильно зависит интенсивность I . Мы допустили значения λ в интервале от $5 \cdot 10^{-12}$ см до 10^{-11} см. Что касается длины когерентности ξ , то мы приняли, что ξ меняется так, что отношение ξ/λ постоянно и равно $\xi/\lambda = 0.1$. На рис.2 и 3 в логариф-

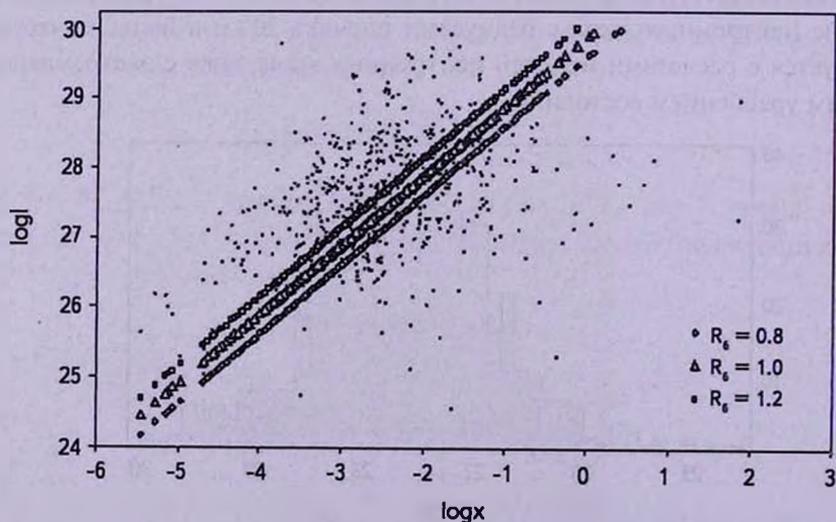


Рис.2. Зависимость интенсивности энерговыделения пульсаров от параметра x при значении $\lambda = 10^{-11}$ см.

мическом масштабе точками отмечены пульсары, для которых имеются данные по значению радиосветимости и параметру x . Проведены также графики зависимости $\log I$ от $\log x$ для трех значений радиуса ядра R нейтронной звезды: $R = 8$ км, 10 км, 12 км. При построении графиков на рис.2 мы приняли $\lambda = 10^{-11}$ см, а на рис.3 - $\lambda = 5 \cdot 10^{-12}$ см. Сравнив рис.2 и 3 можно заключить, что оптимальным для теории является малое значение глубины проникновения λ , так как в этом случае большинство пульсаров лежат ниже графиков зависимости $\log I$ от $\log x$. Для почти 90% пульсаров интенсивность энерговыделения, связанная с движением намагниченных вихрей в ядре нейтронной звезды, достаточна для объяснения данных наблюдений радиосветимости пульсаров, причем можно

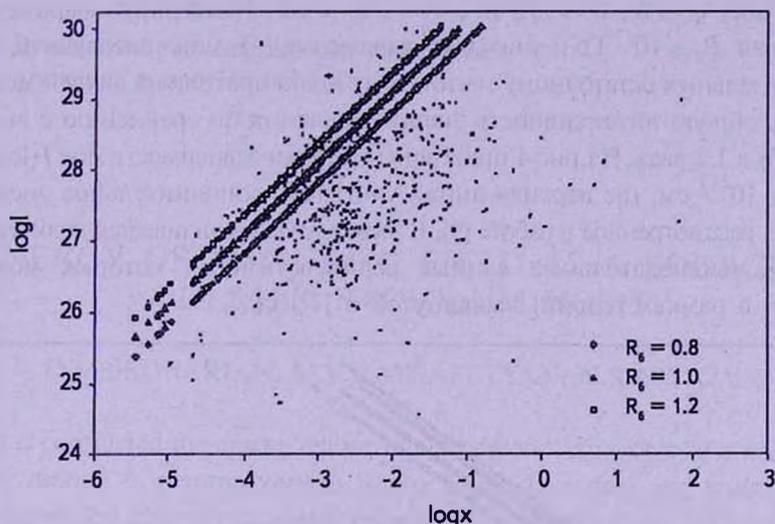


Рис.3. Зависимость интенсивности энерговыделения пульсаров от параметра x при значении $\lambda = 5 \cdot 10^{-12}$ см.

учесть также, что часть выделенной энергии может преобразоваться в тепло. Из рис.3 видно, что малая часть пульсаров (около 10%), для которых $\log x < -2$, лежит выше проведенных графиков. В эту группу попадают как пульсары с малым значением радиосветимости, так и большим значением этой величины. Заметим, что эти пульсары можно также вовлечь в рамки рассмотренной модели энерговыделения, если учесть, что при написании формулы (5) мы уменьшили полную интенсивность энерговыделения, умножив формулу (4) на множитель w/p , который порядка 0.03-0.05.

Как было отмечено выше, в работе [11] при расчетах интенсивности энерговыделения из-за движения вихрей учитывалось также наличие протонной вихревой системы, параллельной остаточному магнитному полю нейтронной звезды. Последние пиннингуются к вихрям, параллельных оси

вращения из-за выигрыша энергии конденсации остова вихря. При движении ранее рассмотренных нами вихрей при замедлении звезды, вместе с ними двигаются наружу и укорачиваются также пиннингованные с ними вихри. В этом случае дополнительная интенсивность энерговыделения в угловой элемент $d\theta d\varphi$ дается выражением [11]:

$$dI_{\text{доп}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{B_0}{\Phi_0} \cos^2\varphi \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right) \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| R^3 \sin^3\theta d\theta d\varphi, \quad (9)$$

где B_0 - перпендикулярная к оси вращения компонента магнитного поля нейтронной звезды. Как видно из (9), из-за множителя $\cos^2\varphi$ интенсивность энерговыделения сильно асимметрична и локализована в основном в направлениях $\varphi \rightarrow 0$, $\theta \rightarrow \pi/2$ и $\varphi \rightarrow \pi$, $\theta \rightarrow \pi/2$. Интегрируя выражение (9), выбирая $B_0 \approx 10^{13}$ Гс и учитывая выражение (5), можно получить, что учет параллельных остаточному магнитному полю протонных вихрей может увеличить общую интенсивность энерговыделения по сравнению с выражением (5) в 1.5 раза. На рис.4 приведены графики зависимости $\log I(\log x)$ при $\lambda = 5 \cdot 10^{-12}$ см, где верхняя линия учитывает дополнительное энерговыделение, рассмотренное в работе [9]. В этом случае увеличивается количество пульсаров, наблюдательные данные радиосветимости которых можно объяснить в рамках теории, выдвинутой в [7,10,11].

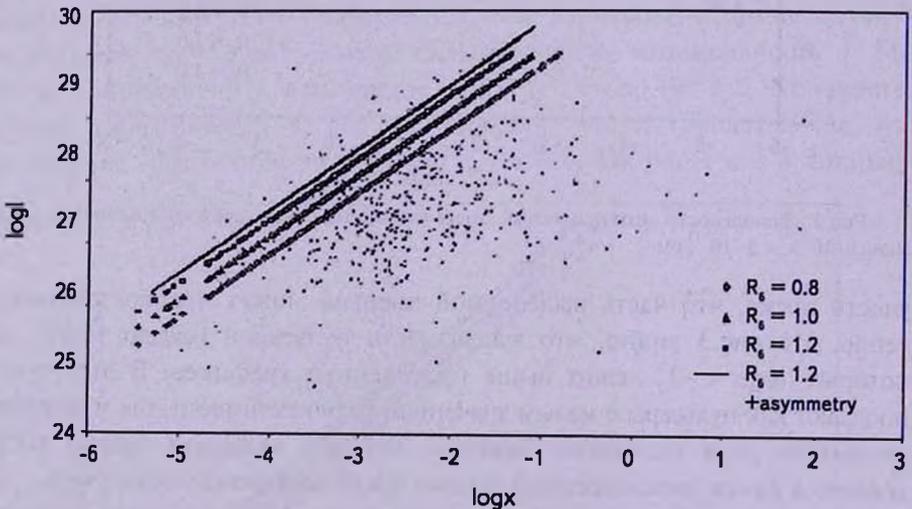


Рис.4. Зависимость интенсивности энерговыделения пульсаров от параметра x при значении $\lambda = 5 \cdot 10^{-12}$ см. Верхняя линия учитывает наличие остаточного магнитного поля нейтронной звезды.

Таким образом, вышеприведенный анализ данных радиосветимости 575 пульсаров указывает на эффективность рассмотренного механизма энерговыделения на границе ядра и коры нейтронной звезды. Магнитная энергия, заключенная в протонных вихрях достаточна, чтобы в рамках

общепринятых моделей нейтронных звезд обеспечить радиосветимость большинства известных радиопульсаров. Для полного рассмотрения проблемы радиоизлучения пульсаров необходимо указать механизм превращения магнитной энергии вихрей в энергию электромагнитного излучения нейтронной звезды и механизм формирования "пятна" на поверхности звезды, благодаря чему будут наблюдаться импульсные радиосигналы от пульсаров. Эти вопросы и связанные с ними проблемы будут обсуждаться в дальнейших работах.

Авторы (М.В.А и Н.С.А) выражают благодарность гранту 11-1с107 Государственного Комитета по науке Армении, а также гранту Volkswagen Stiftung Az: 85182 за поддержку.

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

ENERGY OF MAGNETIC FIELD AS A SOURCE OF PULSARS RADIOLUMINOSITY

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN, N.S.AYVAZIAN

It is considered the energy release in a superconducting core of a neutron star during motion of neutron vortices to the border of a core and crust of a star. It is shown that intensity of energy release is of the order of 10^{26} - 10^{30} erg/s, which is sufficient to provide radioluminosity of known pulsars. Considering energy release asymmetric, comparison of calculated values of intensity of energy release with observational data of radioluminosity of 575 pulsars is done.

Key words: *pulsars:magnetic field:energy*

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.B.Melrose*, J. Astrophys. Astron., 16, 137, 1995.
2. *B.C.Бескин*, УФН, 169, 1169, 1999.
3. *D.Melrose*, Young Neutron Stars and Their Environments. IAU Symposium, eds. F.Camilo and B.M.Gaensler, 218, 2004, astro-ph/0308471.
4. *P.Goldreich*, *W.H.Julian*, Astrophys. J., 157, 869, 1969.
5. *P.A.Sturrok*, Astrophys. J., 164, 529, 1971.

6. *M.A.Ruderman, P.G.Sutherland*, *Astrophys. J.*, 196, 51, 1975.
7. *Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, 25, 323, 1986.
8. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, 447, 305, 1995.
9. *S.Pineault*, *Astrophys. J.*, 301, 145, 1986.
10. *Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, 30, 547, 1989.
11. *Д.М.Седракян, А.Д.Седракян*, *Ж. Экспер. Теор. Физ.*, 100, 353, 1991.
12. *Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, 43, 377, 2000.
13. *R.N.Manchester, G.V.Hobbs, M.Hobbs*, *Asrtophys. J.*, 129, 1993, 2005.
14. *ATNF Pulsar Catalogue*, <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ ПРИ КОЛЕБАНИЯХ ЗАМАГНИЧЕННОГО НЕСЖИМАЕМОГО БЕСКОНЕЧНО ДЛИННОГО ЦИЛИНДРА

Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН¹, С.В.ПАВЛОВ²

Поступила 9 августа 2011

Исследованы колебания замагниченного несжимаемого цилиндра, с однородным магнитным полем вдоль его оси, и возникающие при этом электромагнитные поля. Получено существование двух типов собственных колебаний в линейном приближении, представляющих собой торсионную и альфвеновскую волну. Показано, что в случае бесконечного цилиндра при торсионных колебаниях электромагнитная волна не генерируется вовсе. При альфвеновских колебаниях вокруг цилиндра образуется электромагнитное поле, локальная плотность потока которого падает экспоненциально с радиусом удаления от оси цилиндра, и равна нулю при усреднении по времени. Дана физическая интерпретация результатов.

Ключевые слова: *цилиндрические выбросы; колебания; электромагнитное поле*

1. *Введение.* Полярное струйное течение, или джет - часто наблюдаемое явление, когда из компактного объекта вдоль его оси вращения выбрасываются потоки вещества. Наиболее масштабные полярные течения можно видеть в активных ядрах галактик. Другие объекты, в которых часто наблюдаются полярные течения, это: катаклизмические переменные звезды, рентгеновские двойные системы и звезды типа Т Тельца. Протяженность джетов может быть от парсек до сотен килопарсек, длина самого удаленного джета, истекающего из квазара GB1508+5714, с красным смещением $z=4.3$, составляет около 20 кпк [1]. Происхождение астрофизических джетов не вполне понятно, предложены различные механизмы, связанные, в основном, с наличием крупномасштабного магнитного поля в аккреционных дисках. Теория джетов должна ответить на вопрос о происхождении релятивистских частиц в выбросах из активных ядер галактик, где наблюдается синхротронное излучение. Релятивистские частицы, ускоренные центральной машиной, быстро теряют свою энергию, так что возникает вопрос об ускорении частиц внутри джета [2,3].

Ввиду того, что джеты обычно сильно коллимированы, и длина джета в десятки раз превосходит ширину, удобно представлять джет в виде простой модели бесконечно длинного кругового цилиндра [4]. Магнитное поле в джетах определяет направление распространения, а осевой ток и

азимутальное магнитное поле коллимируют джет на больших расстояниях от его формирования [5]. У джетов, наблюдаемых с высоким угловым разрешением, видна структура с яркими пятнами, разделенными темными областями [6-8]. Высокая степень поляризации радио и оптического излучения, в некоторых объектах превосходящая 50%, указывает на нетепловую природу излучения. Наиболее вероятным механизмом образования фотонов является синхротронное излучение релятивистских электронов в упорядоченных магнитных полях. Оценки времени жизни этих электронов, основанные на наблюдаемых светимостях и спектрах, дают значения много меньше кинематических времен $t_k = d/c$, где d - расстояние от места излучения до центрального источника. Возникает необходимость непрерывного ускорения электронов в джете для объяснения наблюдений. Различные механизмы ускорения электронов во внегалактических джетах рассмотрены в работах [9,10].

В данной работе рассматриваются колебания бесконечно длинного замагниченного цилиндра из несжимаемой жидкости с бесконечной проводимостью. Как отмечалось выше, такой цилиндр есть простая модель космического джета. Колебания в джете могут возникнуть в результате нестационарного механизма его генерации [11-13]. В линейном приближении получено решение для динамики и электромагнитного поля возникающего внутри и вне цилиндра. Рассмотрены две моды колебаний: магнито-торсионная и альфвеновская. Показано, что для магнито-торсионной моды электромагнитное поле вне цилиндра отсутствует, а для альфвеновской моды электромагнитное поле экспоненциально уменьшается с расстояния от цилиндра. Подобное поведение является результатом рассмотрения идеальной модели бесконечно длинного цилиндра, в которой происходит интерференция волн, приводящая к отсутствию потока энергии на бесконечность. В реальной модели длинного цилиндра конечной длины поток энергии и затухание колебаний будут иметь место, однако эти потери будут существенно подавлены при длине цилиндра намного превышающей его радиус и длину волны колебаний вдоль его оси. Этот результат соответствует наблюдениям джетов, которые показывают сохранение сильной коллимации на длинах, намного превышающих диаметр джета.

2. *Основные уравнения.* В цилиндрической системе координат операторы ротора и дивергенции записываются в виде [14]

$$\operatorname{div} \vec{A} = \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial A_z}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{A} \Big|_r = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial A_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial}{\partial z} (A_\varphi r) \right], \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{A} \Big|_\varphi = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r}, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{A} \Big|_z = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (A_{\varphi r}) - \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} \right]. \quad (4)$$

Рассматривается бесконечный (по оси z) цилиндр с бесконечной проводимостью. Запишем уравнения магнитной гидродинамики в цилиндрической системе координат с учетом аксиальной симметрии $\partial/\partial\varphi = 0$:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v_r \frac{\partial p}{\partial r} + v_z \frac{\partial p}{\partial z} + p \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r v_r)}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_{\varphi}^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{\rho c} (j_{\varphi} B_z - j_z B_{\varphi}), \quad (6)$$

$$\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial z} + \frac{v_r v_{\varphi}}{r} = \frac{1}{\rho c} (j_z B_r - j_r B_z), \quad (7)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{\rho c} (j_r B_{\varphi} - j_{\varphi} B_r), \quad (8)$$

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} (v_z B_r - v_r B_z), \quad (9)$$

$$\frac{\partial B_{\varphi}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (v_{\varphi} B_z - v_z B_{\varphi}) - \frac{\partial}{\partial r} (v_r B_{\varphi} - v_{\varphi} B_r), \quad (10)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r (v_z B_r - v_r B_z)], \quad (11)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (12)$$

$$j_r = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_{\varphi}}{\partial z}, \quad (13)$$

$$j_{\varphi} = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right), \quad (14)$$

$$j_z = \frac{c}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_{\varphi}). \quad (15)$$

Здесь уравнение (5) - уравнение непрерывности, (6)-(8) - уравнения движения Эйлера с магнитными полями, (9)-(11) - уравнения вмерозженности магнитного поля, (12) - уравнение бездивергентности магнитного поля, (13)-(15) - уравнения генерации поля электрическими токами. Не учитывалась вязкость и омическое сопротивление (проводимость равна бесконечности).

3. *Аксиально-симметричные колебания несжимаемого замагниченного цилиндра бесконечной длины.* Рассмотрим малые колебания цилиндра радиуса R , из несжимаемой жидкости, $\rho = \text{const}$, с постоянным магнитным полем B_{z0} вдоль оси z . Линеаризуем систему уравнений (5)-(15), и рассмотрим гармонические возмущения с зависимостью от времени и z -координаты в виде $\sim \exp(ikz - i\omega t)$. В равновесном цилиндре

все скорости, а также радиальная и азимутальная компоненты магнитного поля равны нулю, поэтому имеются только их малые возмущения v_r , v_φ , v_z , B_r , B_φ . Магнитное поле по оси и давление берутся в виде $B_z + B_z$ и $P_0 + P$. Тогда из уравнений (5)-(15) имеем

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r)}{\partial r} + ikv_z = 0, \quad (16)$$

$$-i\omega v_r = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{1}{\rho c} j_\varphi B_{z0}, \quad -i\omega v_\varphi = -\frac{B_{z0}}{\rho c} j_r, \quad -i\omega v_z = -ik \frac{P}{\rho}, \quad (17)$$

$$-i\omega B_r = ikB_{z0} v_r, \quad -i\omega B_\varphi = ikB_{z0} v_\varphi, \quad -i\omega B_z = -\frac{B_{z0}}{r} \frac{d}{dr}(rv_r), \quad (18)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + ikB_z = 0, \quad (19)$$

$$j_r = -\frac{c}{4\pi} ikB_\varphi, \quad j_\varphi = \frac{c}{4\pi} \left(ikB_r - \frac{dB_z}{dr} \right), \quad j_z = \frac{c}{4\pi r} \frac{d}{dr}(rB_\varphi). \quad (20)$$

Из (17), (18), (20) имеем связи между амплитудами и дисперсионное уравнение в виде

$$v_r = -\frac{\omega}{k} b_r, \quad v_\varphi = -\frac{\omega}{k} b_\varphi, \quad v_z = \frac{k}{\omega} \frac{P}{\rho}, \quad b_r = \frac{B_r}{B_{z0}}, \quad b_\varphi = \frac{B_\varphi}{B_{z0}}, \quad \frac{\omega^2}{k^2} = \frac{B_{z0}}{4\pi\rho} = v_a^2, \quad (21)$$

где v_a - альфвеновская скорость. Используя (21) и (20) в (17), получаем после интегрирования

$$\frac{P}{\rho} = -v_a^2 b_z, \quad b_z = \frac{B_z}{B_{z0}}. \quad (22)$$

С учетом (21) и (22), уравнения (16) и (18) тождественно совпадают с (19). Как следует из вышеизложенного, собственные линейные колебания несжимаемого цилиндра с однородным по оси z магнитным полем бывают двух типов, в зависимости от задания двух функций $v_r(r)$ и $v_\varphi(r)$. Произвольно выбирается волновой вектор k , определяющий длину волны возмущения h по оси z , $h = 2\pi/k$.

3.1. *Магнито-торсионные колебания.* При $v_r(r) = 0$ мы имеем магнито-торсионные колебания с

$$v_r = v_z = b_r = b_z = j_\varphi = P = 0, \quad (23)$$

и ненулевыми v_φ , b_φ , j_z , j_r , которые полагаем действительными. С учетом (21) имеем соотношения

$$v_\varphi = v_\varphi(r) \exp(ikz - i\omega t), \quad b_\varphi = -\frac{k}{\omega} v_\varphi = -\frac{k}{\omega} v_\varphi(r) \exp(ikz - i\omega t). \quad (24)$$

Стоячая волна получается сложением действительных частей решений для двух бегущих волн с волновыми векторами k и $-k$. Принимая литейную зависимость от радиуса, получаем решение

$$v_\varphi = v_{\varphi R} \frac{r}{R} \cos kz \cos \omega t, \quad b_\varphi = -v_{\varphi R} \frac{r}{R} \frac{k}{\omega} \sin kz \sin \omega t. \quad (25)$$

Из условия вмерзженности найдем значения компонент вектора напряженности электрического поля внутри цилиндра,

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{B}], \quad E_r = -\frac{1}{c} [v_\varphi B_z - v_z B_\varphi] = -B_{z0} \frac{v_\varphi R}{c} \frac{r}{R} \cos kz \cos \omega t, \\ E_\varphi &= -\frac{1}{c} [v_z B_r - v_r B_z] = 0, \quad E_z = -\frac{1}{c} [v_r B_\varphi - v_\varphi B_r] = 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Это решение представляет собой стоячую волну магнито-торсионного колебания с волновым вектором k и частотой $\omega = v_a k$.

3.2. *Альфвеновские волны.* При $v_\varphi(r) = 0$ мы имеем второй тип колебаний, соответствующий альфвеновской волне вдоль оси цилиндра, либо стоячей альфвеновской волне с фиксированным положением бугров и перетяжек, трансформирующихся друг в друга. При этом

$$v_\varphi = b_\varphi = j_r = j_z = 0, \quad (27)$$

а ненулевыми являются величины v_r , v_z , b_r , b_z , j_φ , P , которые полагаем действительными. Ненулевые компоненты колебаний выражаются через $v_r(r)$ в виде

$$\begin{aligned} v_z &= \frac{i}{kr} \frac{d(rv_r)}{dr}, \quad b_r = -\frac{k}{\omega} v_r, \quad b_z = -\frac{i}{\omega r} \frac{d(rv_r)}{dr}, \\ b_r &= b_R \frac{r}{R} \exp(ikz - i\omega t), \quad b_R = -v_R \frac{k}{\omega}. \end{aligned} \quad (28)$$

Для стоячей альфвеновской волны с линейной зависимостью скорости от радиуса, получаем, аналогично магнито-торсионной волне, решение в виде

$$\begin{aligned} v_r &= v_R \frac{r}{R} \sin kz \sin \omega t, \quad b_R = -v_R \frac{r}{R} \frac{k}{\omega} \cos kz \cos \omega t, \\ v_z &= \frac{2v_R}{kR} \cos kz \sin \omega t, \quad b_z = \frac{2v_R}{\omega R} \sin kz \cos \omega t. \end{aligned} \quad (29)$$

Из условия вмерзженности найдем значения компонент вектора напряженности электрического поля,

$$\begin{aligned} E_r &= -\frac{1}{c} [v_\varphi B_z - v_z B_\varphi] = 0, \quad E_\varphi = -\frac{1}{c} [v_z B_r - v_r B_z] = B_{z0} \frac{v_R}{c} \frac{r}{R} \sin kz \sin \omega t, \\ E_z &= -\frac{1}{c} [v_r B_\varphi - v_\varphi B_r] = 0. \end{aligned} \quad (30)$$

Это решение представляет собой стоячую альфвеновскую волну с волновым вектором k и частотой $\omega = v_a k$.

4. *Общие решения уравнений Максвелла в вакууме в случае осевой симметрии.* Найдем решение уравнений Масквелла в вакууме

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad \operatorname{div} \vec{E} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (31)$$

Для цилиндрической системы координат, обладающей аксиальной симметрией $\partial/\partial\varphi = 0$, получаем систему уравнений:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rB_r)}{\partial r} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad -\frac{\partial B_\varphi}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial E_r}{\partial t}, \quad (32)$$

$$\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{1}{c} \frac{\partial E_\varphi}{\partial t}, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} = \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t}, \quad (33)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_r)}{\partial r} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_r}{\partial t}, \quad (34)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_\varphi}{\partial t}, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(rE_\varphi)}{\partial r} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t}. \quad (35)$$

Полагая, $\bar{E}, \bar{B} \sim \exp(ikz - i\omega t)$, получим:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rB_r)}{\partial r} + ikB_z = 0, \quad -ikB_\varphi = -\frac{i\omega}{c} E_r, \quad (36)$$

$$ikB_r - \frac{dB_z}{dr} = -\frac{i\omega}{c} E_\varphi, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(B_\varphi r)}{\partial r} = -\frac{i\omega}{c} E_z, \quad (37)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_r)}{\partial r} + ikE_z = 0, \quad -ikE_\varphi = \frac{i\omega}{c} B_r, \quad (38)$$

$$ikE_r - \frac{dE_z}{dr} = \frac{i\omega}{c} B_\varphi, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(E_\varphi r)}{\partial r} = \frac{i\omega}{c} B_z. \quad (39)$$

Из (36), (38) следует

$$E_\varphi = -\frac{\omega}{ck} B_r, \quad B_\varphi = \frac{\omega}{ck} E_r, \quad B_z = \frac{i}{k} \left(\frac{B_r}{r} + \frac{dB_r}{dr} \right), \quad E_z = \frac{i}{k} \left(\frac{E_r}{r} + \frac{dE_r}{dr} \right). \quad (40)$$

Подставляя полученные выражения в (37), (39), получаем два идентичных уравнения

$$ikE_r - \frac{i}{k} \frac{d}{dr} \left(\frac{E_r}{r} + \frac{dE_r}{dr} \right) = \frac{i\omega^2}{kc^2} E_r, \quad ikB_r - \frac{i}{k} \frac{d}{dr} \left(\frac{B_r}{r} + \frac{dB_r}{dr} \right) = \frac{i\omega^2}{kc^2} B_r. \quad (41)$$

Для функции $W_r = E_r, B_r$ (радиальные компоненты магнитного и электрического полей) получаем уравнение

$$r^2 \frac{d^2 W_r}{dr^2} + r \frac{dW_r}{dr} + \left\{ r^2 \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - k^2 \right] - 1 \right\} W_r = 0. \quad (42)$$

Возможны 3 случая: а) $\omega > kc$, б) $\omega = kc$ и с) $\omega < kc$. В предыдущем разделе было получено, что частота торсионных и альфвеновских колебаний цилиндра $\omega = kv_a < kc$, так как $v_a < c$, поэтому рассмотрим случай с).

Делая замену переменной $x = r \sqrt{k^2 - (\omega/c)^2}$, которая оставляет аргумент действительным, получаем для W модифицированное уравнение Бесселя

$$x^2 \frac{d^2 W_r}{dx^2} + x \frac{dW_r}{dx} - (x^2 + 1) W_r = 0. \quad (43)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$W_r(x) = C_3 I_1(x) + C_4 K_1(x), \quad (44)$$

где C_3, C_4 - комплексные константы, $I_n(x)$ - функция Бесселя (действительная), соответствующая мнимому аргументу, а $K_n(x)$ - функция Макдональда [15]. При $x \gg 1$ имеем

$$I_1(x) \approx \frac{\exp(x)}{\sqrt{2\pi x}}, \quad K_1(x) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \exp(-x). \quad (45)$$

Первое слагаемое в выражении для W_r экспоненциально растет, поэтому следует выбрать $C_3 = 0$. Общее решение для физических величин получаем из реальной части комплексного решения. Действительные и мнимые значения констант C_4 для E_r и B_r обозначим как C_E^r, i и C_B^r, i , соответственно. С учетом

$$\exp(ikz - i\omega t) = \cos(kz - \omega t) + i \sin(kz - \omega t), \quad (46)$$

$$C_4 = C_4^r + iC_4^i, \quad (47)$$

получаем тогда для действительных частей

$$\begin{aligned} E_r &= K_1(x) [C_E^r \cos(kz - \omega t) - C_E^i \sin(kz - \omega t)], \\ B_r &= K_1(x) [C_B^r \cos(kz - \omega t) - C_B^i \sin(kz - \omega t)], \end{aligned} \quad (48)$$

$$B_\varphi = \frac{\omega}{kc} E_r = \frac{\omega}{kc} K_1(x) [C_E^r \cos(kz - \omega t) - C_E^i \sin(kz - \omega t)],$$

$$E_\varphi = -\frac{\omega}{kc} B_r = -\frac{\omega}{kc} K_1(x) [C_B^r \cos(kz - \omega t) - C_B^i \sin(kz - \omega t)]. \quad (49)$$

Из (40) имеем

$$E_z = \frac{\sqrt{k^2 - (\omega/c)^2}}{k} K_0(x) [C_E^i \cos(kz - \omega t) + C_E^r \sin(kz - \omega t)], \quad (50)$$

$$B_z = \frac{\sqrt{k^2 - (\omega/c)^2}}{k} K_0(x) [C_B^i \cos(kz - \omega t) + C_B^r \sin(kz - \omega t)]. \quad (51)$$

Здесь использовалось соотношение [15]

$$\frac{dK_1(x)}{dx} + \frac{K_1(x)}{x} = -K_0(x).$$

Стоячая волна получается суперпозицией двух бегущих волн из (48)-(51) с разными знаками волнового вектора k . В результате имеем для стоячих по оси z волн

$$\begin{aligned} E_r &= K_1(x) \cos kz (C_E^r \cos \omega t + C_E^i \sin \omega t), \\ B_r &= K_1(x) \cos kz (C_B^r \cos \omega t + C_B^i \sin \omega t), \end{aligned} \quad (52)$$

$$B_\varphi = \frac{\omega}{kc} K_1(x) \sin kz (C_E^i \sin \omega t - C_E^r \cos \omega t),$$

$$E_\varphi = -\frac{\omega}{kc} K_1(x) \sin kz (C_B^i \sin \omega t - C_B^r \cos \omega t). \quad (53)$$

$$E_z = \frac{\sqrt{k^2 - (\omega/c)^2}}{k} K_0(x) \sin kz (C_E^i \sin \omega t + C_E^r \cos \omega t), \quad (54)$$

$$B_z = \frac{\sqrt{k^2 - (\omega/c)^2}}{k} K_0(x) \sin kz (C_B^i \sin \omega t + C_B^r \cos \omega t). \quad (55)$$

5. *Сшивка решений на границе цилиндра.* На границе цилиндра (граница раздела двух сред), при $r=r_0$, решения удовлетворяют граничным условиям для уравнений Максвелла:

$$B_{2n} = B_{1n}, \quad E_{2n} - E_{1n} = 4\pi\sigma, \quad B_{2\tau} - B_{1\tau} = \frac{4\pi}{c}i, \quad E_{2\tau} = E_{1\tau} = 0. \quad (56)$$

Здесь индексы "1" и "2" относятся к внешности (вакуум) и внутренности цилиндра (вещество), соответственно; σ - поверхностная плотность заряда, i - плотность поверхностного тока.

5.1. *Магнито торсионные колебания.* В данной моде, внутри цилиндра, согласно (23), (26) равны нулю нормальная компонента магнитного поля B_r , и тангенциальные компоненты электрического поля E_z, E_φ . Тогда из (52)-(54) следует равенство нулю электрического и магнитного полей в вакууме вокруг бесконечного цилиндра при магнито-торсионных колебаниях

$$C_E^r = C_E^i = C_B^r = C_B^i = 0. \quad (57)$$

Скачки нормальной компоненты электрического поля E_r и тангенциальной компоненты магнитного поля B_φ определяют переменную поверхностную плотность электрического заряда σ и поверхностную плотность тока i , согласно (25), (26), в виде

$$\sigma = -\frac{B_{z0} v_{\varphi R}}{4\pi c} \cos kz \cos \omega t, \quad i_\tau = -\frac{B_{z0} k v_{\varphi R} c}{4\pi \omega} \sin kz \sin \omega t. \quad (58)$$

Магнито-торсионные возмущения не сопровождаются возмущениями компоненты поверхностного тока i_φ . Невозмущенное значение $i_{\varphi 0}$ зависит от предположения о вакуумном значении магнитного поля вдоль оси цилиндра B_{z0}^{out} , так что

$$i_{\varphi 0} = \frac{c}{4\pi} (B_{z0} - B_{z0}^{out}). \quad (59)$$

5.2. *Альфвеновские волны.* В данной моде, согласно (27), (33), равны нулю нормальная компонента электрического поля E_r , и тангенциальные компоненты электрического поля E_z , и магнитного B_φ . Тогда из непрерывности нормальной компоненты магнитного поля B_r и тангенциальной компоненты электрического поля E_φ на границе цилиндра находим эти компоненты полей вне цилиндра, используя (29), (30), (52), (53), в виде

$$B_r^{out} = -B_{z0} \frac{k v_R}{\omega} \frac{K_1(x)}{K_1(x_R)} \cos kz \cos \omega t, \quad E_\varphi^{out} = B_{z0} \frac{v_R}{c} \frac{K_1(x)}{K_1(x_R)} \sin kz \sin \omega t, \quad (60)$$

где $x = r\sqrt{k^2 - (\omega/c)^2}$, $x_R = R\sqrt{k^2 - (\omega/c)^2}$. Из этой сшивки, а также из

непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля E_z , следует, что только одна константа в (48) является ненулевой

$$C_B^r = -B_{z0} \frac{k v_R}{\omega} \frac{1}{K_1 x_R}, \quad C_B^i = C_E^r = C_E^i = 0. \quad (61)$$

С учетом (61) получаем из (48), (55), (50) внешние значения полей B_φ , B_z , E_r , E_z

$$B_z^{out} = -B_{z0} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{kc}\right)^2} \frac{k v_R}{\omega} \frac{K_0(x)}{K_1(x_R)} \sin kz \cos \omega t, \quad B_\varphi^{out} = E_r^{out} = E_z^{out} = 0. \quad (62)$$

Из (56) найдем плотности поверхностного заряда и возмущенного поверхностного тока, используя (23), (24), (62)

$$\sigma = 0, \quad i_z = 0, \quad i_\varphi = \frac{c}{4\pi} B_{z0} \frac{v_R}{\omega R} \left[x_R \frac{K_0(x_R)}{K_1(x_R)} + 2 \right] \sin kz \cos \omega t. \quad (63)$$

6. *Электромагнитное излучение при колебаниях намагниченного цилиндра с магнитным полем вдоль его оси.* Найдем плотность потока электромагнитного излучения цилиндра \bar{S} , определяемого вектором Умова-Пойнтинга:

$$\bar{S} = \frac{c}{4\pi} [\bar{E} \times \bar{B}]. \quad (64)$$

При магнитоторсионных колебаниях внешнее электромагнитное поле отсутствует, согласно (57), поэтому при этих колебаниях цилиндр ничего не излучает. При альфвеновских колебаниях, используя решения для внешних полей (60) и (62), получаем значения для плотности потока электромагнитного излучения в виде

$$S_r = \frac{c}{4\pi} E_\varphi^{out} B_z^{out} = B_{z0}^2 \frac{k v_R^2}{8\pi\omega} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{kc}\right)^2} \frac{K_0(x) K_1(x)}{K_1^2(x_R)} \sin^2 kz \sin 2\omega t, \\ S_z = -\frac{c}{4\pi} E_\varphi^{out} B_r^{out} = B_{z0}^2 \frac{k v_R^2}{16\pi\omega} \frac{K_1^2(x)}{K_1^2(x_R)} \sin 2kz \sin 2\omega t, \quad S_\varphi = 0. \quad (65)$$

Полученное выше решение соответствует полностью линейно поляризованной электромагнитной волне. Решение для волны с другой линейной поляризацией находится аналогичным способом. При этом в выражении (63) для радиального потока энергии появляется $\cos^2 kz$ вместо $\sin^2 kz$.

7. Неосесимметричные колебания.

7.1. *Основные уравнения.* В отсутствие аксиальной симметрии уравнения магнитной гидродинамики в цилиндрической системе координат имеют вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v_r \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial p}{\partial z} + \rho \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] = 0, \quad (66)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{\rho c} (j_\varphi B_z - j_z B_\varphi), \quad (67)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \varphi} + \frac{1}{\rho c} (j_z B_r - j_r B_z), \quad (68)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{\rho c} (j_r B_\varphi - j_\varphi B_r), \quad (69)$$

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v_r B_\varphi - v_\varphi B_r) - \frac{\partial}{\partial z} (v_z B_r - v_r B_z), \quad (70)$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (v_\varphi B_z - v_z B_\varphi) - \frac{\partial}{\partial r} (v_r B_\varphi - v_\varphi B_r), \quad (71)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r(v_z B_r - v_r B_z)] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v_\varphi B_z - v_z B_\varphi), \quad (72)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (73)$$

$$j_r = \frac{c}{4\pi} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} \right], \quad (74)$$

$$j_\varphi = \frac{c}{4\pi} \left[\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right], \quad (75)$$

$$j_z = \frac{c}{4\pi r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) - \frac{\partial B_r}{\partial \varphi} \right], \quad (76)$$

Здесь уравнение (66) - уравнение непрерывности, (67)-(69) - уравнения движения Эйлера с магнитными полями, (70)-(72) - уравнения вращательности магнитного поля, (73) - уравнение бездивергентности магнитного поля, (74)-(76) - уравнения генерации поля электрическими токами. Не учитывалась вязкость и омическое сопротивление (проводимость равна бесконечности).

7.2. *Линеаризованные уравнения.* Линеаризованная система уравнений с зависимостью от (t, φ, z) в виде $\sim \exp(ikz + im\varphi - i\omega t)$ имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{d(rv_r)}{dr} + \frac{imv_\varphi}{r} + ikv_z = 0, \quad (77)$$

$$i\omega v_r = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{1}{\rho c} j_\varphi B_{z0}, \quad i\omega v_\varphi = \frac{imP}{\rho r} + \frac{B_{z0}}{\rho c} j_r, \quad i\omega v_z = ik \frac{P}{\rho}, \quad (78)$$

$$i\omega B_r = -ikB_{z0} v_r, \quad i\omega B_\varphi = -ikB_{z0} v_\varphi, \quad i\omega B_z = \frac{B_{z0}}{r} \left[\frac{d}{dr} (rv_r) + imv_\varphi \right], \quad (79)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{imB_\varphi}{r} + ikB_z = 0, \quad (80)$$

$$j_r = \frac{c}{4\pi} \left[\frac{imB_z}{r} - ikB_\varphi \right], \quad j_\varphi = \frac{c}{4\pi} \left(ikB_r - \frac{dB_z}{dr} \right), \quad j_z = \frac{c}{4\pi r} \left[\frac{d}{dr} (r B_\varphi) - imB_r \right]. \quad (81)$$

Из (78), (79), (81) имеем связи между амплитудами и дисперсионное уравнение в виде

$$v_r = -\frac{\omega}{k} b_r, v_\varphi = -\frac{\omega}{k} b_\varphi, v_z = \frac{k P}{\omega \rho}, b_r = \frac{B_r}{B_{z0}}, b_\varphi = \frac{B_\varphi}{B_{z0}}, \frac{\omega^2}{k^2} = \frac{B_{z0}}{4\pi\rho} = v_a^2, \quad (82)$$

где v_a - альфвеновская скорость. Используя (82) и (81) в (78), получаем после интегрирования

$$\frac{P}{\rho} = -v_a^2 b_z, \quad b_z = \frac{B_z}{B_{z0}}. \quad (83)$$

Уравнение (80) следует из (77) и (79) с учетом (82) и (83). Как следует из вышеизложенного, собственные линейные колебания несжимаемого цилиндра с однородным по оси z магнитным полем бывают двух типов, в зависимости от задания двух функций $v_r(r)$ и $v_\varphi(r)$. Произвольно выбирается волновой вектор k , определяющий длину волны возмущения h по оси z , $h = 2\pi/k$, и азимутальный волновой вектор m , определяющий число узлов на круге.

7.3. Магнито-торсионные колебания. Магнито-торсионные колебания соответствуют $v_r(r) = b_r(r) = 0$ при ненулевых остальных компонент поля и скорости. Задавая произвольно $v_\varphi(r)$, получим

$$v_z = -\frac{m}{kr} v_\varphi, \quad b_z = \frac{m}{\omega r} v_\varphi, \quad b_\varphi = -\frac{k}{\omega} v_\varphi, \quad \frac{P}{\rho} = -v_a^2 \frac{m}{\omega r} v_\varphi. \quad (84)$$

Задавая произвольно $b_\varphi(r)$, получим

$$v_z = \frac{m \omega}{kr k} b_\varphi, \quad b_z = -\frac{m}{kr} b_\varphi, \quad v_\varphi = -\frac{\omega}{k} b_\varphi, \quad \frac{P}{\rho} = v_a^2 \frac{m}{kr} b_\varphi. \quad (85)$$

Зададим произвольно

$$v_\varphi = v_\varphi(r) \exp(ikz + im\varphi - i\omega t), \quad (86)$$

остальные ненулевые компоненты получаются из (84). Выделяя действительную часть колебаний, и рассматривая возмущение в виде твердотельного вращения, получим

$$\begin{aligned} v_\varphi &= v_{\varphi R} \frac{r}{R} \cos(kz + m\varphi - \omega t), \quad b_\varphi = -v_{\varphi R} \frac{kr}{\omega R} \cos(kz + m\varphi - \omega t), \\ v_z &= -v_{\varphi R} \frac{m}{kr} \cos(kz + m\varphi - \omega t), \quad b_z = v_{\varphi R} \frac{m}{k v_a R} \cos(kz + m\varphi - \omega t). \end{aligned} \quad (87)$$

Из условия вмороженности найдем значения компонент вектора напряженности электрического поля внутри цилиндра,

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{B}], \quad E_r = -\frac{1}{c} [v_\varphi B_z - v_z B_\varphi] = -B_{z0} \frac{v_{\varphi R} r}{c R} \cos(kz + m\varphi - \omega t), \\ E_\varphi &= -\frac{1}{c} [v_z B_r - v_r B_z] = 0, \quad E_z = -\frac{1}{c} [v_r B_\varphi - v_\varphi B_r] = 0. \end{aligned} \quad (88)$$

7.4. Альфвеновские волны. При $v_\varphi(r) = 0$ мы имеем второй тип колебаний, соответствующий альфвеновским волнам вдоль оси цилиндра и

его окружности. При этом

$$v_\varphi = b_\varphi = 0, \quad (89)$$

а ненулевыми являются величины $v_r, v_z, b_r, b_z, j_r, j_\varphi, j_z, P$. Ненулевые компоненты колебаний выражаются через $v_r(r)$ в виде

$$v_z = \frac{i}{kr} \frac{d(rv_r)}{dr}, \quad b_r = -\frac{k}{\omega} v_r, \quad b_z = -\frac{i}{\omega r} \frac{d(rv_r)}{dr}. \quad (90)$$

Задаем возмущение в виде

$$b_z = b \exp(ikz + im\varphi - i\omega t).$$

Выделяя действительную часть колебаний, и полагая линейную зависимость радиальной скорости от радиуса, получим

$$b_z = 2 \frac{\nu_R}{\omega R} \cos(kz + m\varphi - \omega t), \quad v_z = -2 \frac{\nu_R}{kR} \cos(kz + m\varphi - \omega t), \quad (91)$$

$$b_r = \nu_R \frac{kr}{\omega R} \sin(kz + m\varphi - \omega t), \quad v_r = -\nu_R \frac{r}{R} \sin(kz + m\varphi - \omega t), \quad b = \frac{2\nu_R}{\omega R}.$$

Из условия вмерзновенности найдем значения компонент вектора напряженности электрического поля,

$$E_r = -\frac{1}{c} [v_\varphi B_z - v_z B_\varphi] = 0, \quad E_z = -\frac{1}{c} [v_r B_\varphi - v_\varphi B_r] = 0, \quad (92)$$

$$E_\varphi = -\frac{1}{c} [v_z B_r - v_r B_z] = -B_{z0} \frac{\nu_R}{c} \frac{r}{R} \sin(kz + m\varphi - \omega t).$$

8. *Общие решения уравнений Максвелла в вакууме в цилиндрических координатах.* Найдем решение уравнений Максвелла (31) в вакууме. В цилиндрической системе координат система уравнений имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rv_r)}{\partial r} + \frac{\partial B_\varphi}{r \partial \varphi} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial B_z}{r \partial \varphi} - \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial E_r}{\partial t}, \quad (93)$$

$$\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{1}{c} \frac{\partial E_\varphi}{\partial t}, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(rv_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{r \partial \varphi} = \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t}, \quad (94)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE_r)}{\partial r} + \frac{\partial E_\varphi}{r \partial \varphi} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial E_z}{r \partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_r}{\partial t}, \quad (95)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_\varphi}{\partial t}, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(rE_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{r \partial \varphi} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t}. \quad (96)$$

Полагая, $\vec{E}, \vec{B} \sim \exp(ikz + im\varphi - i\omega t)$, получим:

$$\frac{1}{r} \frac{d(rv_r)}{dr} + \frac{im}{r} B_\varphi + ikB_z = 0, \quad \frac{im}{r} B_z - ikB_\varphi = -\frac{i\omega}{c} E_r, \quad (97)$$

$$ikB_r - \frac{dB_z}{dr} = -\frac{i\omega}{c} E_\varphi, \quad \frac{1}{r} \frac{d(B_\varphi r)}{dr} - \frac{im}{r} B_r = -\frac{i\omega}{c} E_z, \quad (98)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d(rE_r)}{dr} + \frac{im}{r} E_\varphi + ikE_z = 0, \quad \frac{im}{r} E_z - ikE_\varphi = \frac{i\omega}{c} B_r, \quad (99)$$

$$ikE_r - \frac{dE_z}{dr} = \frac{i\omega}{c} B_\varphi, \quad \frac{1}{r} \frac{d(E_\varphi r)}{dr} - \frac{im}{r} E_r = \frac{i\omega}{c} B_z. \quad (100)$$

Среди четырех уравнений (97), (98), и, соответственно, (99), (100), независимыми являются только три. Из (97) и первого уравнения (98) получаем

$$E_\varphi = \frac{m}{kr} E_z - \frac{\omega}{ck} B_r, \quad E_\varphi = \frac{i}{m} \frac{d(rE_r)}{dr} - \frac{kr}{m} E_z, \quad B_\varphi = \frac{kc}{\omega} E_r + \frac{ic}{\omega} \frac{dE_z}{dr}. \quad (101)$$

Соответственно, из (99), и первого уравнения (100) получаем

$$B_\varphi = \frac{m}{kr} B_z + \frac{\omega}{ck} E_r, \quad B_\varphi = \frac{i}{m} \frac{d(rB_r)}{dr} - \frac{kr}{m} B_z, \quad E_\varphi = -\frac{kc}{\omega} B_r - \frac{ic}{\omega} \frac{dB_z}{dr}. \quad (102)$$

Исключая B_φ, E_φ из уравнений (101), (102), получаем 4 уравнения для B_r, B_z, E_r, E_z в виде

$$i \frac{d(rB_r)}{dr} - \frac{m\omega}{kc} E_r = krB_z \left(1 + \frac{m^2}{k^2 r^2} \right), \quad (103)$$

$$i \frac{d(rE_r)}{dr} + \frac{m\omega}{kc} B_r = krE_z \left(1 + \frac{m^2}{k^2 r^2} \right), \quad (104)$$

$$B_r = \frac{1}{\frac{kc}{\omega} - \frac{\omega}{kc}} \left[-\frac{ic}{\omega} \frac{dB_z}{dr} - \frac{m}{kr} E_z \right], \quad E_r = \frac{1}{\frac{kc}{\omega} - \frac{\omega}{kc}} \left[-\frac{ic}{\omega} \frac{dE_z}{dr} + \frac{m}{kr} B_z \right]. \quad (105)$$

Подставляя (105) в (103), (104), получаем тождественные уравнения для компонент $B_z, E_z = W_z$ в виде

$$r^2 \frac{d^2 W_z}{dr^2} + r \frac{dW_z}{dr} - \left\{ r^2 \left[k^2 - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right] + m^2 \right\} W_z = 0. \quad (106)$$

Делая замену переменной $x = r \sqrt{k^2 - (\omega/c)^2}$, которая оставляет аргумент действительным, получаем для W модифицированное уравнение Бесселя

$$x^2 \frac{d^2 W_z}{dx^2} + x \frac{dW_z}{dx} - (x^2 + m^2) W_z = 0. \quad (107)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$W_z(x) = C_3 I_m(x) + C_4 K_m(x), \quad (108)$$

где C_3, C_4 - комплексные константы, $I_m(x)$ - функция Бесселя (действительная), соответствующая мнимому аргументу, а $K_m(x)$ - функция Макдональда [15]. При $x \gg 1$ имеем

$$I_m(x) \approx \frac{\exp(x)}{\sqrt{2\pi x}}, \quad K_m(x) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \exp(-x). \quad (109)$$

Первое слагаемое в выражении для W_z экспоненциально растет, поэтому следует выбрать $C_3 = 0$. Общее решение для физических величин получаем из реальной части комплексного решения. Действительные и мнимые значения констант C_4 для E_z и B_z обозначим как $C_E^{r,i}$ и $C_B^{r,i}$,

соответственно. С учетом

$$\exp(ikz + im\varphi - i\omega t) = \cos(kz + m\varphi - \omega t) + i \sin(kz + m\varphi - \omega t), \quad (110)$$

$$C_4 = C_4^r + iC_4^i, \quad (111)$$

получаем тогда для действительных частей

$$\begin{aligned} E_z &= K_m(x) \left[C_E^r \cos(kz + m\varphi - \omega t) - C_E^i \sin(kz + m\varphi - \omega t) \right], \\ B_z &= K_m(x) \left[C_B^r \cos(kz + m\varphi - \omega t) - C_B^i \sin(kz + m\varphi - \omega t) \right]. \end{aligned} \quad (112)$$

С учетом

$$\frac{dK_m(x)}{dx} = -K_{m+1}(x) + \frac{m}{x} K_m(x)$$

получаем из (105)

$$E_r = \frac{k\omega/c}{k^2 - (\omega^2/c^2)} \left[\frac{c}{\omega} C_E^i \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \left(-K_{m+1} + \frac{m}{x} K_m \right) + \frac{m}{kr} C_B^r K_m \right] \cos(kz + m\varphi - \omega t) + \quad (113)$$

$$+ \frac{k\omega/c}{k^2 - (\omega^2/c^2)} \left[\frac{c}{\omega} C_E^r \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \left(-K_{m+1} + \frac{m}{x} K_m \right) - \frac{m}{kr} C_B^i K_m \right] \sin(kz + m\varphi - \omega t),$$

$$B_r = \frac{k\omega/c}{k^2 - (\omega^2/c^2)} \left[\frac{c}{\omega} C_B^i \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \left(-K_{m+1} + \frac{m}{x} K_m \right) - \frac{m}{kr} C_E^r K_m \right] \cos(kz + m\varphi - \omega t) + \quad (114)$$

$$+ \frac{k\omega/c}{k^2 - (\omega^2/c^2)} \left[\frac{c}{\omega} C_B^r \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \left(-K_{m+1} + \frac{m}{x} K_m \right) + \frac{m}{kr} C_E^i K_m \right] \sin(kz + m\varphi - \omega t).$$

Из первых соотношений в (101), (102), получаем

$$\begin{aligned} E_\varphi &= \frac{\omega^2/c^2}{k^2 - (\omega^2/c^2)} \left[-\frac{c}{\omega} C_B^i \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \left(-K_{m+1} + \frac{m}{x} K_m \right) + \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \frac{m}{kr} C_E^r K_m \right] \times \\ &\quad \times \cos(kz + m\varphi - \omega t) + \frac{\omega^2/c^2}{k^2 - (\omega^2/c^2)} \times \end{aligned} \quad (115)$$

$$\times \left[-\frac{c}{\omega} C_B^r \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \left(-K_{m+1} + \frac{m}{x} K_m \right) - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \frac{m}{kr} C_E^i K_m \right] \sin(kz + m\varphi - \omega t),$$

$$\begin{aligned} B_\varphi &= \frac{\omega^2/c^2}{k^2 - (\omega^2/c^2)} \left[\frac{c}{\omega} C_E^i \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \left(-K_{m+1} + \frac{m}{x} K_m \right) + \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \frac{m}{kr} C_B^r K_m \right] \times \\ &\quad \times \cos(kz + m\varphi - \omega t) + \frac{\omega^2/c^2}{k^2 - (\omega^2/c^2)} \times \end{aligned} \quad (116)$$

$$\times \left[\frac{c}{\omega} C_E^r \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \left(-K_{m+1} + \frac{m}{x} K_m \right) - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \frac{m}{kr} C_B^i K_m \right] \sin(kz + m\varphi - \omega t).$$

9. Электромагнитное излучение цилиндра при колебаниях.

9.1. *Магнито-торсионные колебания.* В данной моде, внутри цилиндра, согласно (84), (88), равны нулю нормальная компонента магнитного поля B_r , и тангенциальные компоненты электрического поля E_z , E_φ . Тогда из (112)-(116) следует равенство нулю электрического и магнитного полей вокруг бесконечного цилиндра при магнито-торсионных колебаниях

$$C_E^r = C_E^i = C_B^r = C_B^i = 0. \quad (117)$$

Скачки нормальной компоненты электрического поля E_r и тангенциальной компоненты магнитного поля B_φ определяют переменную поверхностную плотность электрического заряда σ и поверхностную плотность тока i , согласно (87), (88), в виде

$$\sigma = -\frac{B_{z0} v_{\varphi R}}{4\pi c} \cos(kz + m\varphi - \omega t), \quad i_z = -\frac{B_{z0} k v_{\varphi R} c}{4\pi\omega} \cos(kz + m\varphi - \omega t),$$

$$i_\omega = \frac{B_{z0} m v_{\varphi R} c}{4\pi\omega R} \cos(kz + m\varphi - \omega t). \quad (118)$$

Невозмущенное значение $i_{\varphi 0}$ зависит от предположения о вакуумном значении магнитного поля вдоль оси цилиндра B_{z0}^{out} , так что

$$i_{\varphi 0} = \frac{c}{4\pi} (B_{z0} - B_{z0}^{out}). \quad (119)$$

При неосесимметричных магнито-торсионных колебаниях внешнее электромагнитное поле отсутствует, согласно (117), поэтому при этих колебаниях цилиндр ничего не излучает, как и в осесимметричном случае.

9.2. *Альфвеновские волны.* В данной моде, согласно (89), (94), равны нулю нормальная компонента электрического поля E_r , и тангенциальные компоненты электрического поля E_z и магнитного B_φ . Тогда из непрерывности нормальной компоненты магнитного поля B_r и тангенциальной компоненты электрического поля E_φ на границе цилиндра находим эти компоненты полей вне цилиндра, используя (90), (92), (114), (115), в виде

$$C_B^r = -B_{z0} \frac{x_R v_R}{\omega R} \left(K_{m+1, R} - \frac{m}{x_R} K_{m, R} \right)^{-1}, \quad C_B^i = C_E^r = C_E^i = 0. \quad (120)$$

$$B_r^{out} = B_{z0} \frac{k v_R}{\omega} \frac{K_{m+1} - \frac{m}{x} K_m}{K_{m+1, R} - \frac{m}{x_R} K_{m, R}} \sin(kz + m\varphi - \omega t),$$

$$E_\varphi^{out} = -B_{z0} \frac{v_R}{c} \frac{K_{m+1} - \frac{m}{x} K_m}{K_{m+1, R} - \frac{m}{x_R} K_{m, R}} \sin(kz + m\varphi - \omega t), \quad (121)$$

где $x = r \sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}$, $x_R = R \sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}$. С учетом (120) получаем из (112)-(114) внешние значения полей B_z , B_φ , E_r , $E_z = 0$:

$$B_z^{out} = -B_{z0} x_R \frac{v_R}{\omega R} \frac{K_m}{K_{m+1,R} - \frac{m}{x_R} K_{m,R}} \cos(kz + m\varphi - \omega t). \quad (122)$$

$$B_\varphi^{out} = -B_{z0} \frac{m}{x_R} \frac{k v_R R}{\omega r} \frac{K_m}{K_{m+1,R} - \frac{m}{x_R} K_{m,R}} \cos(kz + m\varphi - \omega t). \quad (123)$$

$$E_\varphi^{out} = -B_{z0} \frac{m}{x_R} \frac{v_R R}{c r} \frac{K_m}{K_{m+1,R} - \frac{m}{x_R} K_{m,R}} \cos(kz + m\varphi - \omega t). \quad (124)$$

Из (56) найдем плотности поверхностного заряда и поверхностного тока, используя (90), (92), (122), (124)

$$\sigma = -\frac{1}{4\pi} E_r^{out} = \frac{B_{z0}}{4\pi} \frac{m}{x_R} \frac{v_R R}{c r} \frac{K_m}{K_{m+1,R} - \frac{m}{x_R} K_{m,R}} \cos(kz + m\varphi - \omega t), \quad (125)$$

$$i_z = -\frac{c}{4\pi} B_\varphi^{out} = \frac{c}{4\pi} B_{z0} \frac{m}{x_R} \frac{k v_R R}{\omega r} \frac{K_m}{K_{m+1,R} - \frac{m}{x_R} K_{m,R}} \cos(kz + m\varphi - \omega t), \quad (126)$$

$$i_\varphi = \frac{c}{4\pi} B_{z0} \frac{v_R}{\omega R} \left[2 + x_R \frac{K_{m,R}}{K_{m+1,R} - \frac{m}{x_R} K_{m,R}} \right] \cos(kz + m\varphi - \omega t). \quad (127)$$

Используя решения для внешних полей (121)-(124), получаем значения для плотности потока электромагнитного излучения в виде

$$S_r = \frac{c}{4\pi} E_\varphi^{out} B_z^{out} = B_{z0}^2 \frac{v_R^2}{8\pi\omega R} x_R K_m \left(K_{m+1} - \frac{m}{x} K_m \right) \times \\ \times \left(K_{m+1,R} - \frac{m}{x_R} K_{m,R} \right)^{-2} \sin^2(kz + m\varphi - \omega t), \quad (128)$$

$$S_\varphi = -\frac{c}{4\pi} E_r^{out} B_{z0}^{out} = \\ = -B_{z0}^2 \frac{m v_R^2}{4\pi\omega r} K_m^2 \left(K_{m+1,R} - \frac{m}{x_R} K_{m,R} \right)^{-2} \cos^2(kz + m\varphi - \omega t), \quad (129)$$

$$S_z = \frac{c}{4\pi} \left(E_r^{out} B_\varphi^{out} - E_\varphi^{out} B_r^{out} \right) = B_{z0}^2 \frac{k v_R^2}{4\pi\omega} \left(K_{m+1,R} - \frac{m}{x_R} K_{m,R} \right)^{-2} \times \\ \times \left[\frac{m^2}{x_R^2} \frac{R^2}{r^2} K_m^2 \cos^2(kz + m\varphi - \omega t) - \left(K_{m+1,R} - \frac{m}{x_R} K_{m,R} \right)^2 \sin^2(kz + m\varphi - \omega t) \right]. \quad (130)$$

10. **Выводы.** Из полученных результатов следует, что при торсионных колебаниях замагниченного цилиндра бесконечной длины электромагнитное поле вокруг цилиндра не возникает, поток энергии отсутствует, и колебания не затухают. В случае альфвеновских колебаний вокруг цилиндра возникает электромагнитное поле, которое экспоненциально убывает с удалением от цилиндра в силу асимптотики функций

$$K_m(x) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x}$$

при $x \rightarrow \infty$. Локальная плотность радиального потока энергии падает экспоненциально с радиусом удаления от оси цилиндра, и везде равна нулю при усреднении по времени. Потоки энергии вдоль оси цилиндра и вдоль его окружности также экспоненциально убывают с радиусом, но не исчезают при усреднении по времени. Это связано с выбором волны определенной поляризации. Для волны с противоположными по знаку волновыми векторами k и m будет иметь место поток энергии в противоположном направлении, так что при колебаниях, содержащих все моды, средние по времени потоки энергии будут нулевыми во всех направлениях.

Подобное поведение является результатом рассмотрения идеальной модели бесконечно длинного цилиндра, в которой происходит интерференция волн, приводящая к отсутствию потока энергии на бесконечность. В реальной модели длинного цилиндра конечной длины поток энергии и затухание колебаний будут иметь место, однако, эти потери будут существенно подавлены при длине цилиндра намного превышающей его радиус и длину волны колебаний вдоль его оси. Этот результат соответствует наблюдениям джетов, которые показывают сохранение сильной коллимации на длинах, намного превышающих его диаметр.

Авторы благодарны за частичную поддержку РФФИ, грант 08-02-00491 и 11-02-00602; Программе РАН "Происхождение, образование и эволюция объектов во Вселенной" и Гранту Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-3458.2010.2.

¹ Институт космических исследований РАН, e-mail: gkogan@iki.rssi.ru

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия,

ELECTROMAGNETIC FIELD ARISING DURING OSCILLATIONS OF A MAGNETIZED NON-COMPRESSIBLE INFINITELY LONG CYLINDER

G.S.BISNOVATYI-KOGAN¹, S.V.PAVLOV²

Oscillations of the magnetized non-compressible cylinder with a uniform magnetic field along its axis are investigated, together with an electromagnetic field produced by these oscillations. Two types of eigenfunctions are found for oscillations in linear approximation, representing torsional and alfvénic waves. It is obtained, that torsional oscillations don't generate electromagnetic field

outside the infinite length cylinder. The electromagnetic field generated around this cylinder by alfvénic oscillations drops exponentially with radial distance from the axis of the cylinder. A time averaged electromagnetic flux from the cylinder is equal to zero. The physical interpretation of the results is given.

Key words: *jets:oscillations:electromagnetic field*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Siemiginowska, R.K.Smith, T.L.Aldcroft et al.*, *Astrophys. J.*, 598, L15-L18, 2003.
2. *M.C.Begelman, R.D.Blandford, M.J.Rees*, *Reviews of Modern Physics*, 56, 255, 1984.
3. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, in *Stellar Jets and Bipolar Outflows*, eds. L.Errico, A.A.Vittone, Kluwer. Proc. ApSS Lib., 186, 369, 1993.
4. *S.Chandrasekhar, E.Fermi*, *Astrophys. J.*, 118, 116, 1953.
5. *Г.С.Бисноватый-Коган, Б.В.Комберг, А.М.Фридман*, *Астрон. ж.*, 46, 465, 1969.
6. *W.A.Hiltner*, *Astrophys. J.*, 130, 340, 1959.
7. *A.H.Bridle, J.A.Eilek*, *Physics of Energy Transport in Extragalactic Radio Sources*, Greenbank: NRAO, 1984.
8. *R.C.Thomson, C.D.Mackay, A.E.Wright*, *Nature*, 365, 133, 1993.
9. *G.S.Bisnovatyi-Kogan, R.V.E.Lovelace*, *Astron. Astrophys.*, 296, L17, 1995.
10. *B.E.Stern, Y.Y.Tikhomirova*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. Letters*, 398, L1, 2009.
11. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, *Astrophysics and Space Science*, 297, 9, 2005.
12. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 376, 457, 2007.
13. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, *Astrophysics and Space Science*, 311, 287, 2007.
14. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, *Электродинамика сплошных сред.*, М., Наука, 1982.
15. *И.Н.Бронштейн, К.А.Семендяев*, *Справочник по математике*. ГИТТЛ, М., 1953.

DIAGNOSTICS FOR THE REGIONS OF FORMATION
OF THE ATOMIC LINES IN STELLAR ATMOSPHERESO.CARDONA¹, A.FLORES², L.H.RODRÍGUEZ-MERINO¹

Received 11 May, 2011

Accepted 24 August 2011

We present the procedure to make direct diagnostics of the physical conditions of the regions of formation of the atomic spectral lines in stellar atmospheres using the atomic line widths at half maximum and the number of lines visible of a given atomic series in the observed stellar spectra. This is accomplished using the theoretical widths at half maximum of the atomic lines induced by the broadening produced by thermal energy fluctuations and considering the maximum number of levels that exist in those atoms under the physical conditions of the given system. The procedure is easy to use in any application. As an example we apply the procedure to the observed Lyman lines of hydrogen in the ultraviolet of some stars.

Key words: atomic spectra:line widths:plasmas:diagnostics - stars: stellar atmospheres

1. *Introduction.* The physical conditions in stellar atmospheres are in general obtained using model stellar atmospheres comparing the observed continuum flux and profiles of the lines with the calculated results of the models. A line broadening theory is used to generate the line profiles in a grid of models. In principle the profiles can be computed for many spectral lines. The first step in this method is to select the model atmosphere that most closely resembles the stellar atmosphere to be analyzed. This choice is made by comparing observed and computed values of certain key features in the spectrum. Typically the comparison is made for the continuum features such as the overall energy distribution, the Balmer jumps or colors; or the line profiles of the hydrogen lines, which are density sensitive; or the ratio of line-strengths for lines of two ionization stages of a given element [1-3]. Having selected the model atmosphere that best fits the observations one generates the numerical results necessary for the analysis of the evolution of the main variables of the model with depth. The computed models are given in tables that contain the changes of the principal physical variables with respect to depth in the atmosphere where one can localize the region of formation of the lines to analyze, and from the selected regions one obtains the temperatures and pressures or total number density of particles. To complement the above procedures with some initial values of the main variables we propose a new procedure for obtaining the temperatures and number densities using the line broadening produced by the energy fluctuations in the system to compare

directly with the observations of the atomic line widths and is described below. In this procedure the maximum level that an atom can attain under the given physical conditions is used to obtain an upper bound for the total number density of particles and consequently the temperatures.

In what follows in Section 2 the line broadening theory is described. The maximum number of levels that under certain physical conditions exist in the atoms is presented in Section 3. The procedures to obtain the temperatures and number densities is developed in Section 4. Lastly in Section 5 some comments and conclusions about the procedure and results are given.

2. *Line broadening.* The line broadening theory applied in this analysis is the atomic line broadening by thermal energy fluctuations [4] that reproduces the width at half maximum (FWHM) of the lines of any type of atom through the formula

$$w = \frac{2\pi a_0}{3\alpha Z_{eff}} kT \sqrt[3]{N} (n_{1eff}^2 + n_{2eff}^2) (\text{ergs}), \quad (1)$$

where T is the temperature, N the total number density of particles of all types in the medium, k is the Boltzmann constant, a_0 is the Bohr radius, Z_{eff} is the effective charge of the atom, n_{1eff} and n_{2eff} are the effective principal atomic quantum number of the two levels that participate in the transition that produces the line, and α is a numerical constant, which takes into account the width of the levels and of the lines and the normalization constant for the Voigt function [5] and is given by

$$\alpha = \pi \sqrt{\pi} (2\sqrt{2\ln 2})^2. \quad (2)$$

The effective quantum numbers are obtained from the tables of experimental or theoretical energy levels of the atoms [6,7]. These expressions were obtained considering that the atomic energy states are perturbed by the energy fluctuations in the system and hence produce the broadening of the atomic lines. The comparison of the model of line broadening produced by energy fluctuations with experimental line widths show good agreement even that the abundance of the constituents of the experimental mixtures is not given [4]. The full width at half maximum (FWHM) of the spectral lines is representative of the region of formation of the lines, because the FWHM is the main characterization of the distribution function of the lines, the Voigt function and is an average value of the continuum and the tip of the line for the absorption coefficient of the lines. Given the FWHM of the lines one can reconstruct the profiles from the Voigt function. The equivalent width of the lines, the integrated line strength is given by $W = pcw$, where w is the full width at half maximum of the spectral line, c is the central ordinate of the line and p is a numerical factor [8,5], the last two factors together are of the order of unity for lines in stellar atmospheres where the damping constant is small [9]. Thus the

FWHM is representative of the integrated line strengths and therefore of the region of formation of the lines in the stellar atmosphere. The FWHM is easy to measure for any type of lines and spectra. For those reasons it is used in stellar atmospheres and laboratory work for making diagnostics of the physical conditions of plasmas of all types [10-13].

3. *Number of levels in the atoms.* The maximum number of levels n^* that an atom can attain in a system in local thermodynamic equilibrium (LTE) [14] is a function of the total number density of particles and is given by

$$n^* = \frac{q}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4}{q}} \right] \quad (3)$$

with

$$q = \sqrt{\frac{Z_{eff}}{2\pi a_0}} N^{-1/6}, \quad (4)$$

and were derived by relating the thermodynamic state of a gaseous system and the energy separation of the upper energy states of the atoms making the number of levels finite. The number of levels in a given atom obtained using the results of [14] show that they represent very well the experimental results for any density [15]. There have been a great number of articles dealing with the number of lines in an observed atomic spectral series, among them is the Inglis-Teller formula [16]. In general these results use the perturbation by charged particles for broadening the lines that are a function of the number of electrons, e.g. [17,18] and of the number of electrons and ions, as in [16,19,20]. Those results are not suitable for our purpose because we need to use the main variables in the equation of state and in the construction of stellar atmospheres models that are the temperature and the total number density of particles or the pressure.

4. *Temperature and total number density of particles.* Like in other methods for analyzing the observational line profiles it is necessary to take into account the broadening produced by rotation, when the light is collected over the whole surface of the star, through Doppler broadening. The observational line profiles should be corrected using the techniques of Fourier analysis like those employed by Gray [3]. This broadening is not intrinsic to the atomic structure and therefore depends on the type of object under study, for example: inclination of the rotation axis, the rotational velocity, limb darkening and macroturbulence that are out of the scope of this article. This type of broadening should be taken into account when the rotational velocity is greater than say 15 km/s. The profile produced by rotation is not of the Gaussian type and one can notice it when a Gaussian is fitted to the observational profile, therefore one should select stars that show a good fit or otherwise to go through the whole process proposed by Gray. We have chosen

the stars that do not show a noticeable rotational broadening. In any case one has to correct for rotational broadening before using our procedure when it is necessary. Clearly the method can be applied to any procedure for calculating stellar model atmospheres because the formula depends on the main variables used in the calculations of the structure of the atmospheres through the hydrostatic equilibrium condition among others. Equation (1) is expressed in ergs and in order to be able compare the observational widths with the theoretical ones, one should convert it to frequency units (Hz) and then to angstroms (\AA), using the relation

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu, \quad (5)$$

where c is the speed of light, λ is the wavelength of the line, $\Delta\lambda$ is the width in wavelength units and $\Delta\nu$ is the width in frequency units. Given the effective temperature T_{eff} of the star under study we calculate the widths of the lines using Eq. (1) together with the relation (5) for different temperatures T_{eff} and draw the results as a function of the total number density of particles. The temperature in the region around the Rosseland optical depth $\tau_R = 2/3$ is equal to the effective temperature and is the region of the formation of the continuum in the stellar atmospheres. Strong lines form farther out in the stellar atmosphere than the regions of the formation of the continuum, hence in regions of lower temperature. We must also recognize that at any given frequency some layers do not contribute to the formation of the spectrum. They do not take an effective part in the radiative transfer process because either they are exceedingly transparent or they correspond to optically very deep regions. The layers intermediate between the above two groups constitute the specific

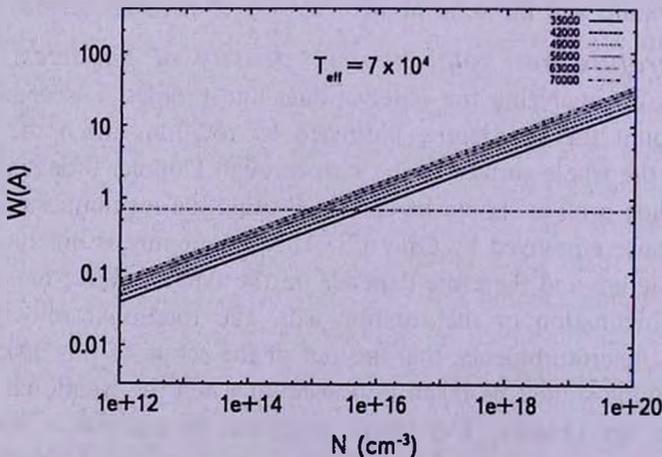


Fig.1. Calculated width at half maximum using formula (1) for the Lyman- ζ line of hydrogen for different temperatures given in the upper right corner that correspond to 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9 and 1 times the effective temperature $T_{\text{eff}} = 70000$ K. The horizontal line corresponds to the observed width of the line at half maximum.

spectral formation region. Fig.1 displays the results obtained with Eqs. (1) using $T_{eff} = 70000$ K as example. A horizontal line is drawn in order to show the intersections of the FWHM of an observed line with the calculated curves for the different temperatures, given in the upper right corner of Fig.1. That produces a region of number densities where the line under study can be formed, from the most transparent to the most opaque regions in the stellar atmosphere. From a spectroscopic series of observed atomic lines one can deduce the conditions around the region of formation of that series in the stellar atmosphere also. If one can obtain the temperature and density of even one point in a stellar atmosphere it is a great result that offers the opportunity to derive other thermodynamic variables at that point in the stellar atmosphere. The HWHM of the lines is representative of the physical conditions of the region of formation of the lines in the stellar atmosphere as is mentioned above. In general strong lines are formed at some fraction of the effective temperature, therefore the upper bound of the number density is found out that way. If we do not know anything about the regions of formation of the lines one can use the observed lines series of a given element when visible to obtain the total number of lines n_l of the series and thus the maximum number of levels in the atom is given by

$$n^* = n_l + 1, \tag{6}$$

using Eq. (3) and solving for N yields

$$N = \left[\frac{Z_{eff}}{2\pi a_0 n^{*4}} (1 + n^*)^2 \right]^3. \tag{7}$$

In this way improved values of the total number density can be derived together with the values obtained with the line widths given in this procedure. If the effective temperature of the star is not known with certainty a series of figures are drawn for different effective temperatures as the one drawn before and in each of them one draws the horizontal line through the observed line width and choosing the one that gives the width through the different temperatures as the ones given above and using the maximum number of levels to find the N that best fits the results. In this way one finds the effective temperature of the star in question. Then we can follow the procedure to obtain the other parameters.

5. *Comparison with observations.* The procedure for finding the main variables in stellar atmospheres using the line width of the observed hydrogen lines together with a theory of the line broadening by thermal energy fluctuations is presented. As was mentioned before the maximum level that an atom can attain under the prevailing physical conditions is used to obtain an upper bound for the total number density of particles. As an example of the use of the procedure is to carry out an analysis of some stars in the ultraviolet

interval observed by FUSE [21, 22]. We consider two stars observed by FUSE, the white dwarf star G191-B2B of the WDA type with $T_{\text{eff}} = 62300$ K [23], the spectrum is shown in Fig.2, and the variable star V803-Cen of the RCrB

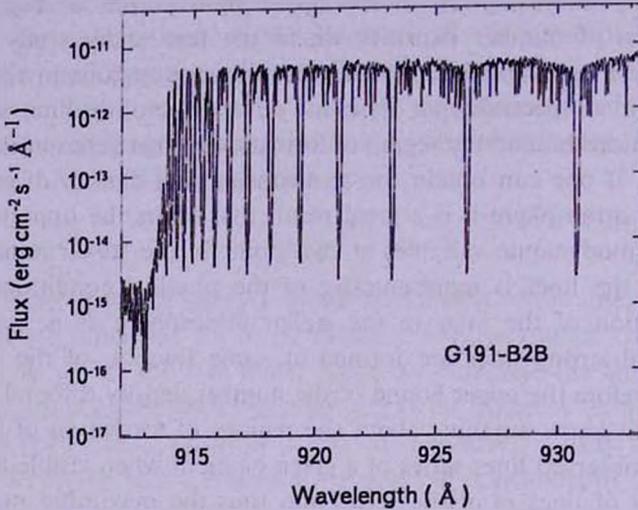


Fig.2. The observed spectrum in the ultraviolet by FUSE of the white dwarf star G191-B2B with $T_{\text{eff}} = 62300$ K [23], that shows part of the Lyman line series of hydrogen.

type to apply our analysis using the line widths of selected lines that show clearly the width at half maximum and are free from contaminations by other processes. These selected stars show all the lines of the Lyman series necessary for our purpose.

Fig.3 and 4 show the calculated values of the width of the Lyman- ζ line of hydrogen for the temperatures given in the upper right corner of the figures

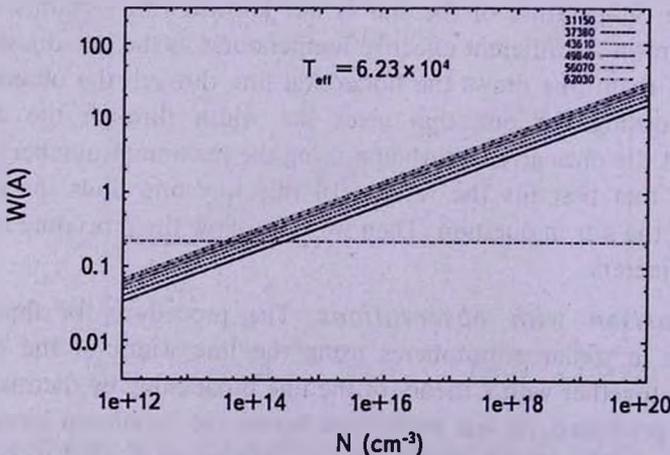


Fig.3. Calculated width for the same conditions of Fig.1 except that the effective temperature is $T_{\text{eff}} = 62300$ K for the white dwarf star G191-B2B [23]. The measured width at half maximum is 0.22 and is shown by the horizontal line and the total number density is 1.5×10^{14} cm^{-3} .

together with the measured line width at half maximum from the UV spectra by FUSE (dotted line). These temperatures correspond to the values of 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9 and 1 times the effective temperature T_{eff} . In general, as we mentioned before T_{eff} corresponds to the temperature of the models for

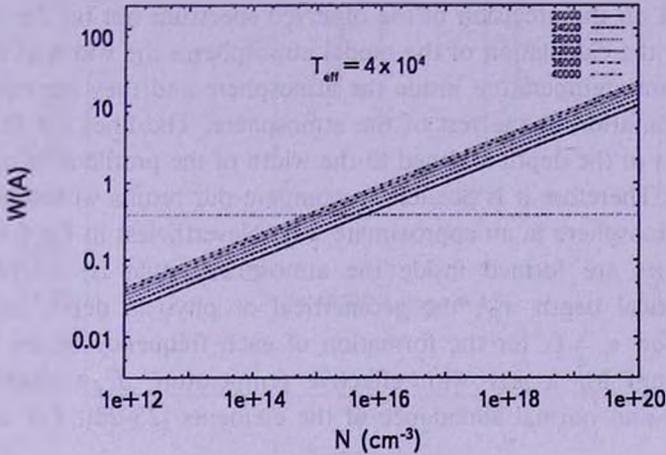


Fig.4. Calculated width for the same conditions of Fig.1 for the effective temperature $T = 40000$ K found with the procedure mentioned in the text for the variable star V803-Cen. The measured width at half maximum is 0.38 and is shown by the horizontal line and the total number density is $1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

$\tau_R \approx 2/3$, around the formation of the continuum. The lines form in outer layers above this optical depth with lower temperatures. The width of the Lyman- ζ line of hydrogen measured in the spectrum is 0.22 and 0.38 for the white dwarf and for the variable stars, respectively. We do not know the effective temperature of the variable star therefore we follow the procedure mentioned before and we find that the effective temperature of the variable star is of the order of 4×10^4 K. The number of Lyman lines in the spectrum is 17 for both stars producing an upper bound of the densities of around $1.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and $1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ that gives the temperatures of 56070 and 28000 K respectively. In this way one finds the most important variables in the stellar atmospheres T and N for the region of formation of the Lyman lines, and the rest of the thermodynamic variables are derived from these using the standard procedures in LTE [1,24]. Fig.5 shows one of the Lyman lines of the Dwarf Star treated with the analysis software provided by FUSE where the FWHM is 0.22 with a σ of 0.007. The spectra used to measure the FWHM of the hydrogen Lyman lines were calculated averaging all the good-quality spectra available in the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute (MAST). Because of uncertainties of the data points of each spectrum are different we determined the mean spectrum weighting by the errors. Close to the Lyman break the errors in the spectrum of G191-B2B are two orders of magnitude lower than

the values of the flux; the flux is, let say, $\sim 10^{-11}$ whereas the error is $\sim 10^{-13}$ in $\text{ergs/cm}^2 \text{ \AA}$. The method developed gives results in accordance with the observational results, if the errors are smaller than the errors given above the better the determination of the physical conditions in the atmospheres. The results depend on the precision of the observed spectrum not on the method. In general for the calculation of the model atmospheres the width of the lines is given for some temperature inside the atmosphere and they are considered without any variation in the rest of the atmosphere. The lines are formed at different depth to the depth assigned to the width of the profile as can be seen in the figures. Therefore it is possible to compare our results with those given by a model atmosphere in an approximate way. Nevertheless in Fig.6 we show where the lines are formed inside the atmosphere, that is, where is the Rosseland optical depth τ_R , the geometrical or physical depth inside the atmosphere, for $\tau_v = 1$, for the formation of each frequency of the features in the spectrum for a star with effective temperature $T_{\text{eff}} = 40000 \text{ K}$ and $g = 3.16 \times 10^4$ and normal abundance of the elements [25-28]. For example,

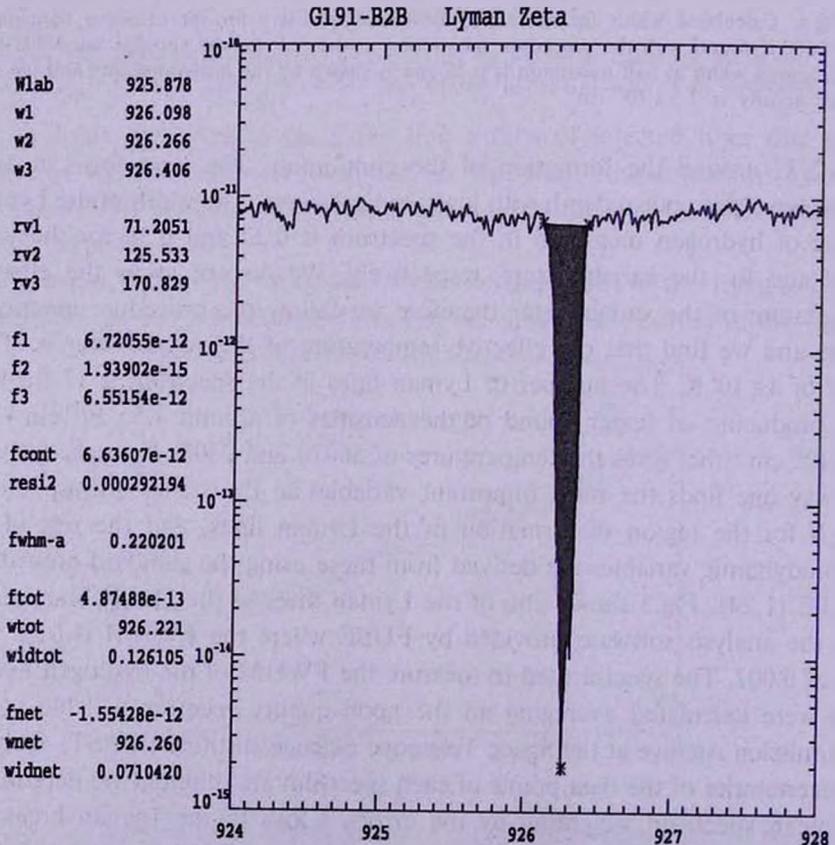


Fig.5. Width (fwhm-a) of Lyman Zeta of the star G191-B2B observed by FUSE.

using Fig.6 we find $\tau_R = 0.8$ for the half height of the Lyman- ϵ line and from the model calculated we find the temperature and the pressure in the table of results, as mentioned above, giving for this case the temperature $T = 4.3 \times 10^4$

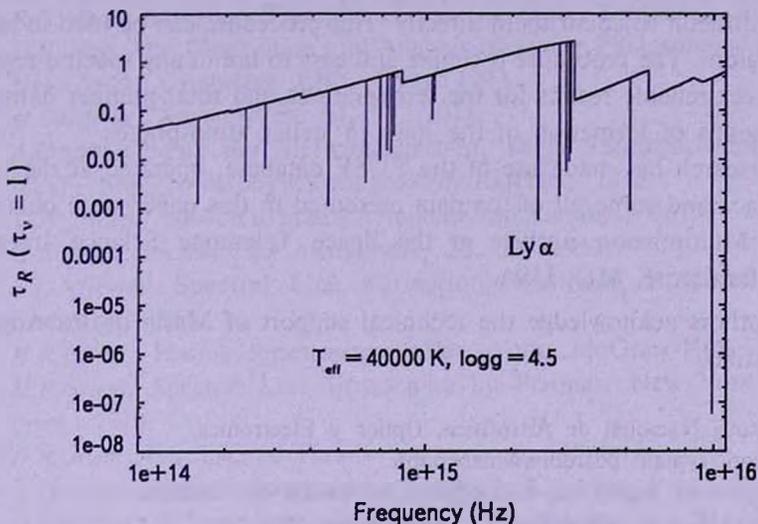


Fig.6. The Rosseland optical depth τ_R , the geometrical depth inside the atmosphere, for the formation of each frequency of the lines in the spectrum from a model atmosphere with $T_{\text{eff}} = 4 \times 10^4$ and superficial gravity of $3.1623 \times 10^4 \text{ cm/s}^2$.

and the pressure $P = 1.7 \times 10^4$ or $N = 2.9 \times 10^{15}$. Also we did not find any results about how to determine directly the physical conditions of the regions of formation of the lines in stars in order to compare with our results. Therefore we have developed a method which offers a direct diagnostics of the physical conditions in the region of formation of the lines that one can not find in any other method. This method is easy to use for any spectral region.

6. *Conclusions and commentaries.* A new procedure for finding directly the physical properties of the regions of formation of the atomic lines in stellar atmospheres is developed in this work using a theory of line broadening by energy fluctuations that produces the theoretical line width together with the results for the maximum number of levels in the atoms for a given total number density of particles in the atmosphere. The observations yield the line width at half maximum of the atomic lines and the number of lines in the spectra of a given atomic series. From the number of lines in the series an upper bound for the total number density of particles in the atmosphere is derived. The line broadening theory is applied to the ultraviolet Lyman lines of hydrogen to compare with the observations in the ultraviolet made by FUSE. Some times it is difficult to measure the width of the lines due to contamination by neighboring lines or by material surrounding the star under study. One way around that is to measure the lines that are less

contaminated and can show clearly the width of the line at half maximum, for example in our case, Lyman- ζ . The number of lines of the Lyman series that appear in the observed spectrum depends on the resolution of the spectra but is not difficult to count them directly. This procedure can be used in other spectral regions. The procedure is simple and easy to use in any spectral region, and produces reliable results for the temperatures and total number densities for the regions of formation of the lines in stellar atmospheres.

This research has made use of the FUSE database, operated at the IAP, Paris, France and some/all of the data presented in this paper were obtained from the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute (MAST), Baltimore, MD, USA.

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

¹ Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica,
México: e-mail: ocardona@inaoep.mx

² Facultad de Ingeniería, Universidad Autónoma del Carmen,
México: e-mail: aflores@pampano.unacar.mx

ДИАГНОСТИКА ДЛЯ ОБЛАСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ АТОМНЫХ ЛИНИЙ В ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕРАХ

О.КАРДОНА¹, А.ФЛОРЕС², Л.Х.РОДРИГЕС-МЕРИНО¹

Мы предлагаем процедуру прямого диагностирования физического состояния областей формирования атомных спектральных линий в звездных атмосферах, используя ширины атомных линий на половине максимума и число линий, видимых при данных атомных сериях в наблюдаемом звездном спектре. Это выполнено, используя теоретические ширины на половине максимума линий, вызванных расширением в результате флуктуаций тепловой энергии и рассматривая максимальное число уровней, которые существуют в тех атомах при физических условиях данной системы. Процедуру можно легко использовать при любом применении. В качестве примера мы применили ее к наблюдаемым линиям лаймановской серии водорода в ультрафиолете некоторых звезд.

Ключевые слова: *атомные спектры: ширины линий:плазма:диагностика - звезды:звездные атмосферы*

REFERENCES

1. *D.Mihalas*, Stellar Atmospheres, 2nd Edition, San Francisco: Freeman, 1978.
2. *R.G.Athay*, Radiation Transport in Spectral Lines, Dordrecht: Reidel, 1972.
3. *D.F.Gray*, The Observation and Analysis of Stellar Photospheres 2nd Edition, New York: Cambridge Univ. Press, 1992.
4. *O.Cardona*, Astrophysics, 54, 75, 2011.
5. *A.Unsöld*, Physik der Sternatmosphären, Berlin: Springer-Verlag, 1955.
6. NIST, <http://www.physics.nist.gov/PhysRefData>, 2010.
7. TOP, <http://cdsweb.u-strasbg.fr/topbase/topbase.html>, 2010.
8. *G.Elste*, Zeitschrift für Astrophysik, 33, 39, 1953.
9. *J.T.Jefferies*, Spectral Line Formation, Waltham, Blaisdell Publishing Company, 1968.
10. *H.R.Griem*, Plasma Spectroscopy, New York, McGraw-Hill, 1964.
11. *H.R.Griem*, Spectral Line Broadening by Plasmas, New York, Academic Press, 1974.
12. *H.R.Griem*, Principles of Plasma Spectroscopy, Cambridge Univ. Press, 1997.
13. *T.Fujimoto*, Plasma Spectroscopy, Oxford, Clarendon Press, 2004.
14. *O.Cardona*, *E.Simonneau*, *L.Crivellari*, Rev. Mex. Fis., 51, 476, 2005.
15. *O.Cardona*, *M.Martínez-Arroyo*, *M.A.López-Castillo*, Astrophys. J., 711, 239, 2010.
16. *D.R.Inglis*, *E.Teller*, Astrophys. J., 90, 439, 1939.
17. *D.G.Hummer*, *D.Mihalas*, Astrophys. J., 331, 794, 1988.
18. *A.Unsöld*, Zs. Ap., 24, 355, 1948.
19. *C. de Jager*, *L.Neven*, Bul. Astron. Inst. Neth., 15, 55, 1960.
20. *D.Fischel*, *W.M.Sparks*, Astrophys. J., 164, 359, 1971.
21. FUSE, <http://fuse.iap.fr/interface.php>, 2010.
22. MAST, <http://archive.stsci.edu/>, 2010.
23. *K.R.Lang*, Astrophysical Data: Planets and Stars, New York: Springer-Verlag, 1992.
24. *O.Cardona*, *E.Simonneau*, *L.Crivellari*, Astrophys. J., 695, 855, 2009.
25. *L.H.Rodríguez-Merino*, *O.Cardona*, *E.Bertone*, *M.Chavez*, *A.Buzzoni*, New Quests in Stellar Astrophysics II, M.Chavez et al. (eds), New York: Springer, p.239, 2009.
26. *L.Crivellari*, *O.Cardona*, *E.Simonneau*, Stellar Populations as Building Blocks for Galaxies, Pceedings of IAU Symposium 241, Edited by A.Vazdekis, R.F.Peletier, Cambridge: Cambridge University Press, p.91, 2007.
27. *O.Cardona*, *L.Crivellari*, *E.Simonneau*, New Quests in Stellar Astrophysics, M.Chavez et al. (eds), New York: Springer, Kluwer Academic Publisher, p.29, 2002.
28. *O.Cardona*, *L.Crivellari*, *E.Simonneau*, New Quests in Stellar Astrophysics II, M.Chavez et al. (eds), New York: Springer, p.231, 2009.

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСС В ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЯХ: ОГРАНИЧЕНИЕ НА СПИН ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

С.Д.БУЛИГА¹, В.И.ГЛОБИНА², Ю.Н.ГНЕДИН^{1,2},
Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ¹, М.Ю.ПИОТРОВИЧ¹, Н.А.ШАХТ¹

Поступила 29 июля 2011

В данной работе определены значения спина центральных черных дыр промежуточных масс в шаровых скоплениях. Для определения величины спина использовалось известное соотношение между кинетической мощностью релятивистского джета и наблюдаемой светимостью радиоизлучения ближайшей к центральной черной дыре областью. Определение величины спина производилось на основе известного механизма Бленфорда-Знаека. Величина магнитного поля вблизи радиуса горизонта черной дыры определялась в рамках механизма магнитной связи, который предполагает равенство между плотностями магнитной и кинетической энергиями аккреционного газа (Magnetic Coupling Model). Скорость аккреции \dot{M} определялась на основе механизма Бонди-Хойла.

Ключевые слова: *черные дыры; магнитное поле; шаровые скопления; аккреция*

1. **Введение.** Одной из центральных проблем современной астрономии является поиск черных дыр промежуточных масс ($10 M_{\odot} < M_{BH} < 10^5 M_{\odot}$).

В настоящее время наиболее популярными кандидатами в класс таких объектов являются центральные объекты шаровых скоплений [1-5].

Хорошо известное соотношение между массой центрального объекта и дисперсией скоростей, окружающих центральные объекты звезд, позволяет довольно надежно определять массы этих объектов. Обнаружение черных дыр промежуточной массы позволит заполнить существующую в настоящее время брешь между черными дырами звездных масс и сверхмассивными черными дырами.

Соотношение между массой центрального объекта и дисперсией скоростей окружающих звезд представляет надежный инструмент для определения массы этого объекта. Известны, по крайней мере, несколько шаровых скоплений с центральными ядрами, которые уверенно отождествляются с черными дырами промежуточных масс и хорошо соответствуют установленной для сверхмассивных черных дыр зависимости масса-дисперсия скоростей [6,7].

Сравнительно недавно Лу и Конг [8] представили результаты глубокого радио обзора двух галактических шаровых скоплений 47 Tuc и ω Cen. Наблюдения были выполнены с помощью Австралийской Радио Системы

(ATCA). Авторы на уровне 2.5σ обнаружили концентрацию радиопотока к центрам шаровых скопления. Для 47 Tuc и ω Cen такой поток на уровне 3σ составлял $40 \mu\text{J}/\text{beam}$ и $20 \mu\text{J}/\text{beam}$, соответственно. Используя хорошо известные из литературы фундаментальные соотношения между радио и рентгеновской светимостями и массой массивной черной дыры [9], авторы [8] определили значения масс центральных объектов в данных шаровых скоплениях. Полученные значения хорошо соответствуют массам черных дыр на уровне $(10^3 + 10^4) M_{\odot}$. В цитируемой работе представлены аналогичные данные и для других шаровых скоплениях (см. табл.1 из работы [8]).

Целью данной работы является получение ограничений на величину безразмерного удельного углового момента (спина) a_* , черных дыр промежуточных масс в шаровых скоплениях. Напомним, что в общепринятой системе единиц $G = \hbar = c = 1$ параметр $a_* = 1$ для предельно вращающейся черной дыры типа Керра и $a_* = 0$ для черной дыры типа Шварцшильда. Мы используем следующее выражение для спина a_* , полученное Дали [10]:

$$a_* = \eta \left(\frac{L_j}{10^{44}} \right)^{0.5} \left(\frac{10^4}{B_H} \right) \left(\frac{10^8 M_{\odot}}{M_{BH}} \right), \quad (1)$$

где L_j - энергетическая мощность джета, B_H - величина магнитного поля в эргосфере черной дыры, M_{BH} - масса черной дыры. Коэффициент η - это модельный параметр, который равен $\eta = \sqrt{5}$ для физической модели джета, развитой Блендфордом и Знаеком [11]. Для гибридной модели, объединяющей механизм Блендфорда-Знаека и Блендфорда-Пейна [12], значение $\eta = (1.05)^{1/2}$ [13].

Решающий момент в определении спина черной дыры - это величина магнитного поля B_H в формуле (1) ответственного за генерацию релятивистского джета. Такая величина может быть оценена в рамках модели магнитной связи (magnetic coupling - MC), развитой в работах [14-17]. В рамках этой модели магнитное поле на горизонте черной дыры возникает в результате взаимодействия аккрецирующего вещества с вращающейся черной дырой. В результате величина такого поля определяется из соотношения между скоростью аккреции \dot{M} , массой черной дыры M_{BH} и ее спином a_* :

$$B_H = \frac{\sqrt{2kMc}}{R_H}; \quad R_H = \frac{GM_{BH}}{c^2} \left[1 + \sqrt{1 - a_*^2} \right]. \quad (2)$$

Коэффициент k равен отношению величины плотности магнитной энергии и величине плотности энергии аккреционного потока. Условию равенства этих двух величин (equipartition) соответствует $k = 1$.

Согласно [8], скорость аккреции Бонди-Хойла определяется следующим образом:

$$\dot{M} = 3.2 \times 10^{17} \left(\frac{M_{BH}}{2 \times 10^3 M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{n}{0.2 \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{10^4 \text{K}} \right)^{-1.5} \text{ г/с}, \quad (3)$$

где n - плотность газа в шаровом скоплении, а T - температура этого газа.

Что касается кинетической мощности релятивистского газа, то она может быть оценена с помощью известного соотношения между мощностью джета L_j и светимостью центрального объекта шарового скопления в радиодиапазоне L_R [20]:

$$L_j = 5.8 \times 10^{43} \left(\frac{L_R}{10^{40}} \right)^{0.4} \text{ эрг/с}. \quad (4)$$

Далее, используя соотношение (1) можно оценить величину спина черной дыры промежуточных масс в шаровом скоплении. В первую очередь, мы оценим величину спина, предполагая условие равенства плотностей магнитной и кинетической энергии вблизи горизонта, т.е. $k = 1$.

2. *Определение спина центральной черной дыры в шаровых скоплениях 47 Tuc и ω Cen.* Детальные радионаблюдения шаровых скоплений 47 Tuc и ω Cen были выполнены с помощью Австралийской системы радиотелескопов (АТСА) в период с 21 по 25 января 2010г. [8]. Наблюдения выполняли одновременно на частотах 5.5 и 9 ГГц. Предельные значения радиопотоков излучения центральных областей этих скоплений на уровне $\leq 3\sigma$ равны, соответственно $F_{5\text{GHz}} = 20 \mu\text{Jy}$ для ω Cen и $F_{5\text{GHz}} = 40 \mu\text{Jy}$ для 47 Tuc. Полученные данные позволяют оценить кинетическую мощность джетов этих объектов, если рассматривать их как черные дыры промежуточных масс. Такая оценка выполняется с помощью формулы (4), в результате получаем для ω Cen $L_j = 10^{35}$ эрг/с и $L_j = 4.9 \times 10^{35}$ эрг/с для шарового скопления 47 Tuc. Значения масс центральных объектов в этих шаровых скоплениях определены на основе динамических наблюдений: $M_{BH} = 1.2 \times 10^4 M_{\odot}$ для ω Cen [18], $M_{BH} = 1.5 \times 10^3 M_{\odot}$ для 47 Tuc [19]. Величина магнитного поля вблизи горизонта черной дыры промежуточной массы оценивается с помощью формулы (3). Для случая равенства плотностей магнитной и кинетической энергии ($k = 1$) получаем следующие значения

$$\text{величин магнитного поля: } B_H = \frac{2.2 \times 10^5}{1 + \sqrt{1 - a_*^2}} \text{ Гс для } \omega \text{ Cen и } B_H = \frac{5.5 \times 10^5}{1 + \sqrt{1 - a_*^2}} \text{ Гс}$$

для 47 Tuc. Уравнение (1) позволяет оценить величину спина центральной черной дыры в шаровом скоплении. Для ω Cen при $k = 1$ получаем $a_* = 0.07$. Для модели стандартного диска Шакуры-Сюняева [21] $k \approx \alpha$, где α - коэффициент вязкости. Для традиционного значения коэффициента вязкости $\alpha \approx 0.01$ получаем следующую величину спина черной дыры промежуточной массы в скоплении ω Cen: $a_* = 0.2$.

Для 47 Tuc из (1) получаем следующее уравнение для определения

величины спина черной дыры:

$$\frac{a_*^2}{\left[1 + \sqrt{1 - a_*^2}\right]^2} = 3.6 \times 10^{-2}. \quad (5)$$

Уравнение (5) получено при условии равенства плотности магнитной и аккреционной энергии, т.е. $k=1$. Решение (5) дает для центральной черной дыры 47 Тус следующее значение ее спина: $a_* = 0.35$.

3. *Спин центральной черной дыры в шаровом скоплении G1 галактики M31.* Гехардт и др [22] определили величину массы черной дыры в центре шарового скопления G1 в M31 как $M_{BH} = 1.8 \times 10^4 M_\odot$. Радионаблюдения G1, выполненные Улвестадом и др. [23] на VLT, позволили определить величину радиотока на частоте 8.4 ГГц как $F_{8\text{ГГц}} = 2 \times 10^{15}$ Вт/Гц. В результате получаем следующее значение кинетической мощности релятивистского джета: $L_j = 10^{38.3}$ эрг/с. Для следующих значений аккреционного потока [23] $N_H = 0.2 \text{ см}^{-3}$, $T_* = 10^4 \text{ К}$ и $k=1$ получаем оценку величины магнитного поля вблизи горизонта черной дыры промежуточной массы в шаровом скоплении G1:

$$B_H = \frac{3.35 \times 10^5}{1 + \sqrt{1 - a_*^2}} \text{ Гс}. \quad (6)$$

Соответствующее уравнение для определения величины спина черной дыры имеет вид:

$$\frac{a_*^2}{\left[1 + \sqrt{1 - a_*^2}\right]^2} = 0.28. \quad (7)$$

Решение (7) дает следующие значения спина: $a_* = 0.8$.

Результаты расчета величины спина по изложенной выше схеме для черных дыр промежуточных масс в других шаровых скоплениях представлены в табл.1.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ВЕЛИЧИНЫ СПИНА ДЛЯ ЧЕРНЫХ ДЫР
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСС

Шаровое скопление	M_{BH} / M_\odot	a_*	B_H (Гс)
ω Сеп	1.2×10^4	≤ 0.2	1.1×10^5
47 Тус	1.5×10^3	0.35	2.8×10^5
NGC 6388	5.7×10^3	0.2	1.66×10^5
NGC 2808	2.7×10^3	0.3	2.7×10^5
M 15	2.54×10^3	0.2	2.34×10^5
M 62	3×10^3	0.2	1.7×10^5
M 80	1.6×10^3	0.35	2.4×10^5

4. *Заключение.* В данной работе определены значения спина черных дыр промежуточных масс, находящихся в центральных областях шаровых звездных скоплений. Результаты наших вычислений показывают, что величины спинов черных дыр промежуточных масс не превышают значения $a_* = 0.35$. Это означает, что такие объекты являются скорее всего черными дырами с небольшим по величине удельным моментом вращения. Исключение составляет черная дыра в центре шарового скопления G1, где величина безразмерного углового момента значительно выше и равна $a_* = 0.8$ при условии равенства плотностей магнитной и аккреционной энергий вблизи горизонта черной дыры.

Работа была выполнена при частичной поддержке программы Президиума РАН №20 и ОФН РАН №16, а также в рамках программ "Ведущие научные школы" (НШ-3645.2010.2) и ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (ГК № 02.740.11.0246).

¹ Учреждение российской академии наук, Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: gnedin@gao.spb.ru

² Санкт-Петербургский Государственный политехнический университет, Россия

BLACK HOLES OF THE INTERMEDIATE MASSES IN GLOBULAR CLUSTERS: CONSTRAINTS ON A SPIN OF BLACK HOLE

S.D.BULIGA¹, V.I.GLOBINA², Yu.N.GNEDIN^{1,2}, T.M.NATSVLISHVILI¹, M.Yu.PIOTROVICH¹, N.A.SHAKHT¹

In this paper we determined values of a spin of central black holes of the intermediate masses in globular clusters. For determination of value of a spin we used the known relation between the kinetic power of the relativistic jet and observable radio-luminosity of the region near to a central black hole, and our estimates have been based on the known Blandford-Znajek mechanism. The value of magnetic field strength near the event horizon of black hole was derived via magnetic coupling mechanism. Accretion rate \dot{M} was derived using Bondi-Hoyle mechanism.

Key words: *black holes:magnetic field:globular clusters:accretion*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.N.Bahcall, J.P.Ostriker*, Nature, **256**, 23, 1975.
2. *J.Frank, M.J.Rees*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **176**, 633, 1976.
3. *J.Gebhardt, R.M.Rich, L.C.Ho*, Astrophys. J., **578**, L41, 2002.
4. *J.Gebhardt, R.M.Rich, L.C.Ho*, Astrophys. J., **634**, 1093, 2005.
5. *А.А.Куселев, Ю.Н.Гнедин, Н.А.Шахт и др.*, Письма в Астрон. ж., **34**, 585, 2008.
6. *M.Safonova, P.Shastre*, arXiv:0910.2551, 2009.
7. *M.Safonova, C.S.Stalin*, arXiv:0912.1435, 2009.
8. *T.-N.Lu, A.K.H.Kong*, arXiv:1102.1668, 2011.
9. *A.Merloni, S.Heinz, T. di Matteo*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **345**, 1057, 2003.
10. *R.A.Daly*, arXiv:1103.0940, 2011.
11. *R.D.Blanford, R.L.Znajek*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **179**, 433, 1977.
12. *R.D.Blanford, Payne*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **199**, 883, 1982.
13. *D.L.Meier*, Astrophys. J., **522**, 753, 1999.
14. *L.X.Li*, Astron. Astrophys., **392**, 469, 2002.
15. *D.X.Wang, K.Xiao, W.-H.Lei*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **335**, 655, 2002.
16. *D.X.Wang, R.-Y.Ma, W.-H.Lei, G.-Z.Yao*, Astrophys. J., **595**, 109, 2003.
17. *W.M.Zhang, Y.Lu, S.N.Zhang*, Chin. J. Astron. Astrophys., **5**, 347, 2005. (astro-ph/0501365).
18. *R.P. van der Marel, J.Anderson*, Astrophys. J., **710**, 1063, 2010.
19. *D.E.McLaughlin, J.Anderson, G.Meylan et al.*, Astrophys. J., **166**, 219, 2006.
20. *K.W.Cavagnolo, B.R.McNamara, P.E.J.Nulsen et al.*, arXiv:1006.5699, 2010.
21. *N.I.Shakura, R.A.Sunyaev*, Astron. Astrophys., **24**, 337, 1973.
22. *K.Gebhardt et al.*, Astrophys. J., **122**, 2469, 2001.
23. *J.S.Ulvestad, J.E.Greene, L.C.Ho*, Astrophys. J., **661**, L151, 2007.

РЕШЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ. I

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 22 июня 2011

В работе, состоящей из двух частей, предлагается новый метод для определения различных величин, описывающих поле излучения в неоднородной плоскопараллельной атмосфере. Суть метода заключается в сведении граничных задач, возникающих при обычной постановке некоторых астрофизических задач, связанных с решением уравнений переноса излучения, к задачам с начальными условиями. По сравнению с прежними попытками в данном направлении, предлагаемый метод отличается своей универсальностью и простотой. Первая часть работы посвящена одномерной среде. Рассмотрены как скалярные задачи, так и векторно-матричный случай, соответствующий задаче о диффузии излучения в спектральной линии с перераспределением по частотам.

Ключевые слова: перенос излучения; одномерная среда; дифференциальные уравнения с начальными условиями

1. *Введение.* Уже в первых работах по созданию теории звездных атмосфер была установлена необходимость учета эффектов многократного рассеяния излучения в частотах спектральных линий. Это усложняет соответствующую теорию ввиду того, что состояние того или иного объема излучающей атмосферы в этом случае определяется не только его локальными термодинамическими свойствами, но и полем излучения во всей атмосфере. Математически оно приводит к решению интегральных и интегродифференциальных уравнений, с заданными, как правило, условиями на границах среды. Сложность таких задач заставляла разработать соответствующие аналитические методы с целью облегчить в той или иной степени получение численного решения. В каждом отдельном случае в зависимости от исходных предположений относительно свойств среды, элементарного акта рассеяния и т.д. развивались свои специфические методы. К числу одного из первых методов такого рода можно отнести принцип инвариантности Амбарцумяна [1,2], который в случае однородной атмосферы позволил обойти вышеуказанную трудность и определить интенсивность выходящего излучения без предварительного знания поля излучения во всей атмосфере.

Вместе с тем, возникало естественное стремление найти альтернативную постановку классических задач теории переноса с тем, чтобы свести их к

задачам с начальными условиями (так называемые задачи Коши). С появлением быстродействующих электронных машин исследования в данном направлении приобрели особую важность в связи с тем, что решение такого типа задач лучше приспособлено к возможностям машин. Из первых работ в данной области упомянем здесь работы Беллмана [3] и Соболева [4-6], в которых был развит метод, основанный на широком использовании "поверхностной" резольвентной функции $\Phi(\tau)$. Идея этого подхода восходит к работе [7].

Важную роль в развитии теории переноса сыграла работа Амбарцумяна [8] (см. также [2]), в которой был установлен закон сложения для коэффициентов отражения и пропускания рассеивающих и поглощающих однородных сред. В том частном случае, когда оптическая толщина одного из слоев стремится к нулю, он позволяет выявить зависимость глобальных оптических свойств атмосферы от ее толщины. Тем самым каждую отдельно взятую задачу можно рассмотреть как представителя семейства задач для сред с различными оптическими толщинами. Такой подход, получивший название "инвариантного погружения", позволяет по-новому ставить известные задачи с тем, чтобы свести их к задачам с начальными условиями. Из обширной литературы в данном направлении мы отметим здесь работы [9,10], а также монографии [11,12].

Важно отметить, что возможность сведения однородных задач переноса излучения к задачам с начальными условиями в упомянутых выше работах [3-6], [9-12], так или иначе предполагает знание некоторых "поверхностных" характеристик атмосферы, таких как, например, φ - функция Амбарцумяна. Сказанное в равной мере относится и к методу факторизации Λ - оператора, предложенному в [13,14]. Трудности продолжали возникать при определении поля излучения внутри атмосферы, что заставляло разработать методы, относящиеся к конкретному роду задач (одномерная, трехмерная приближения, конечная, полубесконечная однородная, неоднородная среды) при тех или иных предположениях о специфике процесса диффузии (изотропное, анизотропное, монохроматическое, полностью или частично некогерентное рассеяние, поляризованное излучение и т.д.). В каждом из этих направлений имеется огромная литература, из которой ограничимся упоминанием лишь некоторых работ, посвященных переносу излучения в неоднородной атмосфере [15-17].

В данной работе предлагается метод, который включает в себя простую, но в то же время *универсальную*, вычислительную схему, позволяющую определить поле излучения и разные характеристики процесса рассеяния как решения соответствующих задач с начальными условиями. Идея, лежащая в основе метода, развивалась автором в работах [18-22], посвященных задачам теории переноса в неоднородных средах, и заключается в том, что

для решения той или иной линейной задачи переноса излучения предварительно определяются глобальные оптические характеристики атмосферы, - коэффициенты отражения и пропускания, а также некоторые другие связанные с ними величины для семейства атмосфер с различными оптическими толщинами. Это позволяет определить поле излучения внутри среды без решения каких-либо новых уравнений. В некоторых случаях процесс вычислений возможно свести к обычному матричному умножению. Независимо от исходных предположений вычисления легко осуществимы на современных ЭВМ и, что особенно важно, обладают свойством численной устойчивости.

Для иллюстрации основной идеи работы в разделе 2 рассматривается простейший скалярный случай, касающийся переноса монохроматического излучения в одномерной неоднородной атмосфере. Показывается, каким образом могут быть определены поле излучения внутри среды и некоторые другие часто встречающиеся в приложениях величины, описывающие процесс диффузии. Следующий раздел посвящен переносу излучения с перераспределением по частотам, поддающемуся векторно-матричному описанию. Результаты, полученные в предыдущем разделе, естественным образом обобщаются на этот более сложный случай. Преимущества метода и некоторые связанные с этим вопросы обсуждаются в заключительном разделе.

2. *Одномерная неоднородная среда. Скалярный случай.*

Рассмотрим сначала простейшую задачу о диффузном отражении и пропускании для одномерной неоднородной атмосферы. Пусть на такую среду, обладающую оптической толщиной τ_0 , со стороны ее границы τ_0 падает квант, который, подвергаясь, в общем случае, многократному рассеянию, либо поглощается, термализуясь в ней, либо выходит из нее через одну из ее границ (рис.1). Под неоднородной атмосферой будем понимать такую атмосферу, в которой с глубиной меняется вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния λ , которую, для краткости, будем называть коэффициентом рассеяния. Вначале займемся определением вероятностей отражения и пропускания (всюду в работе, если не оговаривается, будем пользоваться вероятностной терминологией). Как было нами показано в [18,19], неоднородная атмосфера обладает свойством полярности так, что ее оптические свойства описываются двумя коэффициентами отражения и одним коэффициентом пропускания, которым

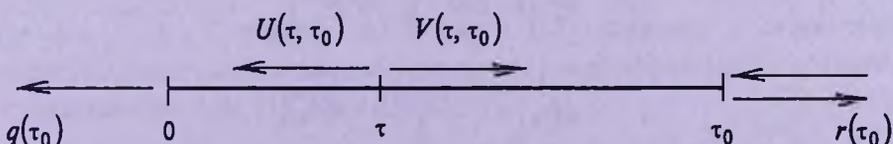


Рис.1. Схематическое изображение переноса излучения в одномерной атмосфере.

мы будем приписывать соответствующий вероятностный смысл. Для коэффициентов отражения от границ τ_0 и 0 введем соответственно обозначения $r(\tau_0)$ и $\bar{r}(\tau_0)$, а для коэффициента прохождения - $q(\tau_0)$.

Законы сложения для коэффициентов отражения и пропускания в случае однородных сред были получены Амбарцумяном в [8]. В работах [18,19] эти законы нами были обобщены на случай неоднородных сред. В них было показано, что если среда освещается со стороны границы τ_0 , то обычная процедура, связанная с переходом к пределу, когда толщина одной из сред стремится к нулю, приводит к следующим дифференциальным уравнениям

$$\frac{dr}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} - [2 - \lambda(\tau_0)]r(\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2}r^2(\tau_0), \quad (1)$$

$$\frac{dq}{d\tau_0} = -\left[1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}(1 + r(\tau_0))\right]q(\tau_0) \quad (2)$$

с начальными условиями $r(0) = 0$, $q(0) = 1$. Важной особенностью приведенных уравнений является отсутствие в них величины $\bar{r}(\tau_0)$. Следует обратить внимание и на тот факт, что функция отражения $r(\tau_0)$ удовлетворяет отдельному уравнению. Это уравнение типа Риккати и решается одним из стандартных способов. Отметим, что уже в простейшем случае численного решения уравнения (1) методом Эйлера достигается достаточно высокая точность. При этом важно, что указанный алгоритм здесь обладает свойством численной устойчивости. Действительно, для производной правой части (1) имеет место

$$\lambda(\tau_0)[1 + r(\tau_0)] - 2 \leq 0, \quad (3)$$

откуда можно заключить, что частичное нарушение устойчивости возможно лишь в случае, когда $\lambda(\tau_0)$ асимптотически стремится к единице, вследствие чего и $r(\tau_0) \rightarrow 1$. Более высокой точности можно достичь применением метода Рунге-Кутты четвертого порядка в различных модификациях (например, Гиля (Gill)) [12]. Очевидно, что по ходу решения данной задачи с начальными условиями для какого-либо фиксированного значения τ_0 мы определяем отражательные и пропускательные способности семейства атмосфер с промежуточными значениями оптических толщин.

После определения $r(\tau_0)$ коэффициент пропускания $q(\tau_0)$ находится явным образом по формуле

$$q(\tau_0) = \exp\left[-\int_0^{\tau_0} \varpi(\tau) d\tau\right], \quad (4)$$

где

$$\varpi(\tau_0) = 1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}[1 + r(\tau_0)]. \quad (5)$$

При $\tau_0 \rightarrow \infty$, как это следует из (1) и (2), $r(\tau_0)$ и $q(\tau_0)$ асимптотически приближаются, соответственно, к $(2 - \lambda_\infty - 2\sqrt{1 - \lambda_\infty})/\lambda_\infty$ и нулю, где λ_∞ -

предельное значение коэффициента рассеяния.

2.1. *Функции* $P(\tau_0)$ и $S(\tau_0)$. Из (2) легко получить уравнение для функции $P(\tau_0) = q^{-1}(\tau_0)$ (см. [18,19])

$$\frac{dP}{d\tau_0} = \left[1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \right] P(\tau_0) - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} S(\tau_0), \quad (6)$$

где введено обозначение $S(\tau_0) = r(\tau_0)/q(\tau_0) = r(\tau_0)P(\tau_0)$. Для этой функции из уравнения (1) имеем

$$\frac{dS}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} P(\tau_0) - \left[1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \right] S(\tau_0). \quad (7)$$

Систему линейных уравнений (6)-(7) с начальными условиями $P(0) = 1$, $S(0) = 0$ можно записать в векторно-матричных обозначениях как

$$\frac{dY}{d\tau_0} = A(\tau_0)Y(\tau_0), \quad (8)$$

где введены обозначения

$$Y(\tau_0) = \begin{pmatrix} P(\tau_0) \\ S(\tau_0) \end{pmatrix}, \quad A(\tau_0) = \begin{pmatrix} a(\tau_0) & -b(\tau_0) \\ b(\tau_0) & -a(\tau_0) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$a(\tau_0) = 1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}, \quad b(\tau_0) = \frac{\lambda(\tau_0)}{2}. \quad (10)$$

Матрица A обладает специфическим свойством, заключающимся в том, что

$$A^2(\tau_0) = (1 - \lambda(\tau_0))I, \quad (11)$$

где I - единичная матрица. Отсюда

$$A^{-1}(\tau_0) = [1 - \lambda(\tau_0)]^{-1} A(\tau_0). \quad (12)$$

Другим свойством матрицы A является отличие от нуля связанного с нею коммутатора

$$A(\tau_1)A(\tau_2) - A(\tau_2)A(\tau_1) = [\lambda(\tau_1) - \lambda(\tau_2)] \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Это означает, что если искать решение уравнения (8) в виде матричной экспоненты, то соответствующий ряд Магнуса [23] окажется бесконечным. Проще обстоит дело в случае однородной атмосферы, для которой имеем

$$Y(\tau_0) = \exp(A\tau_0)Y(0). \quad (14)$$

откуда ввиду (10)

$$Y(\tau_0) = [I \operatorname{ch}(k\tau_0) + A \operatorname{sh}(k\tau_0)]Y(0), \quad (15)$$

где $k = \sqrt{1 - \lambda}$. С учетом (10) формула (15) приводит к результатам, согласующимся с известными выражениями для коэффициентов отражения и пропускания (см. [18,24])

$$P(\tau_0) = \operatorname{ch}(k\tau_0) + \frac{1 + k^2}{2k} \operatorname{sh}(k\tau_0), \quad (16)$$

$$S(\tau_0) = \frac{1 - k^2}{2k} \operatorname{sh}(k\tau_0). \quad (17)$$

В заключение данного раздела напомним, что функции $P(\tau_0)$ и $S(\tau_0)$, как было показано в [18] удовлетворяют отдельным линейным уравнениям

$$\frac{d^2 P}{d\tau_0^2} - \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{dP}{d\tau} - \left(1 - \lambda - \frac{\lambda'}{\lambda}\right) P(\tau_0) = 0, \quad (18)$$

$$\frac{d^2 S}{d\tau_0^2} - \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{dS}{d\tau} - \left(1 - \lambda + \frac{\lambda'}{\lambda}\right) S(\tau_0) = 0, \quad (19)$$

соответственно при начальных условиях $P(0) = 1$, $P'(0) = 1 - \lambda(0)/2$, $S(0) = 0$, $S'(0) = \lambda(0)/2$. Там же приводятся примеры явных решений этих уравнений, выражающихся через элементарные функции (см. также [22]).

2.2. Уравнения переноса излучения. Критика, иногда высказываемая относительно применимости методов сложения слоев и инвариантного погружения, касается того, что дескать последние не эффективны при определении режима излучения внутри среды. (см. также [12]). В этом и следующем разделах мы покажем, что на самом деле применение указанных методов позволяет легко определить не только указанный режим, но и ряд других величин, описывающих процесс многократного рассеяния внутри среды.

Уравнения переноса запишем в терминах величин $U(\tau, \tau_0)$ и $V(\tau, \tau_0)$, представляющих собой вероятности пролета квантов на оптической глубине τ соответственно в направлениях убывающих и возрастающих значений оптической глубины (см. рис.1).

$$\frac{dU}{d\tau} = \left[1 - \frac{\lambda(\tau)}{2}\right] U(\tau, \tau_0) - \frac{\lambda(\tau)}{2} V(\tau, \tau_0), \quad (20)$$

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{\lambda(\tau)}{2} U(\tau, \tau_0) - \left[1 - \frac{\lambda(\tau)}{2}\right] V(\tau, \tau_0), \quad (21)$$

Данные уравнения удовлетворяют граничным условиям $U(\tau_0, \tau_0) = 1$, $V(0, \tau_0) = 0$. Именно к такого рода граничным задачам обычно сводятся решение уравнений переноса в классических астрофизических задачах. Сравнивая систему уравнений (20), (21) с системой (6), (7), легко заключить, что величины U и V как функции от оптической глубины удовлетворяют таким же уравнениям, как функции P и S - от оптической толщины. Однако в первом случае приходится иметь дело с задачей с граничными условиями в то время, как во втором случае имеем задачу с начальными условиями. Если ввести в рассмотрение вектор с компонентами U и V , то систему уравнений (20), (21) также можно записать в векторно-матричной форме (8).

На основе несложных физических рассуждений нетрудно заключить, что

$$q(\tau_0) = q(\tau)U(\tau, \tau_0), \quad V(\tau, \tau_0) = r(\tau)U(\tau, \tau_0). \quad (22)$$

Указанные соотношения математически вытекают из сравнения условий на границе 0, $U(0, \tau_0) = q(\tau_0)$, $V(0, \tau_0) = 0$, с теми же условиями для функций P и S . Строго говоря, эти соотношения не нуждаются в доказательстве, поскольку на их основе выводятся законы сложения для коэффициентов отражения и пропускания [8].

С учетом (4) получаем

$$U(\tau, \tau_0) = \exp\left[-\int_{\tau}^{\tau_0} \varpi(\tau') d\tau'\right], \quad (23)$$

и для V

$$V(\tau, \tau_0) = r(\tau) \exp\left[-\int_{\tau}^{\tau_0} \varpi(\tau') d\tau'\right]. \quad (24)$$

Таким образом, для определения режима излучения внутри среды достаточно предварительно определить отражательные способности семейства атмосфер путем решения уравнения (1). Следует обратить внимание на тот факт, что, как это видно из приведенных здесь формул, переменные τ и τ_0 в выражениях для U и V разделяются:

$$U(\tau, \tau_0) = q(\tau_0)P(\tau), \quad V(\tau, \tau_0) = q(\tau_0)S(\tau). \quad (25)$$

Очевидно, что величины U и V как функции от τ удовлетворяют отдельным линейным уравнениям, аналогичным (18) и (19), однако с условиями, заданными на границах среды. В случае однородной атмосферы с учетом (16) и (17) имеем

$$\bar{U}(\tau, \tau_0) = \frac{2k \operatorname{ch}(k\tau) + (1+k^2) \operatorname{sh}(k\tau)}{2k \operatorname{ch}(k\tau_0) + (1+k^2) \operatorname{sh}(k\tau_0)}, \quad (26)$$

$$\bar{V}(\tau, \tau_0) = \frac{(1-k^2) \operatorname{sh}(k\tau)}{2k \operatorname{ch}(k\tau_0) + (1+k^2) \operatorname{sh}(k\tau_0)}. \quad (27)$$

Заметим также, что величина $T = U + V$, как функция от τ , удовлетворяет уравнению

$$T''(\tau, \tau_0) - [1 - \lambda(\tau)]T(\tau, \tau_0) = 0, \quad (28)$$

при начальных условиях $T(0, \tau_0) = q(\tau_0)$, $T'(0, \tau_0) = 1$. Очевидно, что функция T также обладает вероятностным смыслом: с учетом принципа обратимости оптических явлений она представляет собой вероятность того, что квант, пролетающий на глубине τ , в каком-либо направлении, покинет среду через границу τ_0 . Уравнению, аналогичному (28), удовлетворяет величина $\bar{T} = P + S$ как функция от τ_0 , однако при начальных условиях $\bar{T}(0) = \bar{T}'(0) = 1$

$$\bar{T}''(\tau_0) - [1 - \lambda(\tau_0)]\bar{T}(\tau_0) = 0. \quad (29)$$

Уравнения (28) и (29) благодаря своей простоте могут оказаться полезными

при поиске аналитических выражений соответствующих искомым функций.

2.3. *Определение некоторых других величин.* Знание величин r и q позволяют явным образом найти решения целого ряда задач, часто встречаемых в астрофизических приложениях. Остановимся на некоторых из них.

а. Допустим, что неоднородная атмосфера содержит источники энергии мощности $B(\tau)$ и требуется определить как интенсивности выходящего из среды излучения, так и режим излучения внутри нее. Если через $I_1(\tau_0)$ и $I_2(\tau_0)$ обозначить интенсивности излучения, выходящего из такой среды соответственно через границы τ_0 и 0, то на основе простых рассуждений можно написать

$$I_1(\tau_0) = \frac{1}{2} q(\tau_0) \int_0^{\tau_0} [1 + r(\tau)] B(\tau) d\tau / q(\tau), \quad (30)$$

$$I_2(\tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} [\lambda(\tau) I_1(\tau) + B(\tau)] q(\tau) d\tau. \quad (31)$$

Знание последних оказывается достаточным для определения интенсивностей излучения $I^+(\tau, \tau_0)$, $I^-(\tau, \tau_0)$, направленных соответственно в сторону убывающих и возрастающих глубин:

$$I^+(\tau, \tau_0) = [I_2(\tau_0) - I_2(\tau)] / q(\tau), \quad (32)$$

$$I^-(\tau, \tau_0) = r(\tau) I^+(\tau, \tau_0) + I_1(\tau). \quad (33)$$

б. Как известно, важной характеристикой процесса диффузии излучения в поглощающей и рассеивающей атмосфере является среднее число рассеяний, которым подвергается квант прежде, чем покинет среду. Обозначим через $N_r(\tau_0)$ среднее число рассеяний кванта, отраженного от среды в результате диффузии в ней. Аналогичную величину для кванта, пропущенного средой обозначим через $N_q(\tau_0)$. В работе [18] было показано, что указанные величины полностью выражаются через определенные выше коэффициенты отражения и пропускания семейства атмосфер:

$$N_r(\tau_0) = \frac{1}{2} \frac{q^2(\tau_0)}{r(\tau_0)} \int_0^{\tau_0} \lambda(\tau) [1 + r^2(\tau)] \frac{d\tau}{q^2(\tau)}, \quad (34)$$

$$N_q(\tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \lambda(\tau) \{1 + r(\tau) [1 + N_r(\tau)]\} d\tau. \quad (35)$$

в. Для полноты приведем здесь также формулу для коэффициента отражения рассматриваемой среды, если последняя освещается со стороны границы 0 на рис.1. Как было показано нами в [18,19],

$$\bar{r}(\tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \lambda(\tau) q^2(\tau) d\tau = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \lambda(\tau) \exp\left(-2 \int_0^{\tau} \omega(\tau') d\tau'\right) d\tau. \quad (36)$$

Можно указать на простой способ определения $\bar{r}(\tau_0)$, основанный на

решении уравнения (29), в котором $\lambda(\tau_0)$ заменен на $\lambda(\tau_0 - \tau)$. При решении τ рассматривается как параметр, который в полученном решении заменяется τ_0 . В результате находим величину $P(\tau_0) + \bar{S}(\tau_0) = P(\tau_0)[1 + \bar{F}(\tau_0)]$, а вместе с нею и $\bar{F}(\tau_0)$, если учесть свойство полярности неоднородной атмосферы [18,19]. Устремляя τ_0 к бесконечности, находим коэффициент отражения от полубесконечной неоднородной атмосферы. Некоторые полученные таким путем аналитические результаты приводятся в [22].

В заключение данного раздела отметим основной его вывод, заключающийся в том, что для решения скалярных задач теории переноса в одномерной атмосфере достаточно знание ее отражательной способности, поскольку все остальные представляющие интерес величины находятся явным образом.

3. *Одномерная неоднородная среда. Матричный случай.* Перейдем к рассмотрению задачи переноса излучения при более общей ее постановке, когда принимается в расчет некогерентность процесса рассеяния. Обозначим через $\gamma(x, x')$ осредненную по направлениям функцию перераспределения излучения по частотам и через $\alpha(x)$ - профиль коэффициента поглощения, где x , как обычно, представляет собой безразмерную частоту, определяемую смещением от центра линии в доплеровских ширинах. Как и в предыдущем разделе, под неоднородностью атмосферы будет подразумеваться, что от оптической глубины зависит коэффициент рассеяния. Однако необходимо учесть, что нижеприводимые рассуждения с небольшими видоизменениями можно отнести и к задачам при более общей постановке, когда принимается в расчет зависимость от глубины других характеристик элементарного акта рассеяния, таких как $\alpha(x)$ и $\gamma(x, x')$.

Как и в предыдущем разделе, рассмотрим сначала задачу о нахождении функций отражения и прохождения для атмосферы оптической толщины τ_0 . Пусть на ее границу τ_0 падает квант частоты x (рис. 1). Вероятности того, что в результате многократного рассеяния от нее отразится или выйдет из нее квант частоты x' обозначим соответственно через $r(x, x', \tau_0)$ и $q(x, x', \tau_0)$.

Обычная процедура инвариантного погружения приводит к следующим уравнениям (см. также [4])

$$\begin{aligned} \frac{dr}{d\tau_0} = & -[\alpha(x) + \alpha(x')]r(x', x, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\gamma(x, x') + \\ & + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x'', \tau_0)\gamma(x'', x)dx'' + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x', x'')r(x'', x, \tau_0)dx'' + \\ & + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x'', \tau_0)dx'' \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x'', x'')r(x'', x, \tau_0)dx'', \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \frac{dq}{d\tau_0} = & -\alpha(x)q(x', x, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} q(x', x'', \tau_0) \gamma(x'', x) dx'' + \\ & + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} q(x', x'', \tau_0) dx'' \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x'', x''') r(x''', x, \tau_0) dx''' \end{aligned} \quad (38)$$

с начальными условиями $r(x', x, 0) = 0$, $q(x', x, 0) = \delta(x - x')$, где δ есть δ -функция Дирака.

В векторно-матричной форме записи они имеют вид

$$\frac{dR}{d\tau_0} = -[R(\tau_0)\alpha + \alpha R(\tau_0)] + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \{ \Gamma + [R(\tau_0)\Gamma + \Gamma R(\tau_0)] + R(\tau_0)\Gamma R(\tau_0) \}, \quad (39)$$

$$\frac{dQ}{d\tau_0} = -Q(\tau_0) \left[\alpha - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} (\Gamma + \Gamma R(\tau_0)) \right], \quad (40)$$

где дискретный аналог функции перераспределения $\gamma(x, x')$ представлен матрицей Γ , а α является диагональной матрицей с элементами $\alpha_i = \alpha(x_i)$. Начальные условия записываются в виде $R(0) = 0$, $Q(0) = I$.

Уравнение (40) может быть записано в виде

$$\frac{dQ}{d\tau_0} = -Q(\tau_0) [M(\tau_0) - N(\tau_0)R(\tau_0)], \quad (41)$$

где введены следующие обозначения

$$M(\tau_0) = \alpha - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \Gamma, \quad N(\tau_0) = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \Gamma. \quad (42)$$

Мы видим, что, как и в рассмотренном выше скалярном случае, знание функции отражения достаточно для определения коэффициента пропускания.

Если ввести теперь в рассмотрение обратную матрицу $P = Q^{-1}$, то с учетом того, что $P' = -Q^{-1}Q'Q^{-1}$, из уравнения (41) получаем

$$\frac{dP}{d\tau_0} = [M(\tau_0) - N(\tau_0)R(\tau_0)]P(\tau_0) \quad (43)$$

или

$$\frac{dP}{d\tau_0} = M(\tau_0)P(\tau_0) - N(\tau_0)S(\tau_0), \quad (44)$$

где $S(\tau_0) = R(\tau_0)P(\tau_0)$, и в качестве начального условия имеем $P(0) = I$.

После ряда несложных выкладок из уравнения (39) находим

$$\frac{dS}{d\tau_0} = N(\tau_0)P(\tau_0) - M(\tau_0)S(\tau_0), \quad (45)$$

причем $S(0) = 0$. Уравнения (43) и (45) образуют систему линейных уравнений, являющуюся обобщением рассмотренной выше для скалярного случая системы уравнений (6), (7). Если воспользоваться понятием "суперматрицы" (см., например, [25]), то данную систему можно записать в виде

$$\frac{d\tilde{Y}}{d\tau_0} = \tilde{A}(\tau_0)\tilde{Y}(\tau_0), \quad (46)$$

где супервекторы и суперматрицы снабжены сверху тильдой и введены обозначения

$$\tilde{Y}(\tau_0) = \begin{pmatrix} P(\tau_0) \\ S(\tau_0) \end{pmatrix}, \quad \tilde{A}(\tau_0) = \begin{pmatrix} M(\tau_0) & -N(\tau_0) \\ N(\tau_0) & -M(\tau_0) \end{pmatrix}. \quad (47)$$

В качестве начального условия имеем $\tilde{Y}(0) = \begin{pmatrix} I \\ 0 \end{pmatrix}$. По аналогии с скалярным случаем, суперматрица \tilde{A} обладает специфическим свойством,

$$\tilde{A}^2(\tau_0) = (M^2(\tau_0) - N^2(\tau_0))\tilde{I} = K^2(\tau_0)\tilde{I}, \quad (48)$$

где $K^2(\tau_0) = \alpha^2 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}(\alpha\Gamma + \Gamma\alpha)$.

Для иллюстрации более подробно остановимся на случае однородной атмосферы. Тогда решение уравнения (46) записывается в виде матричной экспоненты

$$\tilde{Y}(\tau_0) = \exp(\tilde{A}\tau_0)\tilde{Y}(0), \quad (49)$$

разложение которой в ряд по степеням оптической толщины с учетом (48) дает

$$\tilde{Y}(\tau_0) = \left[\left(I + \frac{K^2}{2!}\tau_0^2 + \frac{K^4}{4!}\tau_0^4 + \dots \right) \tilde{I} + \left(I + \frac{K^2}{3!}\tau_0^2 + \frac{K^4}{5!}\tau_0^4 + \dots \right) \tilde{A}\tau_0 \right] \tilde{Y}(0), \quad (50)$$

или

$$\tilde{Y}(\tau_0) = [\tilde{I} \operatorname{ch}(K\tau_0) + \tilde{A}K^{-1} \operatorname{sh}(K\tau_0)] \tilde{Y}(0). \quad (51)$$

Отсюда для искоемых величин $P(\tau_0)$ и $S(\tau_0)$ получаем

$$P(\tau_0) = \left(I + \frac{K^2}{2!}\tau_0^2 + \frac{K^4}{4!}\tau_0^4 + \dots \right) + \left(I + \frac{K^2}{3!}\tau_0^2 + \frac{K^4}{5!}\tau_0^4 + \dots \right) M\tau_0, \quad (52)$$

$$S(\tau_0) = \frac{\lambda}{2}\tau_0 \left(I + \frac{K^2}{3!}\tau_0^2 + \frac{K^4}{5!}\tau_0^4 + \dots \right) \Gamma, \quad (53)$$

или в компактной форме

$$P(\tau_0) = \operatorname{ch}(K\tau_0) + \left(\alpha - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\Gamma \right) K^{-1} \operatorname{sh}(K\tau_0), \quad S(\tau_0) = \frac{\lambda}{2}\Gamma K^{-1} \operatorname{sh}(K\tau_0). \quad (54)$$

Из формул (52), (53), в частности, вытекает ряд известных результатов. Например, в простейшем случае когерентного рассеяния (т.е. при монохроматическом излучении), имеем $k(x) = \alpha(x)\sqrt{1-\lambda}$, и если вдобавок имеет место чистое рассеяние, то ряды в (50) обрываются и приходим к результатам, легко получаемым на основе классической теории

$$P(\tau_0) = 1 + \frac{\lambda}{2}\alpha(x)\tau_0, \quad S(\tau_0) = \frac{\lambda}{2}\alpha(x)\tau_0. \quad (55)$$

3.1. *Поле излучения внутри среды.* Рассмотрим задачу о нахождении поля излучения в среде, схематически изображенной на рис.1 при допущении, что на нее падает квант некоторой частоты x' (а не x , как выше при определении коэффициентов отражения и пропускания, что делается для упрощения записи), и что диффузия излучения сопровождается перераспределением по частотам. За величинами представляющими собой вероятности пролета кванта на глубине τ в том или ином направлении, будут сохранены введенные выше обозначения U и V . Однако, очевидно, что они теперь зависят не только от глубины и частоты кванта x , но и в качестве параметров от оптической толщины среды и частоты падающего на нее кванта.

При такой постановке уравнения переноса имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dU}{d\tau} &= \alpha(x)U(x, \tau; x', \tau_0) - \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x'', x) [U(x'', \tau; x', \tau_0) + V(x'', \tau; x', \tau_0)] dx'', \\ \frac{dV}{d\tau} &= -\alpha(x)V(x, \tau; x', \tau_0) + \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(x'', x) [U(x'', \tau; x', \tau_0) + V(x'', \tau; x', \tau_0)] dx''. \end{aligned} \quad (56)$$

Классическая задача обычно ставится при условиях на двух границах 0 и τ_0 в виде $U(x, \tau_0; x', \tau_0) = \delta(x - x')$, $V(x, 0; x', \tau_0) = 0$. Мы же рассмотрим задачу, принимая в расчет условия на одной и той же границе $\tau = 0$

$$U(x, 0; x', \tau_0) = q(x, x', \tau_0), \quad V(x, 0; x', \tau_0) = 0. \quad (57)$$

В векторно-матричной форме уравнения (56) записываются как

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{U}}{d\tau} &= \mathbf{M}(\tau)\mathbf{U}(\tau, \tau_0) - \mathbf{N}(\tau)\mathbf{V}(\tau, \tau_0), \\ \frac{d\mathbf{V}}{d\tau} &= \mathbf{N}(\tau)\mathbf{U}(\tau, \tau_0) - \mathbf{M}(\tau)\mathbf{V}(\tau, \tau_0) \end{aligned} \quad (58)$$

с условиями $\mathbf{U}(0, \tau_0) = \mathbf{Q}(\tau_0)$, $\mathbf{V}(0, \tau_0) = 0$. Сравнивая указанные условия с начальными условиями, которым удовлетворяет система уравнений (44), (45), с учетом симметричности матриц \mathbf{P} и \mathbf{S} находим

$$\mathbf{U}(\tau, \tau_0) = \mathbf{P}(\tau)\mathbf{Q}(\tau_0), \quad \mathbf{V}(\tau, \tau_0) = \mathbf{S}(\tau)\mathbf{Q}(\tau_0). \quad (59)$$

Данные соотношения являются матричным аналогом соотношений (25) и обладают простым физическим смыслом.

Таким образом для нахождения поля излучения внутри атмосферы, освещаемого извне, нет необходимости решать какие-либо новые уравнения. Решение уравнений (37), (38), (43) (либо, что то же самое, уравнений (39), (40), (43)) для величин $\mathbf{R}(\tau_0)$, $\mathbf{Q}(\tau_0)$, $\mathbf{P}(\tau_0)$ позволяет определить не только глобальные оптические характеристики семейства атмосфер с различными оптическими толщинами, но и излучательный режим внутри них. Если среда является однородной, то величину $\mathbf{P}(\tau_0)$ можно искать в виде ряда по формуле (52). Интересно заметить, что величины $\mathbf{U}(\tau, \tau_0)$ и $\mathbf{V}(\tau, \tau_0)$, описывающие внутреннее поле излучения, в принципе могут

быть найдены и без знания функции $P(\tau_0)$. Действительно, нетрудно показать, что $U(\tau, \tau_0)$ удовлетворяет уравнению, аналогичному (40)

$$\frac{dU}{d\tau_0} = -U(\tau, \tau_0) \left[\alpha - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} (\Gamma + \Gamma R(\tau_0)) \right]. \quad (60)$$

Оно решается при начальном условии $U(\tau, \tau) = I$. В скалярном случае его решение дается формулой (23), приводя тем самым к нужному результату. Однако в векторно-матричном случае, в зависимости от конкретной задачи предпочтительным может явиться вышеописанный путь, предполагающий знание функции $P(\tau_0)$.

4. *Заключительные замечания.* В данной части работы классические задачи переноса излучения мы рассмотрели в одномерном приближении и показали, что вопрос об определении различных величин, описывающих процесс диффузии в среде, возможно свести к решению задач с начальными условиями. В основе метода лежит идея, заключающаяся в том, что сперва определяются отражательные и пропускательные способности семейства атмосфер с различными оптическими толщинами, после чего внутренний режим излучения находится непосредственно, без решения новых уравнений. Важное значение имеет то обстоятельство, что коэффициент отражения удовлетворяет отдельному уравнению (1) (или (39) в общем случае) независимо от того, является ли среда однородной или неоднородной. С вычислительной точки зрения достоинство указанных уравнений заключается в их численной устойчивости. Важным является также введение в рассмотрение функции P , которая в общем векторно-матричном случае позволяет избежать громоздкой процедуры многократного обращения матрицы коэффициента пропускания. В скалярном случае вопрос сводится к решению лишь одного уравнения для коэффициента отражения, а остальные представляющие интерес величины находятся явным образом.

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

THE SOLUTION OF LINEAR PROBLEMS OF THE RADIATION TRANSFER IN A PLANE-PARALLEL ATMOSPHERE. I

A.G. NIKOGHOSSIAN

The paper composed of two parts proposes a new method to determine different quantities describing the radiation field in a plane-parallel inhomogeneous medium.

geneous atmosphere. The method aims at reducing the boundary-value problems, arising in the classical statement of some astrophysical problems assuming the solution of the radiative transfer equations, to the initial-value problems. Compared to the previous attempts in this direction the proposed method is universal and simple. The first part of the paper is devoted to one-dimensional medium. We consider both the scalar problems and the vector-matrix case that corresponds to the diffusion of radiation in a spectral line accompanied with the frequency redistribution.

Key words: *radiative transfer:one-dimensional medium:initial-value differential equations*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, ДАН АрмССР, 38, 257, 1943.
2. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
3. R.Bellman, Proc. Amer. Math. Soc., 8, 435, 1957.
4. В.В.Соболев, ДАН СССР, 116, 45, 1957.
5. В.В.Соболев, Изв. АН АрмССР, 11, 39, 1958.
6. В.В.Соболев, Астрон. ж., 31, 572, 1959.
7. М.Г.Крейн, ДАН СССР, 100, 413, 1955.
8. В.А.Амбарцумян, Изв. АН АрмССР, 1-2, 1944.
9. R.Bellman, R.Kalaba, M.Wing, J. Math. Phys., 1, 280, 1960.
10. R.Bellman, R.Kalaba, M.Prestrud, Amer. Elsevier, New York, 1963.
11. Дж.Касты, Р.Калаба, Методы погружения в прикладной математике, М., Мир, 1976.
12. M.Scott, Invariant Imbedding and its Applications to Ordinary Differential Equations. An Introduction, Addison-Wiley, Mass.,1973.
13. Н.Б.Енгибарян, ДАН СССР, 203, 4, 1972.
14. N.V.Yengibarian, A.G.Nikoghossian, J. Quantit. Spectrosc. Rad. Transfer, 13, 787, 1973.
15. В.В.Соболев, ДАН СССР, 111, 1000, 1956.
16. В.В.Соболев, Астрон. ж., 51, 50, 1974.
17. E.G.Yanovitskij, Light Scattering in Inhomogeneous Atmospheres, Springer, 1997.
18. A.G.Nikoghossian, Astron. Astrophys., 422, 1059, 2004.
19. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 47, 123, 2004.
20. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 47, 289, 2004.
21. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 47, 481, 2004.
22. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 54, 149, 2011.
23. W.Magnus, Comm. Pure and Appl. Math. VII (4), 649, 1954.
24. В.В.Соболев, Перенос излучения в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.
25. Е.Вигнер, Теория групп, М., Изд. ИЛ, 1961.

О КОНФОРМНЫХ АНАЛОГАХ ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ. II. (модели с учетом вакуумных явлений)

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН, А.В.ОВСЕПЯН

Поступила 17 июня 2011

Принята к печати 24 августа 2011

Представленная статья посвящена циклу работ, выполненных на основе модифицированной тензорно-скалярной теории тяготения Йордана. Учитывая актуальность исследований, связанных с наличием вакуумных явлений в космической эволюции, рассмотрены некоторые стандартные космологические модели со скалярным полем и физическим вакуумом: доминирующее скалярное поле с учетом вакуумной энергии в различных конформных представлениях теории Йордана, а также модели при наличии обычного вещества, подчиняющегося общепринятым уравнениям состояния. Приводятся заслуживающие внимания результаты, которые в определенной степени согласуются с известными в настоящее время наблюдательными данными.

Ключевые слова: *космология: скалярное поле: энергия вакуума*

1. *Введение.* Наблюдательные данные в настоящее время поставили перед космологическими исследованиями ряд проблем. Кроме сингулярной природы эволюции Вселенной, встали вопросы об инфляционном изменении на начальной фазе развития и о стадии ускоренного расширения позднего этапа [1-4]. В работе рассматриваются космологические модели в рамках, так называемого, "эйнштейновского представления" тензорно-скалярной теории Йордана [5], когда скалярное поле является минимально связанным с тензорным полем, а также "собственного представления" этой теории с самосогласованным скалярным полем [6]. В первом случае космологическая постоянная Λ является ответственной за эффекты, связанные с вакуумной энергией, а во втором случае, по аналогии с Λ , введен космологический скаляр $\phi(y)$, который в результате определенного конформного преобразования переходит в "эйнштейновскую" Λ . Известно, что исследования вакуумных эффектов на квантовом уровне свидетельствуют об ответственности их в феноменологии за космологическую постоянную Λ , причем утверждается, что в ранней де-Ситтеровской модели $\Lambda \sim H^4$ (H - постоянная Хаббла), а вакуумная энергия, индуцированная конденсатом КХД в поздние времена эволюции $\sim H$ [7-9].

В соответствии со сказанным, первоначально имеет смысл отбросить возможный вклад от всех видов энергии и выяснить роль Λ в

"эйнштейновском" представлении, а также роль космологического скаляра в модифицированном варианте теории Йордана-Бранса-Дикке. Изложение материала разбито на два этапа. В первом разделе рассмотрено доминирующее скалярное поле в обоих вышеуказанных представлениях, а во втором - модели при наличии вещества, подчиняющегося общепринятым уравнениям состояния.

2. Доминирующее скалярное поле с учетом вакуумной энергии.

Полевые уравнения в рамках "эйнштейновского" представления теории Йордана с использованием метрики ФРУ для плоской Вселенной

$$dS^2 = dt^2 - a^2(t) \left[dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin\theta d\varphi^2) \right], \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} (\dot{\Phi} a^3) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{3\dot{a}^2}{a^2} = 8\pi G \frac{\Phi^2}{2} + \Lambda, \quad (3)$$

$$\frac{2\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} = -8\pi G \frac{1}{2} \Phi^2 + \Lambda, \quad (4)$$

где плотность энергии $\varepsilon = \Lambda + \frac{\Phi^2}{2} 8\pi G$, а давление $P = -\Lambda + \frac{\Phi^2}{2} 8\pi G$.

Уравнения (2)-(4) получены варьированием действия [10].

По аналогии с известной эйнштейновской критической плотностью энергии

$$\varepsilon_{cv} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (5)$$

(H_0 - современное значение параметра Хаббла) можно ввести $\varepsilon_c = 3H^2/8\pi G$ [11], и тогда полевые уравнения (2)-(4) приобретают прозрачный физический смысл. Уравнение (3) записывается в виде

$$1 = \frac{\varepsilon_{ck}}{\varepsilon_c} + \frac{\varepsilon_\Lambda}{\varepsilon_c} = \Omega_{ck} + \Omega_\Lambda, \quad (6)$$

где $\varepsilon_{ck} = \frac{\Phi^2}{2}$, $\varepsilon_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$, $\Omega_{ck} = \frac{\varepsilon_{ck}}{\varepsilon_c}$, $\Omega_\Lambda = \frac{\varepsilon_\Lambda}{\varepsilon_c}$.

Таким образом, вклады энергии скалярного поля Ω_{ck} и поля, порожденного Λ -членом в течение всей эволюции в сумме дают единицу.

Подобным образом (4) можно привести к виду

$$2q + 1 = -3\Omega_{ck} + 3\Omega_\Lambda, \quad (7)$$

где $q = \ddot{a}a/\dot{a}^2$ - так называемый безразмерный параметр "замедления" или в более удобной форме

$$\frac{2}{3} \frac{\dot{H}}{H^2} + 1 = -\Omega_{ck} + \Omega_\Lambda. \quad (8)$$

Из соотношений (7) (или (8)) следует, что при взаимной компенсации

вкладов скалярного и вакуумного полей, а также при их отсутствии $q = -1/2$, подобно тому, как это получается в ОТО.

Из (6) и (8), исключив Ω_Λ , будем иметь

$$\frac{\dot{H}}{3H^2} = -\Omega_{ck} = -\frac{\Phi^2}{2} \frac{8\pi G}{3H^2}, \quad (9)$$

откуда, сделав естественное заключение $H = H(\Phi)$, получим

$$\dot{\Phi} = -\frac{2H'}{8\pi G} \quad (10)$$

и (3) принимает вид

$$3H^2 = \frac{2H'^2}{8\pi G} + \Lambda. \quad (11)$$

Из (11) имеем

$$\frac{dH}{d\Phi} = \sqrt{\frac{8\pi G}{2} (3H^2 - \Lambda)} \quad (12)$$

и в результате интегрирования

$$\text{при } \Lambda > 0 \quad H = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \operatorname{ch} \left(\sqrt{\frac{3}{2} 8\pi G} (\Phi - \Phi_0) \right), \quad (13)$$

$$\text{при } \Lambda < 0 \quad H = \sqrt{\frac{|\Lambda|}{3}} \operatorname{sh} \left(\sqrt{\frac{3}{2} 8\pi G} (\Phi - \Phi_0) \right). \quad (14)$$

Тогда из (10) получаем

$$\Lambda > 0 \Rightarrow H = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \operatorname{cth}(\sqrt{3\Lambda}(t - t_0)), \quad (15)$$

$$\Lambda < 0 \Rightarrow H = \sqrt{\frac{|\Lambda|}{3}} \operatorname{tg}(\sqrt{3|\Lambda|}(t - t_0)). \quad (16)$$

Параметр "замедления" q определяется из (7) с учетом (6)

$$q = -3\Omega_{ck} + 1 = 1 - 3 \left(1 - \frac{\Lambda}{3H^2} \right). \quad (17)$$

С учетом (13) и (14)

$$\Lambda > 0 \Rightarrow q = -2 + \frac{3}{\operatorname{cth}^2(\sqrt{3\Lambda}(t - t_0))}, \quad (18)$$

$$\Lambda < 0 \Rightarrow q = -2 - \frac{3}{\operatorname{tg}^2(\sqrt{3|\Lambda|}(t - t_0))}, \quad (19)$$

откуда следует, что $q \rightarrow 1$ при $t \rightarrow \infty$, т.е. расширение с ускорением возможно только в случае $\Lambda > 0$.

Таким образом, поведение $H = \dot{a}/a$ при достаточно больших значениях t ($t \rightarrow \infty$) оказывается $H = \sqrt{\Lambda/3}$, т.е. Λ , которое в данной задаче играет роль плотности вакуумной энергии и для поздней фазы развития Вселенной

пропорционально H^2 ($\Lambda = 3H^2$).

Для выяснения роли космологического скаляра в собственном представлении теории Йордана, как и в предыдущей задаче, отбросим вклад всех видов материи, оставив только скалярное поле и индуцируемые им вакуумные эффекты, определяемые $\varphi(y)$.

Уравнения традиционной космологической задачи, соответствующей модифицированному действию теории ЙБД [6]

$$W = \frac{1}{c} \int \left[-\frac{y}{2k} \left[R + 2\varphi(y) - \zeta g^{\mu\nu} \frac{y_\mu y_\nu}{y^2} \right] \right] \sqrt{-g} d^4x \quad (20)$$

имеют вид

$$\frac{\ddot{y}}{y} + \frac{3\dot{y}}{y} \frac{\dot{R}}{R} = \frac{2\varphi(y)}{2+2\zeta} \left(1 - \frac{y}{y} \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} \right), \quad (21)$$

$$\frac{2\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} = -\frac{\ddot{y}}{y} - \frac{2\dot{R}}{R} \frac{\dot{y}}{y} - \frac{\zeta}{2} \frac{\dot{y}^2}{y^2} + \varphi(y), \quad (22)$$

$$\frac{3\dot{R}^2}{R^2} = \frac{1}{2} \zeta \frac{\dot{y}^2}{y^2} - \frac{3\dot{R}}{R} \frac{\dot{y}}{y} + \varphi(y). \quad (23)$$

Как уже отмечалось выше, исследования на квантовом уровне свидетельствуют о пропорциональности плотности вакуумной энергии H^n (H - параметр Хаббла, а n - на разных этапах эволюции Вселенной предположительно принимает различные значения).

Исходя из результатов, полученных в случае минимально связанного скалярного поля для позднего этапа развития Вселенной ($\Lambda = 3H^2$), имеет смысл предположить, что в аналогичной по смыслу задаче, когда космологический скаляр $\varphi(y)$ играет роль плотности вакуумной энергии,

$$\varphi(y) = \alpha H^2, \quad (24)$$

где α - безразмерная постоянная.

Если ввести обозначения $\psi = \dot{y}/y$, $H = \dot{R}/R$, то система полевых уравнений примет вид

$$\dot{\psi} + \psi^2 + 3\psi H = \frac{2\alpha H^2}{3+2\zeta} \left(1 - \frac{2\dot{H}}{H\psi} \right), \quad (25)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 = -\dot{\psi} - \psi^2 \left(1 + \frac{\zeta}{2} \right) - 2\psi H + \alpha H^2, \quad (26)$$

$$3H^2 = \frac{1}{2} \zeta \psi^2 - 3\psi H + \alpha H^2. \quad (27)$$

Из (27)

$$\frac{\psi}{H} = \frac{3 \pm \sqrt{9 + 2\zeta(3 - \alpha)}}{\zeta} = \gamma, \quad (28)$$

откуда $\alpha \leq 3 + 9/2\zeta$.

Имея в виду (28), из (26) получаем

$$\frac{\dot{H}}{H^2} = \frac{\gamma(1-\gamma(1+\zeta))}{2+\gamma} \equiv -A, \quad (29)$$

откуда

$$H = \frac{H_0}{1 + AH_0(t-t_0)}, \quad (30)$$

$$\frac{a}{a_0} = (1 + AH_0(t-t_0))^{1/A}, \quad (31)$$

$$\frac{y}{y_0} = \left(\frac{a}{a_0}\right)^\gamma = (1 + AH_0(t-t_0))^{\gamma/A}, \quad (32)$$

$$Q = 1 - A. \quad (33)$$

Если оценить γ и A для больших значений положительного ζ (что следует из наблюдательных данных в пределах солнечной системы [6]), то

$$\gamma \approx \pm \sqrt{\frac{2(3-\alpha)}{\zeta}}, \quad A \approx (3-\alpha).$$

Отрицательные значения γ исключаются из рассмотрения, поскольку $H > 0$ ($\dot{a}/a > 0$) для расширяющейся Вселенной.

Положительное q получается при $A < 1$, что соответствует $\alpha > 2$, а из (28) имеем оценку $\alpha < 3$, т.е. расширяющаяся Вселенная в рамках данной модели получается для плотности вакуумной энергии $\varphi = \alpha H^2$, если $2 < \alpha < 3$.

3. Космологическая задача в случае плоской Вселенной с учетом вакуумных явлений. Имея в виду, что на позднем этапе эволюции Вселенной общепризнанным считается пылеобразное уравнение состояния $P \ll \varepsilon$, система полевых уравнений принимает вид

$$\frac{\ddot{y}}{y} + \frac{3\dot{a}}{a} \frac{\dot{y}}{y} = \frac{8\pi G}{y} \frac{T}{(3+2\zeta)} + \frac{2}{3+2\zeta} \left(\varphi - y \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right), \quad (34)$$

$$\frac{3\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G \varepsilon}{y} + \frac{\zeta}{2} \frac{\dot{y}^2}{y^2} - \frac{3\dot{a}}{a} \frac{\dot{y}}{y} + \varphi(y), \quad (35)$$

$$\frac{2\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} = -\frac{\ddot{y}}{y} - \frac{2\dot{a}}{a} \frac{\dot{y}}{y} - \frac{\zeta}{2} \frac{\dot{y}^2}{y^2} + \varphi(y), \quad (36)$$

где $T = \varepsilon - 3P$ - след тензора энергии - импульса, $T_{ik} = (\varepsilon + P)u_i u_k - P g_{ik}$.

Если предположить, что $\varphi = y \Lambda$ и уравнение (35) представить в виде, подобном (6), то естественное обозначение вклада вакуумной плотности $\Omega_\Lambda \equiv y \Lambda / 3H^2$ с учетом признанной его оценки $\Omega_\Lambda \approx 2/3$ [2] приводит к выводу $\varphi = \alpha H^2$, который можно использовать для определения динамики остальных физических величин. В результате (34) записывается в виде $\dot{y} a^3 = Bt$ ($B = \frac{8\pi G \varepsilon_0}{3+2\zeta}$). Принимая обозначение $y a^3 = Bf(t)$, а также $\dot{a}/a = u/f(t)$,

систему полевых уравнений (34)-(36) можно представить в виде

$$\dot{f} = t + 3u, \quad (37)$$

$$(3 - \alpha)u^2 + 3ut - \frac{\zeta}{2}t^2 - (3 + 2\zeta)f = 0, \quad (38)$$

$$2q + 1 = -\frac{f}{u^2} + \frac{t\dot{f}}{u^2} - \frac{t^2}{u^2} \left(1 + \frac{\zeta}{2}\right) - \frac{2t}{u} + \alpha. \quad (39)$$

Далее, дифференцируя (38) по t

$$\dot{u}[2u(3 - \alpha) + 3t] - \zeta t + 3u - (3 + 2\zeta)\dot{f} = 0,$$

и учитывая (37), а также вводя $v = 2u + \frac{3}{3 - \alpha}t$, получаем уравнение

$$v\dot{v} - \frac{3}{3 - \alpha}v(3 + 2\zeta) + \frac{6(1 + \zeta)}{(3 - \alpha)^2}\alpha t = 0. \quad (40)$$

При отсутствии φ ($\alpha = 0$) (40) удовлетворяется двумя решениями: $v = 0$ и $\dot{v} = (3 + 2\zeta)$.

В случае $\dot{v} = (3 + 2\zeta)$

$$\dot{u} = \zeta + 1, \quad u = (\zeta + 1)t + u_0;$$

$$\dot{f} = (3\zeta + 4)t + 3u_0, \quad f = \frac{(3\zeta + 4)t^2}{2} + 3u_0t + f_0 \quad (41)$$

и общее решение для $y(t)$ и $a(t)$ получается из соотношений

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{\dot{u}}{f} = \frac{(\zeta + 1)t + u_0}{\frac{(3\zeta + 4)t^2}{2} + 3u_0t + f_0}, \quad (42)$$

$$\frac{\dot{y}}{y} = \frac{\dot{t}}{f} = \frac{t}{\frac{(3\zeta + 4)t^2}{2} + 3u_0t + f_0}.$$

При нулевых константах, интегрирование (42) дает известное частное решение [12], которое, кстати, получается из (42) в предельном случае больших значений ζ :

$$y = y_0 t^{2/(3\zeta + 4)}, \quad a = a_0 t^{2(\zeta + 1)/(3\zeta + 4)}, \quad (43)$$

при этом коэффициент "замедления" $q = \dot{H}/H^2 + 1$ равен

$$q = 1 + \frac{1}{H} \left(\frac{\dot{u}}{u} - \frac{\dot{f}}{f} \right) = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2(\zeta + 1)}, \quad (44)$$

что согласуется с уравнением (39). т.е. вклад скалярного поля тоже отрицателен, но ничтожно мал. Решение $v = 0$ не удовлетворяет (39).

Решение при $\varphi \neq 0$ удобно искать, переписав (40) в виде

$$\dot{v} + \beta \frac{t}{v} - \gamma = 0, \quad (45)$$

где $\beta = \frac{6\alpha(1+\zeta)}{(3-\alpha)^2}$, $\gamma = \frac{3(3+2\zeta)}{3-\alpha}$, который с учетом обозначения $z = v/t$ сводится к

$$\frac{zdz}{\gamma z - z^2 - \beta} = \frac{dt}{t}. \quad (46)$$

Интегрируя (46), в результате получаем

$$ct = \frac{\left[\sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \beta} - \frac{\gamma}{2} + \frac{v}{t} \right] 2\sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \beta} \left(\frac{\gamma}{2} + \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \beta} \right)}{\left[\sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \beta} + \frac{\gamma}{2} - \frac{v}{t} \right] 2\sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \beta} \left(\frac{\gamma}{2} + \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \beta} \right)}, \quad (47)$$

откуда приходим к очевидному заключению о существовании частного решения, по структуре аналогичного частному решению, полученному при $\alpha = 0$ (из (40) следует, что $v/t = \dot{v}$):

$$\frac{v}{t} = \dot{v} = \frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} - \beta} = \frac{3}{2} \frac{(3+2\zeta)}{(3-\alpha)} \pm \sqrt{\frac{9}{4} \frac{(3+2\zeta)^2}{(3-\alpha)^2} - \frac{6\alpha(1+\zeta)}{(3-\alpha)^2}} \quad (48)$$

второй (нижний) корень не удовлетворяет уравнению (39).

Параметр "замедления" q вычисляется по схеме решения предыдущей задачи

$$q = -\frac{1}{2} - \frac{1}{\frac{v}{t} - \frac{3}{3-\alpha}} = -\frac{1}{2} - \frac{3-\alpha}{\frac{3}{2}(3+2\zeta) \left[1 + \sqrt{1 - \frac{8}{3} \frac{\alpha(1+\zeta)}{(3+2\zeta)^2}} \right]} - 3. \quad (49)$$

В предельном случае $\alpha = 0$ переходит в (44). При больших значениях α параметр

$$q = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2(1+\zeta)} + \frac{\alpha}{6(1+\zeta)} \quad (50)$$

становится положительным при $\alpha > 3(2+\zeta)$.

Общее решение поставленной задачи с $\varphi = \alpha H^2$ сводится к интегрированию уравнений

$$\frac{2\dot{H}}{H^2} = -\frac{\dot{\Psi}}{H^2} - z^2 \left(1 + \frac{\zeta}{2} \right) - 2z + \alpha - 3, \quad (51)$$

$$\frac{\dot{\Psi}}{H^2} + z^2 + 3z = \frac{\Omega_m}{(3+2\zeta)} + \frac{2\alpha}{3+2\zeta} - \frac{4\alpha}{(3+2\zeta)z} \frac{\dot{H}}{H^2}, \quad (52)$$

$$1 = \Omega_m + \frac{\zeta}{6} z^2 - z + \frac{\alpha}{3}. \quad (53)$$

Здесь введены обозначения

$$\Psi = \frac{\dot{y}}{y}, \quad H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad z = \frac{\Psi}{H}, \quad \Omega_m = \frac{8\pi G \varepsilon_0}{3H^2 y}. \quad (54)$$

Из (53), решая квадратное уравнение относительно z , можно получить

$$z = \frac{1 \pm \sqrt{1 + \frac{2\zeta}{3} \left(1 - \Omega_m - \frac{\alpha}{3}\right)}}{\zeta/3}, \quad (55)$$

а исключая $\dot{\psi}/H^2$ из (51), (52) выделить коэффициент "замедления"

$$q = \frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = \frac{\dot{H}}{H^2} + 1$$

$$q = 1 + \frac{1}{3[2\alpha - (3 + 2\zeta)z]} \left[3(5 + 3\zeta)z - 3z^2(\zeta + 1) \right] + \frac{\zeta}{4}z^3 - \alpha z(8 + 3z), \quad (56)$$

который при больших значениях ζ $\left(z \approx \sqrt{\frac{6}{\zeta} \left(1 - \Omega_m - \frac{\alpha}{3}\right)} \right)$ стремится к предельному значению

$$q_0 \approx -\frac{1}{2} - \frac{5}{4}(1 - \Omega_m) + \frac{11}{12}\alpha,$$

при $\alpha = 0$ и $\Omega_m = 1$ совпадающему с эйнштейновским результатом.

Если подобную задачу с $\varphi = \alpha H^2$ рассматривать для радиационно-доминантной стадии развития Вселенной, то (34) в силу уравнения состояния

$P = \frac{1}{3}\epsilon$ принимают вид $\dot{y}R^3 = D = \text{const}$. В этом случае целесообразно использовать обозначения

$$\frac{dt}{R} = d\eta, \quad y = \frac{Df}{R^2} \Rightarrow y' = \frac{dy}{d\eta} = \frac{1}{f}.$$

В результате задача сводится к интегрированию уравнений

$$f' = 1 + 2\dot{R}f, \quad (57)$$

$$\dot{R}^2 f^2 = \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right) \left(\frac{\chi\epsilon_0}{3D} f - \frac{\zeta}{6}\right) - \dot{R}f. \quad (58)$$

Из (58) получаем

$$\dot{R}f = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right) \left(\frac{\chi\epsilon_0}{3D} f + \frac{\zeta}{6}\right)},$$

и следовательно,

$$f' = 1 + 2\dot{R}f = \pm \sqrt{1 + 4\left(1 - \frac{\alpha}{3}\right) \left(\frac{\chi\epsilon_0}{3D} f + \frac{\zeta}{6}\right)},$$

откуда

$$f = \frac{1}{3} \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right) \frac{\chi\epsilon_0}{D} (\eta - \eta_0)^2 - \frac{1 + \frac{2\zeta}{3} \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)}{\frac{4}{3} \frac{\chi\epsilon_0}{D} \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right)}. \quad (59)$$

Параметр замедления при этом равен

$$q = 1 + \frac{1}{\frac{2}{3} \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right) \frac{\chi \varepsilon_0}{D} (\eta - \eta_0) - 1}. \quad (60)$$

$q > 0$ при условии $\frac{2}{3} \left(1 - \frac{\alpha}{3}\right) \frac{\chi \varepsilon_0}{D} (\eta - \eta_0) > 0$, т.е. при $D > 0$ и $\alpha < 3$ и $D < 0 \Rightarrow \alpha > 3$. В пределе при $t \rightarrow \infty$ имеем $q \rightarrow 1$, как и в [13].

4. *Заключение.* В работе сделана попытка построить классические космологические модели с учетом энергии вакуума. В основу положены соображения, связанные с тем, что энергию вакуума на квантово-механическом уровне можно считать ответственной за космологическую постоянную Λ в классической теории гравитации [14], и соответственно считать Λ пропорциональной постоянной Хаббла H^n (степень n на разных этапах эволюции меняется).

В настоящей работе в рамках модифицированной тензорно-скалярной теории Йордана рассматриваются различные варианты космологических моделей. Предполагается, что наличие в лагранжиане космологического скаляра $\varphi(y)$ обусловлено вакуумными эффектами. Изложение материала разбито на две части. В первой рассматриваются случаи доминирующего скалярного поля с учетом вакуумной энергии для плоской Вселенной с использованием метрики ФРУ. Сначала задача представлена в рамках "эйнштейновского" представления теории Йордана, в которой $\varphi(y)$ превращается в обычную космологическую постоянную Λ . Минимально связанное скалярное поле в этом представлении позволяет записывать полевые уравнения через величины, играющие роль вкладов плотностей различных видов энергии [15]. В итоге интерпретация полученных результатов значительно упрощается и сводится к тому, что, во-первых, расширение с ускорением возможно только при $\Lambda > 0$, и, во-вторых, на позднем этапе развития постоянная Хаббла H связана с Λ в виде $H = \sqrt{\Lambda/3}$. Далее рассматривается аналогичная задача, но уже в собственном представлении модифицированного варианта теории Йордана. Здесь на основе ранее полученной связи H и Λ выбран вид космологического скаляра - $\varphi(y) = \alpha H^2$. В итоге расширение с ускорением оказывается возможным, если $2 < \alpha < 3$.

Во втором разделе работы представлены космологические модели в собственном представлении модифицированной теории Йордана, но уже при наличии вещества-сначала пылеобразная плоская Вселенная, а затем рассмотрена радиационная эпоха развития в присутствии $\varphi(y) = \alpha H^2$. Во всех случаях вывод оказался аналогичным. Только при наличии космологического скаляра, интерпретируемого как плотность вакуумной энергии, на позднем этапе развития Вселенной возможно ускоренное расширение.

ON CONFORMAL ANALOGIES OF JORDAN-BRANS-DICKE THEORY. II

R.M.AVAGYAN, G.H.HARUTUNYAN, A.V.HOVSEPYAN

The presented paper devoted to the circle of works, which are done on the base of Modified Tensor-scalar theories of Jordan-Brans-Dicke. Taking into account modernity of investigations, related with the presence of vacuum behavior in cosmic evolution, standard cosmological models are considered in the presence of scalar field and physical vacuum. Particularly, models of dominant scalar field with considering vacuum energy in different conformal frames of JBD theory, and also models in the presence of normal matter, which obeys to common equations of state, are presented. Very interesting results are obtained, which are in good agreement with current observational data.

Key words: *cosmology:scalar field:vacuum energy*

ЛИТЕРАТУРА

1. *N.Brown*, High redshift Supernovae: Cosmological implications, *Nuovo Cim. B*, **120**, 2005, pp.667-676.
2. *E.T.Copeland, M.Sami, S.Tsujikawa*, Dynamics of Dark Energy, *Int. J. Mod. Phys.*, **D15**, 2006, pp.1753-1936.
3. *V.Sahni, A.A.Starobinsky*, *Int. J. Mod. Phys.*, **D9**, 2000, p.273.
4. *E.G.Aman, M.A.Markov*, Oscillating Universe, *TMF* 58(2), pp.163-168, 194.
5. *P.M.Авакян, Г.Г.Арутюнян*, *Астрофизика*, **48**, 633, 2005.
6. *P.M.Авакян, Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян*, *Астрофизика*, **48**, 455, 2005.
7. *S.Carneiro*, *Int. J. Mod. Phys.*, **D15**, 2241, 2006
8. *R.Schutzhold*, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 081302, 2002.
9. *A.A.Starobinsky*, *Phys. Rev. Lett.*, **D91**, 99, 1980.
10. *Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян*, *Астрофизика*, **44**, 483, 2001.
11. *P.M.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян*, *Астрофизика*, **53**, 317, 2010.
12. *S.Weinberg*, "Gravitation and Cosmology" John Wiley and Sons, New York, 1972.
13. *P.M.Авакян, Г.Г.Арутюнян*, *Астрофизика*, **51**, 151, 2008.
14. *A.A.Starobinsky*, *Phys. Lett.*, **B1117**, 175, 1982.
15. *E.V.Chubaryan, R.V.Avagyan, G.G.Harutunyan, A.S.Piloyan*, Universe evolution in the Einstein frame of Jordan-Brans -Dicke theory, *Proceedings of the YSU*, 49-58, 2010.

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ШИРИНЫ НА ЦЕНТР СИЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Н.А.СИЛАНТЬЕВ, Г.А.АЛЕКСЕЕВА, В.В.НОВИКОВ

Поступила 14 июля 2011

Принята к печати 24 августа 2011

Стохастические температура и турбулентность характеризуются средними скоростями u_a и $\langle u_{turb} \rangle = u_0$ и флуктуациями u'_a и u' ($\langle u' \rangle = 0$). Поэтому доплеровская ширина линии также имеет флуктуационную компоненту $\Delta\lambda'_D$. Наблюдаемые спектры соответствуют усредненным по времени и поверхности звезды значениям потока излучения $\langle H_\lambda \rangle$. В моделях фотосфер обычно учитывают только средние скорости u_a и u_0 , которые обычным образом определяют доплеровскую ширину линии $\Delta\lambda_D^{(0)}$. Флуктуации $\Delta\lambda'_D$ приводят к тому, что вблизи центра линии средний коэффициент поглощения $\langle \alpha_\lambda \rangle$ оказывается больше обычного коэффициента α_λ , зависящего только от средних скоростей u_a и u_0 . Это приводит к добавочному усилению линии поглощения вблизи центра и не объясняется моделью фотосфер. Этот новый статистический эффект зависит от длины волны линии. Сравнение наблюдаемых линий с модельными профилями позволяет оценить среднюю степень флуктуаций доплеровской ширины $\eta = \langle |\Delta\lambda'_D| \rangle / \Delta\lambda_D^{(0)}$, которая характеризует среднюю стохастичность фотосферы и важна для понимания физики фотосферы. В синтетических спектрах звезд часто глубины линий находятся выше наблюдаемых. Введение добавочного параметра - степени флуктуаций η - может исправить наблюдающееся несоответствие теоретических глубин линий с реально наблюдаемыми значениями. При этом можно получить оценки параметра η в рассматриваемых звездах.

Ключевые слова: турбулентность; флуктуации; линии поглощения

1. *Введение.* Наличие стохастических процессов в фотосферах звезд, обусловленных турбулентностью, конвективными движениями, генерацией и эволюцией магнитных полей и т.п., приводит к стохастичности таких величин как температура, коэффициент поглощения, интенсивность излучения, определяющих наблюдаемый, усредненный по времени и поверхности звезды, поток излучения $\langle H_\lambda \rangle$. Этот поток отличается от потока $H_\lambda^{(0)}$, учитывающего зависимость этих величин от средней температуры T_0 ($T = T_0 + T'$) и средней скорости u_0 мелкомасштабной турбулентности ($u_{turb} = u_0 + u'$), которые учитываются в многочисленных моделях фотосфер (см., например, [1-4]). Как известно, основными задачами теории фотосфер являются определение зависимости T_0 от расстояния z от поверхности звезды и определение зависимости от z источника излучения S_λ . Вычисленные затем потоки $H_\lambda^{(0)}$ во многих случаях хорошо описывают наблюдаемые потоки $\langle H_\lambda \rangle$, особенно в синтетических спектрах (см. ссылки

в [5,6]). Однако нередко наблюдаемые сильные линии поглощения глубже, чем линии, получаемые из всевозможных моделей фотосфер. Как известно [7], центры линий поглощения имеют гауссовский вид, т.е. определяется доплеровским механизмом уширения. Далее мы будем рассматривать только этот случай.

В работе [8] было показано, что наличие флуктуаций доплеровской ширины линии поглощения приводит вблизи центра линии к увеличению среднего коэффициента поглощения $\langle \alpha_\lambda \rangle$ по сравнению с обычным коэффициентом:

$$\alpha_\lambda = \frac{\alpha_0}{\Delta\lambda_D} \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta\lambda_D^2} \right], \quad (1)$$

учитывающим среднюю тепловую скорость $u_{th} = \sqrt{3kT_0/m}$ и среднюю скорость мелкомасштабной турбулентности u_0 . Этот статистический эффект приводит к добавочному усилению линии поглощения вблизи центра. Здесь λ_0 - длина волны линии в центре. Как известно [9], доплеровская ширина линии $\Delta\lambda_D$ связана с трехмерными тепловыми скоростями u_{th} и u'_{th} и $u_{turb} = u_0 + u'$ следующим выражением:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2}{3} \sqrt{u_{th}^2 + (u'_{th})^2 + u_{turb}^2}} = \Delta\lambda_D^{(0)} + \Delta\lambda'_D, \quad (2)$$

где $(u'_{th})^2 = 3kT'/m$ - квадрат флуктуационной тепловой скорости, k - Больцмановская константа, c - скорость света, m - масса атома или молекулы с резонансом при $\lambda = \lambda_0$.

Отметим, что в отличие от работы [8], где изложена общая теория влияний флуктуаций на эмиссионные линии и линии поглощения, в данной работе мы ограничимся анализом сильных линий поглощения вблизи центра. Это ограничение позволяет более детально развить проблему и дает простые аналитические выражения для определения уровня флуктуаций η .

Уровень флуктуаций доплеровской ширины определяется выражением:

$$\eta = \frac{\sqrt{\langle (\Delta\lambda'_D)^2 \rangle}}{\Delta\lambda_D^{(0)}}, \quad (3)$$

Чтобы качественно понять, как флуктуации доплеровской ширины изменяют средний коэффициент поглощения по сравнению с обычным выражением (1), взятым при $\Delta\lambda_D^{(0)}$, усредним выражение (1) для двух реализаций - с $\Delta\lambda_D = \Delta\lambda_D^{(0)} + \Delta\lambda'_D$ и $\Delta\lambda_D = \Delta\lambda_D^{(0)} - \Delta\lambda'_D$. При этом ограничимся малыми значениями параметра $\eta = |\Delta\lambda'_D|/\Delta\lambda_D^{(0)}$. В результате получаем:

$$\langle \alpha_\lambda \rangle = \alpha^{(0)}(x) e^{-3x^2 \eta^2} \left[(1 + \eta^2) \cos h(2x^2 \eta) - \eta \sin h(2x^2 \eta) \right]. \quad (4)$$

Здесь мы ввели обозначения

$$\alpha^{(0)}(x) = \frac{\alpha_0}{\Delta\lambda_D^{(0)}} \exp(-x^2), \quad x = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D^{(0)}}, \quad (5)$$

где x - безразмерная разность длин волн, а $\alpha^{(0)}(x)$ - коэффициент поглощения (1) со средним доплеровским уширением. Из выражения (4) сразу видно, что в центре линии ($x=0$) усредненный коэффициент поглощения больше обычного коэффициента:

$$\langle \alpha_\lambda \rangle \approx \alpha^{(0)}(0)(1 + \eta^2), \quad (6)$$

т.е. стохастическая атмосфера в центре линии оптически толще, чем не стохастическая.

Нахождение среднего коэффициента поглощения производится по формуле (см. [8]):

$$\begin{aligned} \langle \alpha(x, \eta) \rangle = & \frac{1}{N} \int_{-1}^{\infty} dy \left[\exp\left(-\frac{y^2}{2\eta^2}\right) - \exp\left(-\frac{(y+2)^2}{2\eta^2}\right) \right] \times \\ & \times \frac{\alpha_0}{\Delta\lambda_D^{(0)}(1+y)} \exp\left[-\frac{x^2}{(1+y)^2}\right], \end{aligned} \quad (7)$$

т.е. используется функция Грина уравнения диффузии (гауссовский процесс) для полубесконечной среды (см., например, [10]). Как известно, среднее значение квадрата отклонения от среднего значения одномерной случайной величины равно $\langle X^2 \rangle = 2D \cdot (t_2 - t_1)$. Величина D является коэффициентом диффузии. Использование этого выражения в функции Грина приводит к формуле (7). Для $\eta \approx 0.2 + 0.3$ можно пренебречь вторым членом в этой формуле и получить обычно используемое выражение для гауссовского процесса на бесконечной прямой. Величина N является нормировочной постоянной. Для гауссовского процесса на бесконечной прямой $N = \sqrt{2\pi}\eta$. Интересно отметить, что приближенная формула (4) сравнительно неплохо представляет точные значения $\langle \alpha_\lambda \rangle$ вплоть до $\eta = 0.3$.

В табл.1 мы представили точные значения для выражения $\langle \alpha(x, \eta) \rangle / \alpha^{(0)}(x)$. Заметим, что реально гауссовский вид профиля практически не

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ $\langle \alpha(x, \eta) \rangle / \alpha^{(0)}(x)$

η	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$x = 0$	1	1.010	1.046	1.137	1.270	1.340
0.25	1	1.007	1.028	1.050	1.050	1.032
0.5	1	0.998	0.987	0.951	0.902	0.864
0.75	1	0.988	0.947	0.885	0.828	0.795
1	1	0.980	0.928	0.869	0.826	0.810
1.5	1	1.001	1.014	1.044	1.092	1.163
2	1	1.126	1.421	1.786	2.180	2.617

реализуется для длин волн, соответствующих $x > 1$, - сказываются другие механизмы уширения, кроме доплеровского.

Наша дальнейшая задача состоит в том, чтобы показать, что добавочное усиление коэффициента поглощения вблизи центра линии, вызванное наличием флуктуаций доплеровской ширины, действительно приводит к образованию более глубоких линий поглощения, чем в отсутствие флуктуаций, а также представить простой способ оценки степени флуктуаций. Для этой цели удобно рассматривать центры сильных линий поглощения, где блендирование соседними линиями минимально, и можно не учитывать вклад в линию коэффициента поглощения в непрерывном спектре (см. [7]). В результате разрабатываемая ниже теория приобретает сравнительно простой вид.

2. *Выражения для наблюдаемого потока* $\langle H_\lambda \rangle$. Обычное выражение для потока излучения в линии $H_\lambda^{(0)}$, как известно (см. [1]), имеет вид:

$$\begin{aligned} H_\lambda^{(0)} &= 2\pi \int_0^1 d\mu \mu I_\lambda^{(0)}(0, \mu) = 2\pi \int_0^\infty d\tau_\lambda^{(0)} \int_0^1 d\mu e^{-\tau_\lambda^{(0)}/\mu} S_\lambda(\tau_\lambda^{(0)}) = \\ &= 2\pi \int_0^\infty d\tau_\lambda^{(0)} E_2(\tau_\lambda^{(0)}) S_\lambda(\tau_\lambda^{(0)}), \end{aligned} \quad (8)$$

где S_λ - функция источников, которая не обязательно совпадает с функцией Планка $B_\lambda(T_0(\tau_\lambda^{(0)}))$, $I_\lambda(\tau_\lambda^{(0)}, \mu)$ - интенсивность излучения, μ - косинус угла между направлением распространения излучения и нормалью к фотосфере, $\tau_\lambda^{(0)}$ - оптическая глубина, отсчитываемая от поверхности фотосферы. Она не зависит от флуктуаций. Интегральная показательная функция $E_n(\tau)$ (см. [1,2]) по определению имеет вид:

$$E_n(\tau) = \int_0^1 d\mu \mu^{n-2} e^{-\tau/\mu} = \int_1^\infty \frac{dx}{x^n} e^{-\tau x} \quad (9)$$

и удовлетворяет соотношениям:

$$nE_{n+1}(\tau) = e^{-\tau} - \tau E_n(\tau), \quad \frac{dE_n(\tau)}{d\tau} = -E_{n-1}(\tau). \quad (10)$$

При больших значениях τ функция $E_n(\tau) \rightarrow \exp(-\tau)/\tau$.

В выражении (8) средняя температура T_0 считается заданной функцией оптической глубины $\tau_\lambda^{(0)}$. Нахождение связи между температурой T_0 и оптической глубиной $\tau_\lambda^{(0)}$ является одной из главных задач создания модели фотосферы. Формула (8) не учитывает влияния флуктуаций температуры и флуктуаций скорости мелкомасштабной турбулентности.

Для нахождения наблюдаемого потока излучения $\langle H_\lambda \rangle$ в стохастической фотосфере необходимо использовать уравнение переноса для средней интенсивности $\langle I_\lambda(z, \mu) \rangle$. Это уравнение было выведено в работе [11]. Затем это уравнение было использовано для оценок влияния флуктуаций температуры на эффективный источник S_λ^{eff} (см. [12]).

Уравнение переноса для средней интенсивности $\langle I_\lambda(z, \mu) \rangle$ имеет вид:

$$(\mathbf{n}\nabla)\langle I_\lambda \rangle = -\langle \alpha_\lambda \rangle \langle I_\lambda \rangle + S_\lambda^{\text{eff}}. \quad (11)$$

Эффективный источник S_λ^{eff} выражается в виде среднего значения произведения коэффициента поглощения α_λ и обычного источника S_λ , которые в стохастической атмосфере сами являются стохастическими величинами:

$$S_\lambda^{\text{eff}} = \langle \alpha_\lambda S_\lambda \rangle. \quad (12)$$

Все величины в результате усреднения приобретают зависимость от степени флуктуаций η .

Из выражений (11) и (12) вытекает следующая формула для наблюдаемого потока излучения $\langle H_\lambda \rangle$, учитывающая вклад флуктуаций температуры и мелкомасштабной турбулентности:

$$\langle H_\lambda(\eta) \rangle = 2\pi \int_0^1 d\mu \mu \langle I_\lambda(0, \mu) \rangle = 2\pi \int_0^\infty d\tau_\lambda E_2(\tau_\lambda) \langle \alpha_\lambda S_\lambda \rangle / \langle \alpha_\lambda \rangle. \quad (13)$$

Средние значения $\langle \alpha_\lambda \rangle$ вычисляются по формуле (7).

Заметим, что ансамбли стохастических величин, по которым необходимо усреднять, могут не совпадать для коэффициента поглощения α_λ и для функции источников S_λ . Ансамбль для $\Delta\lambda_D$ зависит от случайных температур и случайных уровней мелкомасштабных турбулентных скоростей. Функция же источников зависит, кроме ансамбля температур, от многих других факторов - давления, химического состава и т.п. При статистическом усреднении важна корреляция всех величин. В нашем случае, по-видимому, этой корреляции нет, или она слаба. Так, например, если турбулентные флуктуации сравнимы с флуктуациями тепловой скорости, то очевидно, что флуктуации функции источников практически не связаны с флуктуациями $\Delta\lambda'_D$. Это означает, что выражение $\langle \alpha_\lambda S_\lambda \rangle$ разбивается на произведение $\langle \alpha_\lambda \rangle \langle S_\lambda \rangle$, где каждый из сомножителей усредняется по своему ансамблю случайных величин. Далее мы будем использовать это разделение ансамблей. Кроме того, будем рассматривать случай малых флуктуаций $\eta^2 \ll 1$ и учитывать только первый член разложения по η^2 .

Считая флуктуации доплеровской ширины малыми ($\eta^2 \ll 1$), разложим выражения под знаком усреднения (7) в ряд по степеням $y = \Delta\lambda'_D / \Delta\lambda_D^{(0)}$:

$$\alpha_\lambda(\Delta\lambda_D^{(0)} \cdot (1+y)) = \alpha_\lambda^{(0)} + \Delta\lambda_D^{(0)} \frac{\partial \alpha_\lambda^{(0)}}{\partial (\Delta\lambda_D^{(0)})} y + \frac{1}{2} (\Delta\lambda_D^{(0)})^2 \frac{\partial^2 \alpha_\lambda^{(0)}}{\partial (\Delta\lambda_D^{(0)})^2} y^2 \dots \quad (14)$$

и произведем усреднение, учитывая, что $\langle y \rangle = 0$ и $\langle y^2 \rangle = \eta^2$. Кроме того, используя явный вид коэффициента поглощения (5), производные по $\Delta\lambda_D^{(0)}$ удобно выразить через производные по разности длин волн $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$, которую часто обозначают просто λ , перенеся начало отсчета длин волн в центр линии. Мы также воспользуемся этим простым обозначением.

В итоге, средний коэффициент поглощения принимает вид:

$$\langle \alpha_\lambda \rangle = \alpha_\lambda^{(0)} + \left[\alpha_\lambda^{(0)} + 2\lambda \frac{\partial \alpha_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda} + \frac{\lambda^2}{2} \frac{\partial^2 \alpha_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda^2} \right] \eta^2, \quad (15)$$

а средняя оптическая глубина $\langle \tau_\lambda \rangle$ вычисляется по формуле:

$$\langle \tau_\lambda \rangle = \int_0^z dz \langle \alpha_\lambda(z) \rangle = \tau_\lambda^{(0)} + \left[\tau_\lambda^{(0)} + 2\lambda \frac{\partial \tau_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda} + \frac{\lambda^2}{2} \frac{\partial^2 \tau_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda^2} \right] \eta^2, \quad (16)$$

где мы используем то же определение $d\tau_\lambda^{(0)} = \alpha_\lambda^{(0)} dz$, что и при вычислении потока $H_\lambda^{(0)}$ (см. уравнение (8)). Напомним, что величины $\alpha_\lambda^{(0)}$ и $\tau_\lambda^{(0)}$ являются средними величинами, вычисленными без учета флуктуаций $\Delta\lambda'_D$.

Учитывая предыдущие выражения и предположение о независимости ансамблей для α_λ и S_λ , получаем для наблюдаемого потока $\langle H_\lambda(\eta) \rangle$ следующую формулу:

$$\begin{aligned} \langle H_\lambda(\eta) \rangle = H_\lambda^{(0)} + 2\pi\eta^2 \int_0^\infty dz S_{\lambda_0}(z) \left[E_2(\tau_\lambda^{(0)}) \left(\alpha_\lambda^{(0)} + 2\lambda \frac{\partial \alpha_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda} + \frac{\lambda^2}{2} \frac{\partial^2 \alpha_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda^2} \right) - \right. \\ \left. - \alpha_\lambda^{(0)} E_1(\tau_\lambda^{(0)}) \left(\tau_\lambda^{(0)} + 2\lambda \frac{\partial \tau_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda} + \frac{\lambda^2}{2} \frac{\partial^2 \tau_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь, как обычно, из-за остроты спектральной линии, источник $S_\lambda(z)$ берется в центре линии λ_0 . Напомним, что величины $\tau_\lambda^{(0)}$ и $\alpha_\lambda^{(0)}$ зависят от расстояния z от поверхности фотосферы. Обычно это расстояние выражают в Росселандовских оптических величинах. Наше обозначение более удобно, так как менее громоздко и сохраняет симметрию выражения (17). Отрицательный член в этом выражении возник при разложении по параметру η^2 экспоненты $\exp(-\langle \tau_\lambda \rangle)$ (см. формулу (16)). Выражение (17) можно несколько упростить, если использовать соотношения (10):

$$\begin{aligned} \langle H_\lambda \rangle = H_\lambda^{(0)} + T_\lambda \eta^2 + 2\lambda \frac{\partial H_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda} \eta^2 + \\ + 2\pi\eta^2 \int_0^\infty dz S_{\lambda_0}(z) \frac{\lambda^2}{2} \left[E_2(\tau_\lambda^{(0)}) \frac{\partial^2 \alpha_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda^2} - \alpha_\lambda^{(0)} E_1(\tau_\lambda^{(0)}) \frac{\partial^2 \tau_\lambda^{(0)}}{\partial \lambda^2} \right], \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} T_\lambda = 2\pi \int_0^\infty d\tau_\lambda^{(0)} S_{\lambda_0}(\tau_\lambda^{(0)}) \left[2 E_2(\tau_\lambda^{(0)}) - e^{-\tau_\lambda^{(0)}} \right] \equiv \\ \equiv -2\pi \int_0^\infty d\tau_\lambda^{(0)} \tau_\lambda^{(0)} E_2(\tau_\lambda^{(0)}) \frac{dS_{\lambda_0}(\tau_\lambda^{(0)})}{d\tau_\lambda^{(0)}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Второе выражение в формуле (19) получается из первого интегрированием по частям с использованием соотношений (10).

Используя различные модели фотосфер, можно найти зависимость средней доплеровской ширины $\Delta\lambda'_D$ от глубины z , а затем вычислить потоки $H_\lambda^{(0)}$ и $\langle H_\lambda(\eta) \rangle$. Сравнения этих потоков при различных уровнях

флуктуаций доплеровской ширины η позволяют узнать, насколько сильно наличие флуктуаций искажает спектр линии поглощения. Значения функции $[2E_2(x) - \exp(-x)] \equiv f$ представлены в табл.2. Для больших значений x функция $f \approx (-x^2 + 2x - 4)/x^2 \exp(-x)$.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЕ ФУНКЦИИ $f = 2E_2(x) - e^{-x}$

x	0	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25
f	1	0.7040	0.5402	0.4213	0.3297	0.2566
x	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.60
f	0.1974	0.1489	0.1085	0.0750	0.0467	0.0036
x	0.70	0.80	0.90	1	1.1	1.2
f	-0.0268	-0.0477	-0.0618	-0.0709	-0.0763	-0.0790
x	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8
f	-0.0797	-0.0788	-0.0769	-0.0743	-0.0711	-0.0677
x	1.9	2	2.5	3	3.5	4
f	-0.0640	-0.0603	-0.0425	-0.0285	-0.0187	-0.0119
x	5	5.5	6	6.5	7	8
f	-0.0048	-0.0030	-0.0018	-0.0011	-0.0007	-0.0003

Члены с λ и λ^2 при $\lambda = 0$, что соответствует центру линии, равны нулю. В этом случае выражение (18) переходит в формулу:

$$\langle H_0(\eta) \rangle = H_0^{(0)} + \eta^2 [2H_0^{(0)} - 2\pi I_0^{(0)}(0, 1)] \equiv H_0^{(0)} + \eta^2 T_0. \quad (20)$$

Здесь $I_\lambda^{(0)}(0, 1)$ - интенсивность выходящего излучения перпендикулярно к поверхности фотосферы ($\mu = 1$). Выражение T_λ можно записать в виде:

$$T_\lambda = 2H_\lambda^{(0)} - I_\lambda^{(0)}(0, 1) = 4\pi \int_0^1 d\mu \mu [I_\lambda^{(0)}(0, \mu) - I_\lambda^{(0)}(0, 1)] \equiv -\gamma_\lambda H_\lambda^{(0)}, \quad (21)$$

где параметр γ_λ введен для удобства в дальнейших вычислениях. В этих обозначениях вблизи центра линии выражение для наблюдаемого спектра приобретает вид:

$$\langle H_\lambda(\eta) \rangle = H_\lambda^{(0)} (1 - \gamma_\lambda \eta^2). \quad (22)$$

В силу закона потемнения к краю ($I_\lambda^{(0)}(0, \mu) < I_\lambda^{(0)}(0, 1)$) функция T_λ отрицательна. Это означает, что флуктуации доплеровской ширины усиливают линию поглощения в центре линии и вблизи него. Данный вывод, строго говоря, доказан только для сильных линий поглощения, когда можно пренебречь коэффициентом поглощения в континууме по сравнению с коэффициентом поглощения в спектральной линии: $\alpha_c(\lambda) \ll \alpha_\lambda$ (см. [2]).

Коэффициент T_λ , определяющий влияние флуктуаций доплеровской ширины, согласно выражению (19), находится численным интегрированием произведения функции источников $S_\lambda(z)$ и функции $f(\tau_\lambda^{(0)})$ по всей глубине фотосферы, если модель фотосферы построена или взята из

литературы. Для грубых оценок этого коэффициента, по-видимому, можно использовать одну из самых простых моделей, когда предполагается, что выполняется ЛТР и функция источников S_λ линейно зависит от оптической глубины $\tau_\lambda^{(0)}$ (см. [1]). В этой модели выполняется:

$$T_\lambda = -H_\lambda^{(0)} \frac{(2/3)(\alpha/\alpha_\lambda^{(0)})\beta_\lambda}{1 + (2/3)(\alpha/\alpha_\lambda^{(0)})\beta_\lambda} = -\gamma_\lambda H_\lambda^{(0)}. \quad (23)$$

Здесь α - среднее значение коэффициента поглощения (включая и непрерывный спектр) в окрестности наблюдаемой линии, коэффициент $\beta_\lambda = (3/8)(h\nu/kT)/(1 - \exp(-h\nu/kT))$ определяет наклон линейного возрастания функции источников (здесь T - температура на поверхности фотосферы).

В предельном случае для этой простой модели, когда числитель выражения (23) много больше единицы, получаем $T_\lambda = -H_\lambda^{(0)}$, т.е. $\gamma_\lambda = 1$. Этот предельный случай чаще всего соответствует Виновскому случаю, когда коэффициент $\beta_\lambda \gg 1$. Здесь требуется наименьшая величина флуктуаций η , чтобы дотянуть модельный поток $H_\lambda^{(0)}$ до совпадения с наблюдаемым потоком $\langle H_\lambda(\eta) \rangle$. Обратный предел, когда числитель выражения (23) много меньше единицы ($\gamma_\lambda \ll 1$), потребует большей величины флуктуаций для объяснения разницы между глубинами наблюдаемого спектра и его модельной аппроксимации.

Конечно, наиболее точная оценка параметра η^2 требует нахождения T_λ с использованием наиболее точной модели фотосферы исследуемой звезды. Далее мы будем приводить значения $\gamma_\lambda \eta^2$, соответствующие реальным сравнениям наблюдаемой глубины линии с теоретическим значением, использующим все параметры, кроме степени флуктуаций η . В настоящее время, по-видимому, такой моделью является синтетическая модель спектра звезды (см. ссылки в [5,6]).

3. *Некоторые примеры оценок степени флуктуаций.* Во многих случаях уровень непрерывного спектра практически невозможно определить с достаточной точностью. В этих случаях поток излучения в линии нормируют с использованием какого-либо потока, близкого по величине к среднему потоку в непрерывном спектре. Для нас важно, что во всех случаях нормировка наблюдаемого и модельного спектров одна и та же. Поэтому для нахождения степени флуктуаций η достаточно найти отношение (см. формулу (22)):

$$\frac{\langle H_{\lambda_0}(\eta) \rangle}{H_{\lambda_0}^{(0)}} = 1 - \gamma_{\lambda_0} \eta^2, \quad (24)$$

взятое в центре линии поглощения.

Рассматривая ЛТР модели раннего периода, можно заметить, что они дают сильное занижение глубины линии в центре по сравнению с реально

наблюдаемыми значениями. Характерным примером является линия $H\gamma$ ($\lambda_0 = 0.434$ мкм) в субгиганте θ Leo ($T_e \approx 9300$ К, $\log(g) \approx 3.6$) (см. [2]). Использование ЛТР модели привело к неплохому совпадению модельного спектра с наблюдаемым в крыльях линии, но сильному отличию в центре ($\langle H_{\lambda_0}(\eta) \rangle / H_{\lambda_0}^{(0)} \approx 0.4$), Это дает $\gamma_{\lambda_0} \eta^2 \approx 0.6$, что, по-видимому, слишком велико.

Не ЛТР модели для ряда значений T_e и g , (см. [13]), совпадая с ЛТР моделями в крыльях линии, дают увеличение глубины линии на $\approx 40\%$ по сравнению с ЛТР моделями. В работе [14] даны многочисленные примеры спектров поглощения для О-звезд и их сравнение с не ЛТР моделями фотосфер. Хотя это спектры средней глубины, но во многих спектрах видно, что наблюдаемые спектры глубже теоретических. Особенно сильно этот эффект проявляется для звезды 10 Lac ($T_e \approx 35000$ К, $\log(g) \approx 4$) для линий $H\gamma$ ($\gamma_{\lambda_0} \eta^2 \approx 0.12$) и $H\beta$ ($\gamma_{\lambda_0} \eta^2 \approx 0.12$) и для звезды AE Aig ($T_e \approx 30000$ К, $\log(g) \approx 4.3$) для линий $H\gamma$ ($\gamma_{\lambda_0} \eta^2 \approx 0.14$) и $H\alpha$ ($\gamma_{\lambda_0} \eta^2 \approx 0.1$). Для этих же звезд эффект четко проявляется и для линий гелия He II ($\lambda = 0.4686$ мкм и $\lambda = 0.5412$ мкм), хотя эти линии довольно слабые.

Отметим также работы [15,16], где представлены наблюдательный и модельный ультрафиолетовые спектры резонансного дуплета CIV ($\lambda_0 = 0.1548$ мкм и $\lambda_0 = 0.1550$ мкм) в звезде 27 CMa. Здесь также наблюдаемая глубина линий больше модельной. Для $\lambda_0 = 0.1548$ мкм она соответствует в нашей интерпретации $\gamma_{\lambda_0} \eta^2 \approx 0.3$.

Большое число синтетических спектров Веги в интервале 0.1284–0.3000 мкм представлено в работе [5]. Здесь также значительное число теоретических линий имеют глубину выше наблюдаемой.

Иногда встречаются случаи, когда теоретические спектры лежат ниже наблюдаемых, как, например, спектры в близком инфракрасном диапазоне 2.34–2.41 мкм в работе [17]. По-видимому, такие спектры должны учитывать вклад континуума. Более сложная теория, учитывающая вклад коэффициента поглощения в непрерывном спектре α_c , приводит к следующему выражению для T_λ (см. формулу (19)):

$$T_\lambda = -2\pi \int_0^\infty d\tau_\lambda \frac{dS_{\lambda_0}(\tau_\lambda)}{d\tau_\lambda} E_2(\tau_\lambda) \int_0^{\tau_\lambda} d\tau'_\lambda \left(\eta^2 \frac{\alpha_\lambda^{(0)}(\tau'_\lambda)}{\alpha_\lambda^{(0)}(\tau'_\lambda) + \alpha_c^{(0)}(\tau'_\lambda)} + \right. \\ \left. + \eta_T^2 \frac{\alpha_c^{(0)}(\tau'_\lambda)}{\alpha_\lambda^{(0)}(\tau'_\lambda) + \alpha_c^{(0)}(\tau'_\lambda)} a_\lambda(\tau'_\lambda) \right), \quad (25)$$

где $d\tau_\lambda = dz(\alpha_\lambda^{(0)} + \alpha_c^{(0)})$, а $\eta_T^2 = \langle (T')^2 \rangle / T_0^2$ - квадрат степени флуктуаций температуры (мы считаем, что коэффициент поглощения в непрерывном спектре α_c в основном зависит от температуры). Величина a_λ определяет усиление коэффициента α_c флуктуациями температуры:

$$\langle \alpha_c \rangle = \alpha_c^{(0)}(T_0) \left(1 + a_\lambda(T_0) \eta_T^2 \right). \quad (26)$$

Эта формула получается аналогично выражению (15). Коэффициент $a_\lambda(T_0)$ равен:

$$a_\lambda(T_0) = \frac{T_0^2}{2\alpha_c^{(0)}(T_0)} \frac{\partial^2 \alpha_c^{(0)}(T_0)}{\partial T_0^2}. \quad (27)$$

Легко видеть, что в пределе при $\alpha_c \rightarrow 0$ формула (25) переходит во второе выражение формулы (19). При $\alpha_\lambda^{(0)} \sim \alpha_c^{(0)}$ (слабая линия) знак коэффициента T_λ зависит от знака и величины коэффициента a_λ , а также от величины флуктуаций температуры η_T^2 . Для слабых линий вполне возможен случай, когда центр наблюдаемой линии находится выше модельной аппроксимации (второй член в формуле (25) отрицателен и по величине больше первого). Именно такая ситуация имеет место для звезды Денеб (α Cygni, $T_e \approx 8400$ К, $\log(g) = 1.5$) для бальмеровских, пашеновских и пфундовских линий в инфракрасном диапазоне (см. [17]).

4. *Заключение.* Наблюдаемые спектры звезд соответствуют усредненным по времени и поверхности звезды значениям потока излучения $\langle H_\lambda \rangle$. Температура $T = T_0 + T'$, турбулентная скорость $u_{turb} = u_0 + u'$ в фотосфере звезды являются стохастическими величинами и характеризуются своими средними по ансамблю реализаций значениями - T_0 и u_0 и флуктуациями - T' и u' . Средние значения этих величин являются усредненными по времени наблюдений и всей наблюдаемой поверхности звезды. Флуктуации этих величин характеризуют отклонения от средних значений и вызваны нестационарностью (за время наблюдений) и неоднородностью распределения температуры и мелкомасштабной турбулентности по поверхности звезды. В обычных моделях фотосфер принимают, что значения T_0 и u_0 однородно распределены по поверхности звезды, и находят распределение средней температуры как функцию глубины в фотосфере (турбулентную скорость обычно считают постоянной). Поток излучения $H_\lambda^{(0)}$, вычисляемый из модели, не учитывает наличия флуктуаций T' и u' . Поэтому этот поток, вообще говоря, не может совпасть с наблюдаемым потоком $\langle H_\lambda \rangle$, который включает в себя и изменения, вызванные наличием флуктуаций. Различие между ними определяется уровнем флуктуаций.

Мы рассмотрели эту проблему для сильных линий поглощения в тех случаях, когда поглощение в центре линии определяется доплеровским уширением $\Delta\lambda_D$, обычным образом связанным с T и u_{turb} . Таким образом, доплеровское уширение также является стохастической величиной и характеризуется средним значением $\Delta\lambda_D^{(0)}$ и флуктуационной частью $\Delta\lambda'_D$. Считая флуктуации малыми, можно получить аналитическое выражение для $\langle H_\lambda \rangle$, т.е. учесть вклад флуктуаций в наблюдаемую линию поглощения.

Для центра линии это выражение наиболее простое и позволяет по разнице между наблюдаемым потоком $\langle H_{\lambda_0} \rangle$ и модельным потоком $H_{\lambda_0}^{(0)}$ дать оценку степени флуктуаций $\eta = \sqrt{(\Delta\lambda'_D)^2} / \Delta\lambda_D^{(0)}$. Для сильной линии можно пренебречь учетом коэффициента поглощения в непрерывном спектре (см. [7]), что сильно упрощает теорию.

Физически степень флуктуаций η интегрально характеризует наличие хаотичности в фотосфере. Для ряда звезд наблюдаемая глубина линий заметно больше глубин, определяемых из не ЛТР моделей, а также из синтетических спектров. Из нашей теории следует, что флуктуации доплеровской ширины увеличивают глубину линий поглощения. Поэтому введение нового параметра η в теоретические модели фотосфер может исправить наблюдающееся несовпадение теории и наблюдений. Конечно, вопрос о единственности такого объяснения остается открытым. Во всяком случае, флуктуации объясняют часть избыточной глубины линии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 07-02-00535а), программ Президиума и ОФН РАН, Президентской программы "Ведущие научные школы" (НШ-6110.2008.2), а также при поддержке ФЦП "Научные и научно - педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы (ГК № 02.740.11.0246).

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: nsilant@bk.ru

INFLUENCE OF DOPPLER WIDTH FLUCTUATIONS ON THE CENTER OF STRONG ABSORPTION LINES

N.A.SILANTEV, G.A.ALEXEEVA, V.V.NOVIKOV

The temperature and turbulence are stochastic processes. They are characterized by mean velocities u_{th} and u_0 and corresponding fluctuations u'_{th} and u' . Clearly, the Doppler width is also the stochastic value, i.e. has the fluctuating component $\Delta\lambda'_D$. The observed spectra correspond to radiation flux $\langle H_{\lambda} \rangle$ statistically averaged over time and the star surface. The usual models of photospheres take into account only the mean velocities u_{th} and u_0 , which determine by usual manner the Doppler width $\Delta\lambda_D^{(0)}$. The existence of fluctuations $\Delta\lambda'_D$ means that near the center of the line the mean extinction factor $\langle \alpha_{\lambda} \rangle$ is higher than the usual α_{λ} , depending on the velocities u_{th} and u_0 . This gives rise to additional increase of the absorption line near the center.

This new statistical effect depends on wavelength and up to now is not taking into account in photospheric models. The comparison of observed absorption lines with the model profiles allow us to estimate the mean degree of Doppler width fluctuations $\eta = \langle |\Delta\lambda'_D| \rangle / \Delta\lambda_D^{(0)}$, which characterizes the mean stochasticity of photosphere and is of interest for understanding of physical processes in the latter. In synthetic spectra of stars the depths of lines frequently are higher than observed values. Taking into account our new effect, one can improved the situation. As a result, we can estimate the value of parameter η in a number of stars.

Key words: *turbulence:fluctuations:absorbing lines*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Соболев, Курс теоретической астрофизики, М., Наука, 1967.
2. Д.Грей, Наблюдения и анализ звездных фотосфер, М., Мир, 1980.
3. D.Mihalas, *Astrophys. J.*, **176**, 139, 1972.
4. D.Mihalas, *Astrophys. J.*, **525**, 25, 1999.
5. E.L.Fitzpatrick, *Astrophys. J.*, **725**, 2401, 2010.
6. J.Zverko, J.Ziznovsky, S.J.Adelman, W.W.Weiss (eds.), IAU Symposium, vol. 224, The A-Stars Puzzle, 2004.
7. R.G.Athay, Radiation transport in spectral lines, Reidel Publ. Company, Dordrecht-Holland, 1972.
8. N.A.Silant'ev, E.E.Lekht, G.A.Alexeeva, *Astrophys. J.*, **696**, 1972, 2009.
9. С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер, Межзвездная среда, М., Наука, 1970.
10. Г.Карслоу, Д.Егер, Теплопроводность твердых тел, М., Наука, 1964.
11. N.A.Silant'ev, *Astron. Astrophys.*, **433**, 1117, 2005.
12. N.A.Silant'ev, G.A.Alexeeva, *Astron. Astrophys.*, **479**, 207, 2008.
13. L.H.Auer, D.Mihalas, *Astrophys. J.*, **160**, 233, 1970.
14. L.H.Auer, D.Mihalas, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **205**, 193, 1972.
15. M.Ruusalepp, A.Sapar, L.Sapar, Tartu publ., **50**, 152, 1984.
16. В.Е.Панчук, В.Г.Клочкова, М.В.Юшкин, Астрофиз. бюллетень САО, **65**, 184, 2010.
17. J.P.Aufdenberg, P.H.Hauschildt, E.Baron et al., *Astrophys. J.*, **570**, 344, 2002.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОГО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ РАЗЛИЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В ТЕЧЕНИЕ 1966-1985гг.

М.Ш.ГИГОЛАШВИЛИ, Д.Р.ДЖАПАРИДЗЕ, Т.Г.МДЗИНАРИШВИЛИ

Поступила 22 июля 2011

Принята к печати 24 августа 2011

Найдены временные изменения и широтная зависимость солнечного вращения с помощью наблюдательных данных $N\alpha$ волокон и компактных магнитных образований различной полярности для циклов солнечной активности 20 и 21 (1966-1985). Статистический анализ наблюдательных данных показал, что существует северо-южная асимметрия вращения как для $N\alpha$ волокон, так и для компактных магнитных образований с отрицательными и положительными полярностями. Северо-южная асимметрия дифференциального вращения $N\alpha$ волокон и компактных магнитных образований с обеими полярностями значительно выражена для циклов солнечной активности 20 и 21, однако асимметрия для компактных магнитных образований с положительной полярностью в цикле 21 сравнительно ниже. Доверительный уровень для компактных магнитных образований с положительной полярностью ниже, чем для компактных магнитных образований с отрицательной полярностью.

Ключевые слова: *вращение солнца: $N\alpha$ волокна: компактные магнитные образования*

1. *Введение.* Солнечное дифференциальное вращение - важный элемент солнечного динамо - одной из моделей физических процессов, ответственных за генерацию магнитных полей на Солнце. Поэтому временные изменения солнечного дифференциального вращения, также как северо-южная асимметрия вращения, вызывает живой интерес ученых. Северо-южная асимметрия возникновения различных образований на солнечной поверхности лучше всего была изучена для солнечных пятен [1], для зон пятен [2-5] и для солнечной активности в целом [6-8]. Северо-южная асимметрия в распределении $N\alpha$ волокон, вспышек, полярных факелов, полярного магнитного поля и для корональных ярких точек на солнечной поверхности была изучена также в [5,8,9-17].

Некоторые авторы сообщали о существовании северо-южной асимметрии дифференциального вращения Солнца [12,13,18-22]. Однако, полученные результаты иногда различны, а иногда даже противоположны.

Существование северо-южной асимметрии во вращении $N\alpha$ волокон

было подтверждено статистически [23,24]. Изменения в солнечном дифференциальном вращении в северных и южных полушариях могут интерпретироваться как колебания с 22-летним магнитным периодом [24-26]. Подобное поведение было найдено для компактных магнитных образований с отрицательными и положительными полярностями за исключением момента реперолюсовки полярности на поверхности Солнца [27].

Целью данной работы является продолжение исследования дифференциального вращения Солнца, чтобы исследовать детали его временных и пространственных вариаций. Для достижения этой цели дается статистический анализ данных различных объектов солнечной поверхности с целью обнаружения северо-южной асимметрии вращения Солнца.

2. Используемые данные. Для того, чтобы оценить различия скоростей вращения различных образцов солнечной атмосферы, мы сравнили данные $H\alpha$ волокон (обычно расположенных вдоль нейтральных линий магнитных полей) и компактных магнитных образований для циклов солнечной активности 20 и 21 (1966-1985гг.).

Для исследования солнечного дифференциального вращения мы изучили $H\alpha$ волокна из коллекции $H\alpha$ спектрогелиограмм Абастуманской астрофизической обсерватории.

Были отобраны относительно устойчивые $H\alpha$ волокна, которые значительно не меняли форму и их отдельные фрагменты могли быть идентифицированы. Выбранные нами спокойные волокна существовали более 3-х дней и непосредственно не были связаны с активными областями. Волокна, существующие меньше 3-х дней, считались нестабильными и отсеивались. Сидерические скорости вращения были вычислены для каждой пары последовательных дней наблюдения за время жизни каждого волокна. Измерялись отдельные фрагменты волокна, уверенно отождествляемые со дня на день [28]. Для солнечных циклов 20 и 21 мы выбрали 261 спокойное волокно и провели приблизительно 11500 измерений. Мы получили среднегодовые значения угловых скоростей $H\alpha$ волокон для последовательных 10° -ных интервалов от $50^\circ N$ к $50^\circ S$ отдельно для северного и южного полушарий.

Используя синоптические карты атласа Макинтоша [29], мы исследовали также компактные магнитные особенности с отрицательной и положительной полярностями. Мы выбрали визуально симметрические структурные формирования из многих магнитных данных. Для 335 компактных магнитных образований было выполнено 1675 измерений для периода 1966-1985гг.

С целью определения скорости вращения компактных магнитных особенностей вместо обычно используемой сетки атласа Макинтоша [29], мы измеряли угол между осью симметрии выбранных магнитных особенностей и горизонтальной линией, параллельной к горизонтальному

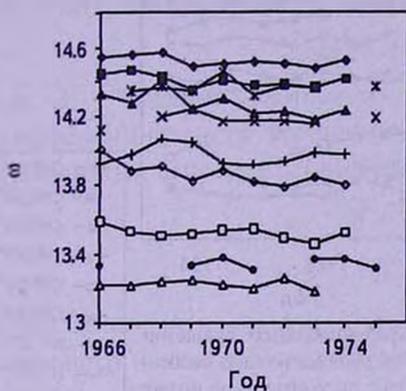
краю изображения. Мы вычислили скорости вращения данных магнитных особенностей эмпирической формулой, которая описывает и заменяет сетку атласа Макинтоша [25,30]:

$$\omega(\varphi) = 1000 / (36.664 - \cot \alpha),$$

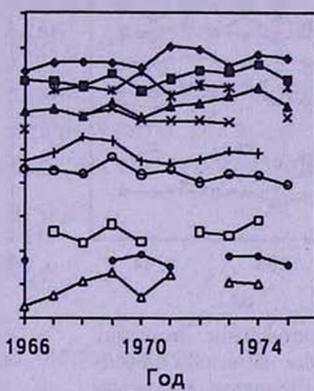
где α представляет угол, измеренный нами для каждой особенности, φ - широта, а $\omega(\varphi)$ - скорость вращения.

Временные изменения скоростей вращения $N\alpha$ волокон и компактных магнитных особенностей с положительной и отрицательной полярностями

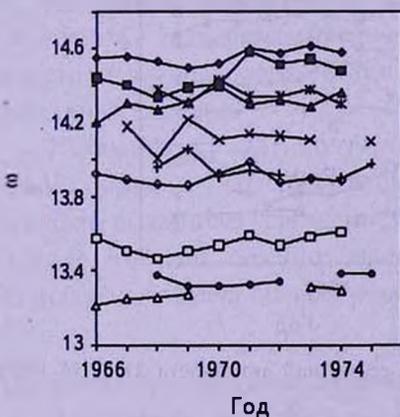
Дифференциальное вращение компактных магнитных особенностей с отрицательной полярностью и волокон (N)



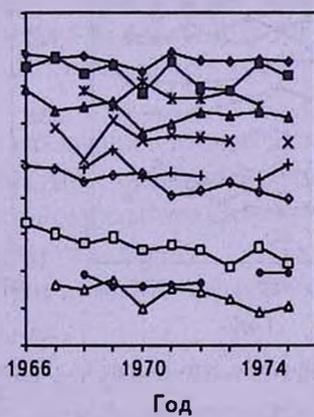
Дифференциальное вращение компактных магнитных особенностей с положительной полярностью и волокон (N)



Дифференциальное вращение компактных магнитных особенностей с отрицательной полярностью и волокон (S)



Дифференциальное вращение компактных магнитных особенностей с положительной полярностью и волокон (S)



- CMF(10°)
- CMF(20°)
- ▲— CMF(30°)
- CMF(40°)
- CMF(50°)
- ◇— CMF(60°)
- ×— HF(10°)
- *— HF(20°)
- +— HF(30°)
- HF(40°)

Рис. 1. Временные изменения скоростей вращения $N\alpha$ волокон и компактных магнитных особенностей с положительной и отрицательной полярностями для солнечного цикла деятельности 20 (1966-1975). С правой стороны рисунка обозначены соответствующие индексы для 10°-х зон скоростей вращения $N\alpha$ волокон (HF) и компактных магнитных особенностей, соответственно, с отрицательными и положительными полярностями (\pm CMF).

в 1966-1975гг. приведены на рис.1-2.

Из рис.1-2 видно, что во время исследованного периода различные образцы солнечной поверхности, $N\alpha$ волокна и компактные магнитные особенности показывают асимметричное поведение для различных солнечных полушарий. С помощью статистического метода мы исследовали асимметрию в скоростях вращения различных образований солнечной атмосферы.

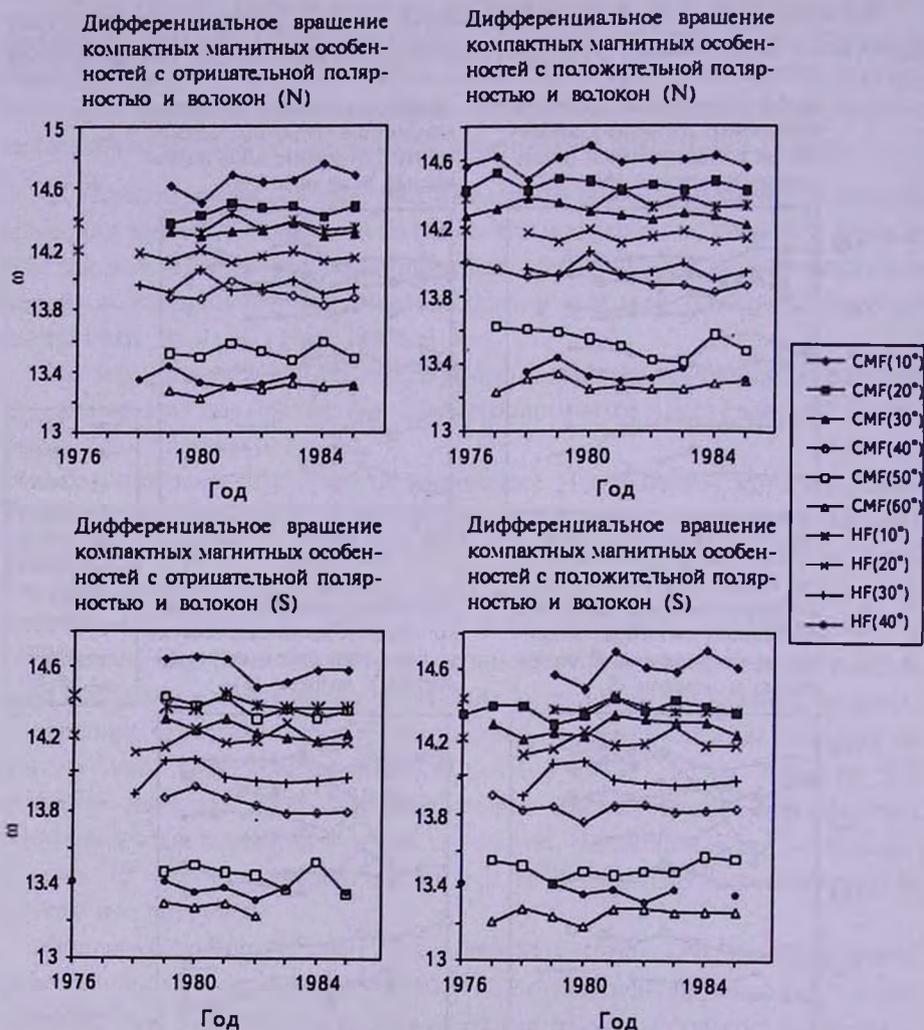


Рис.2. То же самое, что на рис.1, для цикла солнечной активности 21 (1976-1985).

3. *Статистическое исследование скоростей вращения $N\alpha$ волокон и компактных магнитных особенностей.* В астрономической практике солнечное дифференциальное вращение обычно изучается вычислением скоростей различных солнечных образований, используя

стандартную аппроксимацию:

$$\omega(\phi) = A + B(5\sin^2\phi - 1), \quad (1)$$

где $\omega(\phi)$ - угловая скорость, выраженная в град/день, ϕ - гелиографическая широта, A и B - солнечные параметры вращения: A - экваториальная скорость вращения, B - компонент широтного градиента скоростей вращения. Функция (1) определяет профиль дифференциального вращения. Наш подход к проблеме основан на статистической методологии, которая была решена Деворе и Берком [31].

Чтобы избежать погрешностей в оценках A и B , вытекающих из неортогональности функций, соответствующих этим коэффициентам, мы используем полиномы Гегенбауера, как набор соответствующих ортогональных функций, который ведет к следующему разложению [21]:

$$\omega(\phi) = \bar{A} + \bar{B}(5\sin^2\phi - 1), \quad (2)$$

где \bar{A} - "средний" компонент вращения, а \bar{B} - компонент градиента дифференциального вращения. Коэффициенты \bar{A} и \bar{B} свободны от упомянутых выше погрешностей и связаны с A и B следующим образом:

$$\bar{A} = A + (1/5)B, \quad (3)$$

$$\bar{B} = (1/5)B. \quad (4)$$

Если обозначить $\omega(\phi) = \eta$ и $5\sin^2\phi - 1 = x$, то вместо уравнения (2) для северного и южного полушарий мы будем иметь:

$$\eta_N = \bar{A}_N + \bar{B}_N x, \quad (5)$$

$$\eta_S = \bar{A}_S + \bar{B}_S x. \quad (6)$$

Из наблюдений мы можем с высокой точностью получить значения $X = 5\sin^2\phi - 1$ и рассмотреть величину x , как точную, в то время как вместо η мы наблюдаем величину Y , искаженное из-за влияния наблюдательных ошибок.

Y - оценка $\eta = \omega(\phi)$, полученная усреднением данных угловой скорости. Таким образом, Y содержит наблюдательные ошибки, также как случайные ошибки, вызванные усреднением. Мы предполагаем, что случайные оценки $\eta = \omega(\phi) = \omega(\phi(x))$ обычно распределяются вокруг η . Поскольку это - стандартная задача оценки параметров линейной регрессии, то:

$$\eta = a + bx, \quad (7)$$

где вместо η у нас имеются данные, на которые влияют случайные ошибки.

Для оценки \bar{A}_N , \bar{B}_N , \bar{A}_S и \bar{B}_S коэффициентов у нас есть системы условных уравнений:

$$Y_{Ni} = \bar{A}_N + \bar{B}_N x_i, \quad i = 1, \dots, n_N \quad (8)$$

$$Y_{Sj} = \bar{A}_S + \bar{B}_S x_j, \quad j = 1, \dots, n_S, \quad (9)$$

где n_N и n_S - числа наблюдений, соответственно, для северного и южного полушарий.

Для оценки коэффициентов \bar{A} и \bar{B} мы использовали подходящую процедуру наименьших квадратов MATLAB "robust-fit" - отдельно для северного и южного полушарий. Функция "robust-fit" использует метод, который менее чувствителен к большим изменениям для малого числа данных, чем стандартный метод наименьших квадратов. Эта программа для каждого отдельного значения дает собственный вес. Вся процедура многократно повторяется автоматически, из-за чего процесс называется: "метод многократно взвешенных наименьших квадратов". Вначале каждому значению дается равный вес, и для оценки стандартных коэффициентов используется обычный метод наименьших квадратов. Затем повторно вычисляется каждый вес так, чтобы значениям, которые очень отклонены от стандартных прогнозов, придавал более низкий вес. Стандартные коэффициенты вычисляются повторно, используя метод взвешенных наименьших квадратов. Процесс продолжается, пока коэффициенты не примут значения в пределах допустимости.

Из регрессионной модели (7) следует, что T_b и T_a статистики определяются формулами:

$$T_b = \frac{\hat{b} - b}{S_b} \quad (10)$$

и

$$T_a = \frac{\hat{a} - a}{S_a}, \quad (11)$$

где \hat{b} оценка b и S_b - ее стандартная ошибка, \hat{a} оценка a и S_a - ее стандартная ошибка (соответственно) имеют распределение t со степенями свободы $n-2$, соответственно. n - обозначает число наблюдений. Когда степень свободы не является маленькой (>40), S_b и S_a можно заменить их оценками \hat{S}_b и \hat{S}_a и для проверки гипотезы можно вместо t -распределения использовать стандартное нормальное z -распределение [31].

Для сравнения оценок параметров дифференциального вращения для северного и южного полушарий, вместо t -теста можно использовать стандартный z -тест.

Для усредненного коэффициента вращения \bar{A} у нас есть нулевая гипотеза $\bar{A}_N = \bar{A}_S$, и вместо статистической величины T мы можем использовать статистическую величину z -тест:

$$Z_{\bar{A}} = \frac{\hat{A}_N - \hat{A}_S}{\sqrt{S_{\hat{A}_N}^2 + S_{\hat{A}_S}^2}} \quad (12)$$

Аналогично для коэффициента градиента широты дифференциального вращения \bar{B} , у нас есть нулевая гипотеза $\bar{B}_N = \bar{B}_S$, и мы можем использовать статистическую величину z -тест:

$$Z_{\bar{B}} = \frac{\hat{\bar{B}}_N - \hat{\bar{B}}_S}{\sqrt{\hat{S}_{\bar{B}_N}^2 + \hat{S}_{\bar{B}_S}^2}}. \quad (13)$$

Полученные результаты приведены в табл.1. В последних трех колонках таблицы, даны критические значения для отклонений нулевой гипотезы для уровня значимости α ($\alpha = 0.2$, $\alpha = 0.1$ и $\alpha = 0.05$).

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ДЛЯ $N\alpha$ ВОЛОКОН (HF) И КОМПАКТНЫХ МАГНИТНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ (-CMF) И ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ (+CMF) ПОЛЯРНОСТЬЮ ДЛЯ ПЕРИОДА 1966-1985гг.

Образец	Номер цикла	$Z_{\bar{B}}$	$Z_{\bar{A}}$	n_N	n_S	$z_{0.2}$	$z_{0.1}$	$z_{0.05}$
HF	20	-0.48	1.61	97	83	1.28	1.65	1.96
	21	-0.08	-2.49	82	87	1.28	1.65	1.96
-CMF	20	-0.67	-2.05	57	60	1.28	1.65	1.96
	21	-0.08	3.31	58	54	1.28	1.65	1.96
+CMF	20	-0.49	-1.67	55	59	1.28	1.65	1.96
	21	0.48	1.55	58	53	1.28	1.65	1.96

Поскольку доверительный уровень (CL) равняется $(1-\alpha)$ 100%, в нашем случае доверительный уровень для очень малого количества результатов составляет 80%, и для большинства случаев от 90% до 99.5% (последние две колонки табл.1).

Данные табл.1 показывают, что нулевая гипотеза отклонена для уровня значимости $\alpha = 0.2$ как для $N\alpha$ волокон, так и для компактных магнитных особенностей с отрицательной и положительной полярностью, тогда как нет никакой причины отклонить нулевую гипотезу $\bar{B}_N = \bar{B}_S$. Для уровня значимости $\alpha = 0.1$ нулевая гипотеза $\bar{A}_N = \bar{A}_B$ отклонена для $N\alpha$ волокон для цикла активности 21 и для магнитных особенностей как с отрицательной, так и с положительной полярностью для циклов 20 и 21, и опять нет никакой причины отклонить нулевую гипотезу $\bar{B}_N = \bar{B}_S$. Для уровня значимости $\alpha = 0.05$ нулевая гипотеза $\bar{A}_N = \bar{A}_B$ отклонена для $N\alpha$ волокон для цикла активности 21 и для магнитных особенностей с отрицательной полярностью, и опять нет никакой причины отклонить нулевую гипотезу $\bar{B}_N = \bar{B}_S$. Другими словами, анализируя табл.1, можем предположить, что в солнечном дифференциальном вращении наблюдается асимметрия, которая

выражается в "среднем" коэффициенте вращения $N\alpha$ волокон и компактных магнитных особенностях.

Также были изучены временные вариации $Z_{\bar{\lambda}}$ статистики около максимумов и минимумов активности солнечных циклов 20-21 (рис.3). Данные представлены для $N\alpha$ волокон и для компактных магнитных особенностей с отрицательной и положительной полярностью. По абсциссе отмечено время в годах, в то время как по ординате отмечены значения $Z_{\bar{\lambda}}$ статистики. Около максимумов солнечной активности $Z_{\bar{\lambda}}$ статистика принимает экстремальные значения, хотя она меняет знак от цикла к циклу около эпохи минимума.

Нужно заметить, что для $N\alpha$ волокон и компактных магнитных особенностей с отрицательным знаком, $Z_{\bar{\lambda}}$ статистика меняет знак в зависимости от цикла солнечной активности, и критерий Стьюдента указывает, что эти различия являются существенными.

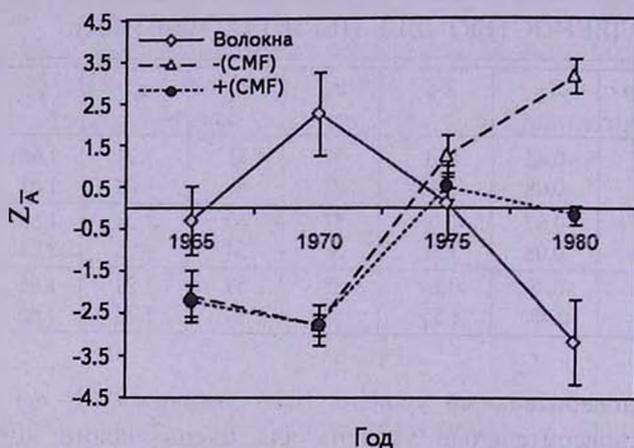


Рис.3. Временные изменения $Z_{\bar{\lambda}}$ статистики во время эпох максимума и минимума солнечных циклов 20 и 21 для $N\alpha$ волокон и компактных магнитных особенностей с отрицательной и положительной полярностью.

Проводя статистический анализ наблюдательных данных $N\alpha$ волокон и компактных магнитных особенностей для периода 1966-1985гг., получены следующие результаты:

Найдена северо-южная асимметрия для средних значений скоростей солнечного дифференциального вращения как для $N\alpha$ волокон, так и для компактных магнитных особенностей.

Северо-южная асимметрия дифференциального вращения $N\alpha$ волокон и компактных магнитных образований с обеими полярностями значительно выражена для циклов солнечной активности 20 и 21, однако для компактных магнитных образований с положительной полярностью в цикле 21 она сравнительно ниже.

Компактные магнитные особенности с обеими полярностями изменяются по фазе в течение цикла 20, но имеют некоторые различия во время цикла 21. Необходимо отметить, что доверительный уровень для компактных магнитных особенностей с положительной полярностью ниже, чем для компактных магнитных особенностей с отрицательной полярностью.

4. *Обсуждение и заключение.* Исследования дифференциального вращения солнечных атмосферных слоев дает информацию о солнечной активности. Несмотря на исследования многих ученых, солнечное дифференциальное вращение все еще остается необъяснимым явлением. Полученные результаты скоростей вращения различаются не только для различных солнечных формирований, но и для одних и тех же объектов.

Сонг и др. [32] нашли, что статистические характеристики вариаций северо-южной асимметрии магнитного потока солнечной фотосферы связаны с циклом солнечной активности. Степень асимметрии во время минимума очевидно выше, чем во время максимума солнечной активности.

Чандра и др [33] показали, что солнечная корона вращается менее дифференциально, чем фотосфера и хромосфера.

Джоши и др. [34] представили результаты исследования пространственного распределения и асимметрии солнечных активных протуберанцев для периода 1996-2007гг. Их статистическое исследование показывает, что северо-южная асимметрия является более существенной, чем восточно-западная асимметрия [34].

Северо-южная асимметрия для трех индексов солнечной активности получена для пяти солнечных циклов (1945-2001гг.). Надежность полученных результатов была подтверждена числовыми тестами, выполненными выбором различных численных значений используемых параметров [35].

Согласно Ватс и Чандра [26] северо-южная асимметрия в солнечной короне и хромосфере находятся в фазе друг с другом. Асимметрия меняет свой знак в четных и нечетных циклах солнечной активности [24,26] также, как и в представленной нами работе.

Возможно объяснить различия скоростей вращения среди различных образцов Солнца действиями различных факторов в различных слоях солнечной атмосферы. Что касается несоответствия полученных результатов для одних и тех же объектов, то это можно объяснить сложностью самого явления и, в основном, сравнительно малым различием в скоростях, а также высоким шумовым уровнем. В этой связи самым важным является использование однородных данных, полученных в течение довольно длительного периода.

Для исследования северо-южной асимметрии солнечного дифференциального вращения мы использовали однородный наблюдательный материал $H\alpha$ волокон, полученный в Абастуманской астрофизической обсерватории и компактные магнитные особенности из атласа Макинтоша

[29]. С помощью метода статистического анализа была найдена северо-южная асимметрия солнечного вращения для $H\alpha$ волокон и для компактных магнитных особенностей [23,24,28].

В ранних работах изучение северо-южной асимметрии было основано на статистической методологии, которая была решена в монографии Броунли [36]. Мы нашли, что статистика T_0 изменяет свой знак в зависимости от солнечного цикла, и критерий Стьюдента указывает, что эти различия являются существенными. Мы также изучили временные изменения T_0 статистики около солнечного максимума и минимума [23,24,28].

В данной работе мы использовали статистическую методологию и метод наименьших квадратов MATLAB "robust-fit", который менее чувствителен к большим изменениям для малого числа данных, чем стандартный метод наименьших квадратов [31].

Используя статистический анализ для двух различных объектов солнечной атмосферы, мы получили северо-южную асимметрию солнечного дифференциального вращения (табл.1). Рассматривая все результаты, полученные за последнее время о северо-южной асимметрии в скоростях вращения различных образований солнечной атмосферы, необходимо учесть их в любой теории солнечного динамо.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Грузия,
e-mail: marina.gigolashvili@iliauni.edu.ge darejan.japaridze@iliauni.edu.ge
tmdzinarishvili@yahoo.com

STATISTICAL INVESTIGATION OF N-S ASYMMETRY OF THE SOLAR DIFFERENTIAL ROTATION BY VARIOUS PATTERNS DURING 1966-1985

M.Sh.GIGOLASHVILI, D.R.JAPARIDZE, T.G.MDZINARISHVILI

The temporal variation and latitudinal dependence of the solar rotation is found with the observational data of the $H\alpha$ filaments and compact magnetic features with different polarities for solar activity cycles 20 and 21 (1966-1985). Statistical analysis of the observational data showed that North-South asymmetry in rotation rates for the $H\alpha$ filaments, as well as for compact magnetic features exists. N-S asymmetry in differential rotation rates between $H\alpha$ filaments and compact magnetic features with both polarities are significantly expressed during solar activity cycles 20 and 21, however for compact magnetic

features with positive polarity in the cycle 21 it is revealed less. The confidence level for compact magnetic features with positive polarity is lower than for compact magnetic features with negative polarity.

Key words: *Solar rotation: H α filaments: compact magnetic features*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Temmer, J.Rybák, P.Bendik et al.*, *Astron. Astrophys.*, **447**, 735, 2006.
2. *H-Y.Chang*, *Astron. Space Sci.*, **24**, 261, 2007.
3. *H-Y.Chang*, *New Astron.*, **13**, 195, 2008.
4. *H-Y.Chang*, *New Astron.*, **14**, 133, 2009.
5. *K.J.Li, H.D.Chen, L.S.Zhan et al.*, *J. Geophys. Res.*, **114**, CiteID A04101, 2009.
6. *K.J.Li*, *Solar Phys.*, **255**, 169, 2009.
7. *K.J.Li, P.X.Gao, L.S.Zhan*, *Solar Phys.*, **254**, 145, 2009.
8. *K.J.Li, X.H.Liu, P.X.Gao, L.S.Zhan*, *New Astron.*, **15**, 346, 2010.
9. *K.Georgieva, B.Kirov, E.Gavruseva, J.Javaraiah*, *Proc. of the 11th European Solar Physics Meeting "The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations" (ESA SP-600). 11-16 September 2005, D.Danesy, S.Poedts, A. De Groof, J.Andries (eds), Leuven, Belgium, 156, 2005.*
10. *P.I.Duchlev, V.N.Dermendjiev*, *Solar Phys.*, **168**, 205, 1996.
11. *T.Ataç, A.Özgiç*, *Solar Phys.*, **233**, 139, 2006.
12. *R.Brajša, H.Wöhl, B.Vršnak et al.*, *Solar Phys.*, **231**, 29, 2006.
13. *O.G.Badalyan, V.N.Obridko, J.Šykora*, *Solar phys.*, **247**, 379, 2008.
14. *S.Giordano, S.Mancuso*, *Astrophys. J.*, **688**, 656, 2008.
15. *Y.Liu, J.Zhao*, *Solar Phys.*, **260**, 289, 2009.
16. *K.J.Li, P.X.Gao, L.S.Zhan, X.J.Shi, W.W.Zhu*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **394**, 231, 2009.
17. *K.J.Li, H.F.Liang, W.Feng, L.S.Zhan*, *Astrophys. Space Sci. ON-line*, 2010.
18. *P.A.Gilman, R.Howard*, *Astrophys. J.*, **283**, 385, 1984.
19. *N.R.Jr.Sheeley, A.G.Nash, Y.-M.Wang*, *Astrophys. J.*, **319**, 481, 1987.
20. *E.Antonucci, J.T.Hoeksema, P.H.Scherrer*, *Astrophys. J.*, **360**, 296, 1990.
21. *J.Javaraiah, R.W.Komm*, *Solar Phys.*, **184**, 41, 1999.
22. *D.Sokoloff, H.Zhang, K.M.Kuzanyan et al.*, *Solar Phys.*, **248**, 17, 2008.
23. *M.S.Gigolashvili, T.G.Mdzinarishvili, D.R.Japaridze, B.B.Chargeishvili*, *New Astron.*, **8**, 529, 2003.
24. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, T.G.Mdzinarishvili, B.B.Chargeishvili*, *Solar Phys.*, **227**, 27, 2005.
25. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, V.J.Kukhianidze*, *Adv. Space Res.*, **40**, 1912, 2007.
26. *H.O.Vats, S.Chandra*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. Lett.*, **413**, L29, 2011.

27. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, V.J.Kukhianidze*, Solar Phys., 255, 203, 2009.
28. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, T.G.Mdzinarishvili, B.B.Chargeishvili, V.J.Kukhianidze*, Adv. Space Res., 40, 976, 2007.
29. *P.S.McIntosh, E.C.Willock, R.J.Thompson*, Atlas of Stackplots, National Geophysical data center, USA, 1991.
30. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, V.J.Kukhianidze*, Sun and Geosph., 1, 31, 2006.
31. *J.L.Devore, K.N.Berk*, Modern Mathematical Statistics with Applications, Duxbury, 394, 2007.
32. *W.-B.Song, J.-X.Wang, X.Ma*, Chinese Astron. Astrophys., 29, 274, 2005.
33. *S.Chandra, H.O.Vais, K.N.Iyer*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. Lett., 400, L34, 2009.
34. *N.C.Joshi, N.S.Bankoti, S.Pande, B.Pande, K.Pandey*, Solar Phys., 260, 451, 2009.
35. *J.Sykora, J.Rybak*, Solar Phys., 261, 321, 2010.
36. *K.A.Brownlee*, Statistical Theory and Methodology in Science and Engineering. John Wiley & Sons (eds), New York, 1965.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 54, 2011 год

<i>Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г., Овсепян А.В.</i> О конформных аналогах теории Йордана-Бранса-Дикке. II. Модели с учетом вакуумных явлений	631
<i>Автандилян М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	163
<i>Адибекян В.Ж.</i> (см. <i>Гользадян М.В.</i>)	21
<i>Айвазян Н.С.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	571
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	119
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	571
<i>Акопян А.А., Петросян А.Р., Мамон Г.А., МкЛин Б., Кунт Д., Туратто М., Каппелларо Э., Маннучи Ф., Аллен Р.Дж., Панажиса Н., Делла Вале М.</i> Галактики южного полушария из пяти обзоров сверхновых. II. Частоты сверхновых звезд	337
<i>Алексеева Г.А.</i> (см. <i>Силантеев Н.А.</i>)	641
<i>Аллен Р.Дж.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	337
<i>Аллен Р.</i> (см. <i>Гользадян М.В.</i>)	21
<i>Аллер М.Ф.</i> (см. <i>Вольвач А.Е.</i>)	405
<i>Аллер Х.Д.</i> (см. <i>Вольвач А.Е.</i>)	405
<i>Андреасян Р.Р., Балаян С.К., Мовсесян В.Г.</i> Структура магнитного поля у плоскости галактики	205
<i>Андронов И.Л.</i> (см. <i>Вирнина Н.А.</i>)	443
<i>Антонюк К.А.</i> (см. <i>Вирнина Н.А.</i>)	443
<i>Антонюк О.И.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	545
<i>Арутюнян Г.А.</i> Хаббловское расширение Вселенной и структурные особенности атомных ядер	323
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	631
<i>Асатрян Н.С.</i> (см. <i>Хачикян Э.Е.</i>)	35
<i>Афанасьев В.Л.</i> (см. <i>Степанян Дж.А.</i>)	379
<i>Балаян С.К.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i>)	205
<i>Бескровная Н.Г.</i> (см. <i>Ихсанов Н.Р.</i>)	521
<i>Бескровная Н.Г.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	243
<i>Бисноватый-Коган Г.С., Павлов С.В.</i> Электромагнитное поле, возникающее при колебаниях замагниченного несжимаемого бесконечно длинного цилиндра	581
<i>Бордбар Г.Х., Пустфораш А., Замани А.</i> Вычисление интегральных параметров странной звезды с использованием формализма проблемы многих тел	309
<i>Булига С.Д., Глобина В.И., Гнедин Ю.Н., Нацвлишвили Т.М., Пиотрович М.Ю., Шахт Н.А.</i> Черные дыры промежуточных масс в шаровых скоплениях: ограничение на спин черной дыры	611
<i>Буренков А.Н.</i> (см. <i>Хачикян Э.Е.</i>)	35

<i>Бычков В. (см. Витриченко Э.)</i>	81
<i>Бычкова Л. (см. Витриченко Э.)</i>	81
<i>Видман Д.В. (см. Оганнисян А.)</i>	171
<i>Вирника Н.А., Андронов И.Л., Антониук К.А. Фотометрическое исследование необычной двойной системы VSX J052807.9+725606</i>	443
<i>Витриченко Э., Цымбал В., Бычкова Л., Бычков В. Спектрально-двойная звезда, "убегающая" из системы Θ^1 Ori C</i>	81
<i>Вольвач Л.Н. (см. Вольвач А.Е.)</i>	405
<i>Вольвач А.Е., Кутькин А.М., Вольвач Л.Н., Ларионов М.Г., Лахтеенмаки А., Торникоски М., Ниеппола Е., Саволашнен П., Тамми Дж., Аллер М.Ф., Аллер Х.Д. Аномальная вспышечная активность блазара 3C454.3 в 2005-2011гг.</i>	405
<i>Гиголашвили М.Ш., Джапаридзе Д.Р., Мдзипаришвили Т.Г. Статистическое исследование северо-южной асимметрии солнечного дифференциального вращения с помощью различных солнечных образований в течение 1966-1985гг.</i>	653
<i>Гигоян К.С., Руссей Д., Саркиссиан А., Автадилян М. Две новые углеродные звезды класса N из DFBS</i>	163
<i>Глаголевский Ю.В. Периоды вращения Ср-звезд с разными величинами магнитного поля</i>	263
<i>Глобина В.И. (см. Булига С.Д.)</i>	611
<i>Гнедин Ю.Н. (см. Булига С.Д.)</i>	611
<i>Гусева И.С. (см. Погодин М.А.)</i>	243
<i>Гюльбудагян А.Л. Компактные туманности sp1 и sp2, связанные с инфракрасными скоплениями звезд</i>	433
<i>Гюльбудагян А.Л. Две области звездообразования в Возничем</i>	537
<i>Гюльзадян М.В., Маклин Б., Адибекян В.Ж., Аллен Р., Кунт Д., Петросян А., Степанян Дж.А. Галактики Второго Бюроканского обзора неба. Оптическая база данных</i>	21
<i>Даниелян Э.Х. О нахождении функций Амбарцумяна и их некоторых аналогов</i>	283
<i>Делла Вале М. (см. Акопян А.А.)</i>	337
<i>Джапаридзе Д.Р. (см. Гиголашвили М.Ш.)</i>	653
<i>Егикян А.Г. Об облучении пыли в молекулярных облаках. II. Дозы, обусловленные космическими лучами</i>	103
<i>Ерастова Л.К. Переменная звезда SBS0150+339</i>	167
<i>Замани А. (см. Бордбар Г.Х.)</i>	309
<i>Имада А. (см. Павленко Е.П.)</i>	545
<i>Ионг Хин (см. Хин-Фа Денг)</i>	397
<i>Ихсанов Н.Р., Бескровная Н.Г. Природа мягкого рентгеновского избытка в спектре RXJ 1037.5-5647</i>	521
<i>Ишиока Р. (см. Павленко Е.П.)</i>	545
<i>Казарян М.А., Петросян Г.В. О переменности спектра галактики Kaz 701</i>	371

<i>Кайсин С.С., Караченцев И.Д., Кайсина Е.И.</i> Обзор На-эmissions у тридцати близких карликовых галактик	353
<i>Кайсина Е.И.</i> (см. <i>Кайсин С.С.</i>)	353
<i>Киппелларо Э.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	337
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	231
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	423
<i>Караченцев И.Д.</i> (см. <i>Насонова О.Г.</i>)	5
<i>Караченцев И.Д.</i> (см. <i>Кайсин С.С.</i>)	353
<i>Караченцев И.Д.</i> (см. <i>Кудря Ю.Н.</i>)	501
<i>Караченцева В.Е.</i> (см. <i>Кудря Ю.Н.</i>)	501
<i>Кардона О.</i> Расширение атомных линий, обусловленное флуктуациями тепловой энергии в звездных атмосферах и диагностика плазмы	89
<i>Кардона О., Флорес А., Родригес-Мерино Л.Х.</i> Диагностика для об- ластей формирования атомных линий в звездных атмосферах	599
<i>Като Т.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	545
<i>Костандян Г.Р.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	231
<i>Крикорян Р.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	139
<i>Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Караченцев И.Д.</i> Оптические и HI-свойства изолированных галактик каталога 2MIG. I. Общие соотношения	501
<i>Кунт Д.</i> (см. <i>Гользадян М.В.</i>)	21
<i>Кунт Д.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	337
<i>Кутькин А.М.</i> (см. <i>Вольвач А.Е.</i>)	405
<i>Ларионов М.Г.</i> (см. <i>Вольвач А.Е.</i>)	405
<i>Лахтеенмаки А.</i> (см. <i>Вольвач А.Е.</i>)	405
<i>Липовка А.А.</i> (см. <i>Липовка Н.М.</i>)	415
<i>Липовка Н.М., Липовка А.А.</i> Радиоизлучение звезд, проецирующихся на скопление галактик A3487	415
<i>Литвинцова А.А., Павленко Е.П., Шугаров С.Ю.</i> Новая Лебедя 1975 года (V1500 Cyg) в 2000-2009гг. и природа синодического периода	47
<i>Лоскутов В.М.</i> Поляризация выходящего резонансного излучения: модельные профили	475
<i>Магакян Т.Ю.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	559
<i>Магтесян А.П.</i> Функция светимости галактик поля	189
<i>Маехара Х.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	545
<i>Маклин Б.</i> (см. <i>Гользадян М.В.</i>)	21
<i>Маласидзе Г.А., Салуквадзе Г.Н., Чигладзе Р.А.</i> О некоторых моде- лях с тремя изолирующими интегралами движения	301
<i>Малекиян А.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	119
<i>Мальченко С.Л., Тарасов А.Е.</i> В и Ве-звезды в молодых рассеянных звездных скоплениях NGC 659 и NGC 7419	63

<i>Мамон Г.А.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	337
<i>Манучи Ф.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	337
<i>Мдзигаришвили Т.Г.</i> (см. <i>Гиголашвили М.Ш.</i>)	653
<i>Меликян Н.Д., Тамазян В.С., Карапетян А.А., Самсоян А.Л., Костандян Г.Р.</i> Новые H α -объекты. Область NGC 6910. II	231
<i>Меликян Н.Д., Тамазян В.С., Карапетян А.А., Самсоян А.Л.</i> Эмиссионные звезды в Суг OB7. Новые вспыхивающие звезды. III	423
<i>Меликян Н.Д., Тамазян В.С., Самсоян А.Л.</i> Изменение вспышечной активности звезды UV Ceti	529
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Синамян П.К.</i>)	455
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Оганнисян А.</i>)	171
<i>Миртаджиева К.Т., Нурутдинов С.Н., Рузбаев Ж.К., Мухаммад Халаид</i> О неустойчивостях нестационарной модели самогравитирующего диска. II. Явление смещения ядра и сравнение мод возмущений	213
<i>МкЛиш Б.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	337
<i>Мовсесян В.Г.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i>)	205
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	559
<i>Мохамед Я.Х., Решетников В.П.</i> Взаимодействующие галактики в глубоких полях космического телескопа Хаббл	181
<i>Мухаммад Халаид</i> (см. <i>Миртаджиева К.Т.</i>)	213
<i>Нисонова О.Г., Караченцев И.Д.</i> О кинематике местной космической пустоты	5
<i>Нацвлишвили Т.М.</i> (см. <i>Булига С.Д.</i>)	611
<i>Ниеппола Е.</i> (см. <i>Вольвач А.Е.</i>)	405
<i>Никогосян А.Г.</i> Теоретико-групповое описание переноса излучения в одномерной среде	149
<i>Никогосян А.Г.</i> Билинейные интегралы уравнения переноса излучения	275
<i>Никогосян А.Г.</i> Решение линейных задач переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере. I.	617
<i>Никогосян Е.Г., Магакян Т.Ю., Мовсесян Т.А.</i> Поиски HII-объектов в областях звездообразования. VII. Объекты Хербига-Аро в области туманности GM 2-41	559
<i>Нинкович Слободан К</i> определению орбитального эксцентриситета	495
<i>Новиков В.В.</i> (см. <i>Силантьев Н.А.</i>)	641
<i>Нурутдинов С.Н.</i> (см. <i>Миртаджиева К.Т.</i>)	213
<i>Овсепян А.В.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	631
<i>Оганнисян А., Саргсян Л.А., Микаелян А.М., Видман Д.В.</i> Многоволновое исследование 230 IRAS FSC галактик	171
<i>Павленко Е.П.</i> (см. <i>Литвинцова А.А.</i>)	47
<i>Павленко Е.П., Като Т., Антошок О.И., Имада А., Ишиока Р., Маехара Х.</i> Особенности орбитальной переменности блеска карликовой новой типа WZ Sge V1108 Her	545

<i>Павлов С.В.</i> (см. <i>Бисноватый-Коган Г.С.</i>)	581
<i>Павловский С.Е.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	243
<i>Панажиа Н.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	337
<i>Петросян А.Р.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	337
<i>Петросян А.</i> (см. <i>Гользаян М.В.</i>)	21
<i>Петросян Г.В.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	371
<i>Пинг Ву</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	397
<i>Пиотрович М.Ю.</i> (см. <i>Булига С.Д.</i>)	611
<i>Погодин М.А., Бескровная Н.Г., Гусева И.С., Павловский С.Е., Русомаров Н.</i> HD52721 - тесная двойная система среди Ае/Ве звезд Хербига	243
<i>Пустфораш А.</i> (см. <i>Бордбар Г.Х.</i>)	309
<i>Решетников В.П.</i> (см. <i>Мохамед В.П.</i>)	181
<i>Родригес-Мерино Л.Х.</i> (см. <i>Кардона О.</i>)	599
<i>Рузибаев Ж.К.</i> (см. <i>Миртаджиева К.Т.</i>)	213
<i>Русомаров Н.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i>)	243
<i>Руссей Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	163
<i>Саволаинен П.</i> (см. <i>Вольвач А.Е.</i>)	405
<i>Салуквидзе Г.Н.</i> (см. <i>Маласидзе Г.А.</i>)	301
<i>Самсонян А.Л.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	231
<i>Самсонян А.Л.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	423
<i>Самсонян А.Л.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	529
<i>Саргсян Л.А.</i> (см. <i>Оганнисян А.</i>)	171
<i>Саркиссиан А.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	163
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В., Малекян А.</i> Тороидальное магнитное поле сверхтекучей нейтронной звезды в пост-ньютоновском приближении	119
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В., Айвазян Н.С.</i> Энергия магнитного поля как источник радиосветимости пульсаров	571
<i>Седракян Д.М., Крикорян Р.</i> Вращение сверхтекучей жидкости в рамках ОТО	139
<i>Силантьев Н.А., Алексеева Г.А., Новиков В.В.</i> Влияние флуктуаций доплеровской ширины на центр сильных линий поглощения	641
<i>Синамян П.К.</i> Температура и поверхностная гравитация белых карликов FBS обзора из SDSS	467
<i>Синамян П.К., Микаелян А.М.</i> Подвыборка белых карликов голубых звездных объектов FBS	455
<i>Степанян Дж.А., Афанасьев В.Л.</i> Новый тип внегалактических объектов?	379
<i>Степанян Дж.А.</i> (см. <i>Гользаян М.В.</i>)	21
<i>Тамазян В.С.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	231
<i>Тамазян В.С.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	423
<i>Тамазян В.С.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	529

<i>Тамми Дж. (см. Вольвач А.Е.)</i>	405
<i>Тарасов А.Е. (см. Мальченко С.Л.)</i>	63
<i>Торникоски М. (см. Вольвач А.Е.)</i>	405
<i>Туратто М. (см. Акопян А.А.)</i>	337
<i>Флорес А. (см. Кардона О.)</i>	599
<i>Хачикян Э.Е., Асатрян Н.С., Буренков А.Н. О переменности эмиссионного спектра $Sy2$ галактики Марк 6</i>	35
<i>Хин-Фа Денг, Ионг Хин, Ченг-Хонг Луо, Пинг Ву Зависимость от окружения разных особенностей галактик при фиксиро- ванной светимости</i>	397
<i>Цымбал В. (см. Витриченко Э.)</i>	81
<i>Ченг-Хонг Луо (см. Хин-Фа Денг)</i>	397
<i>Чигладзе Р.А. (см. Маласидзе Г.А.)</i>	301
<i>Шахабасян К.М., Шахабасян М.К. Об осцилляциях угловой скорости вращения пульсаров</i>	131
<i>Шахабасян М.К. (см. Шахабасян К.М.)</i>	131
<i>Шахабасян К.М., Шахабасян М.К. О вихревой структуре нейтронной звезды с учетом триплетной сверхтекучести нейтронов</i>	483
<i>Шахабасян М.К. (см. Шахабасян К.М.)</i>	483
<i>Шахт Н.А. (см. Булига С.Д.)</i>	611
<i>Шугаров С.Ю. (см. Литвинцова А.А.)</i>	47

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

О кинематике местной космической пустоты <i>О.Г.Насонова, И.Д.Караченцев</i>	5
Галактики Второго Бюраканского обзора неба. Оптическая база данных <i>М.В.Гюльзадян, Б.Маклин, В.Ж.Адибекиян, Р.Аллен, Д.Кунт, А.Петросян, Дж.А.Степанян</i>	21
О переменности эмиссионного спектра Sy2 галактики Марк 6 <i>Э.Е.Хачикян, Н.С.Асатрян, А.Н.Буренков</i>	35
Новая лебедя 1975 года (V1500 Cyg) в 2000-2009гг. И природа синодического периода <i>А.А.Литвинцова, Е.П.Павленко, С.Ю.Шугаров</i>	47
В и Ве-звезды в молодых рассеянных звездных скоплениях NGC 659 и NGC 7419 <i>С.Л.Мальченко, А.Е.Тарасов</i>	63
Спектрально-двойная звезда, "убегающая" из системы Θ^1 Ori C <i>Э.Витриченко, В.Цымбал, Л.Бычкова, В.Бычков</i>	81
Расширение атомных линий, обусловленное флуктуациями тепловой энергии в звездных атмосферах и диагностика плазмы <i>О.Кардона</i>	89
Об облучении пыли в молекулярных облаках. II. Дозы, обусловленные космическими лучами <i>А.Г.Егикян</i>	103
Тороидальное магнитное поле сверхтекучей нейтронной звезды в пост-ньютоновском приближении <i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, А.Малекиян</i>	119
Об осцилляциях угловой скорости вращения пульсаров <i>К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян</i>	131
Вращение сверхтекучей жидкости в рамках ОТО <i>Д.М.Седракян, Р.Крикорян</i>	139
Теоретико-групповое описание переноса излучения в одномерной среде <i>А.Г.Никогосян</i>	149
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Две новые углеродные звезды класса N из DFBS <i>К.С.Гигоян, Д.Руссей, А.Саркиссиан, М.Автандиян</i>	163
Переменная звезда SBS 0150+339 <i>Л.К.Ерастова</i>	167

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Многоволновое исследование 230 IRAS FSC галактик <i>А.Оганнисян, Л.А.Саргсян, А.М.Микаелян, Д.В.Видман</i>	171
Взаимодействующие галактики в глубоких полях космического телескопа Хаббл <i>Я.Х.Мохамед, В.П.Решетников</i>	181
Функция светимости галактик поля <i>А.П.Магтесян</i>	189
Структура магнитного поля у плоскости галактики <i>Р.Р.Андреасян, С.К.Балаян, В.Г.Мовсесян</i>	205
О неустойчивостях нестационарной модели самогравитирующего диска. III. Явление смещения ядра и сравнение мод возмущений <i>К.Т.Миртаджиева, С.Н.Нуритдинов, Ж.К.Рузибаев, Мухаммад Халаид</i>	213
Новые $N\alpha$ -объекты. Область NGC 6910. II <i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Каранетян, А.Л.Самсонян, Г.Р.Костандян</i>	231
HD 52721 - тесная двойная система среди Ae/Be звезд Хербига <i>М.А.Погодин, Н.Г.Бескровная, И.С.Гусева, С.Е.Павловский, Н.Русомаров</i>	243
Периоды вращения CP-звезд с разными величинами магнитного поля <i>Ю.В.Глаголевский</i>	263
Билинейные интегралы уравнения переноса излучения <i>А.Г.Никогосян</i>	275
О нахождении функций Амбарцумяна и их некоторых аналогов <i>Э.Х.Даниелян</i>	283
О некоторых моделях с тремя изолирующими интегралами движения <i>Г.А.Маласидзе, Г.Н.Салуквадзе, Р.А.Чигладзе</i>	301
Вычисление интегральных параметров странной звезды с использованием формализма проблемы многих тел <i>Г.Х.Бордбар, А.Пустфораш, А.Замани</i>	309
Хаббловское расширение Вселенной и структурные особенности атомных ядер <i>Г.А.Арутюнян</i>	323

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

- Галактики южного полушария из пяти обзоров сверхновых. II.
Частоты сверхновых звезд
*А.А.Акопян, А.Р.Петросян, Г.А.Мамон, Б.МкЛин, Д.Кунт,
М.Туратто, Э.Каппелларо, Ф.Маннучи, Р.Дж.Аллен,
Н.Панажиа, М.Делла Валле* 337
- Обзор $\text{H}\alpha$ -эмиссии у тридцати близких карликовых галактик
С.С.Кайсин, И.Д.Караченцев, Е.И.Кайсина 353
- О переменности спектра галактики Kaz 701
М.А.Казарян, Г.В.Петросян 371
- Новый тип внегалактических объектов?
Дж.А.Степанян, В.Л.Афанасьев 379
- Зависимость от окружения разных особенностей галактик при
фиксированной светимости
Хин-Фа Денг, Ионг Хин, Ченг-Хонг Луо, Пинг Ву 397
- Аномальная вспышечная активность блазара 3C454.3 в 2005–2011 гг.
*А.Е.Вольвач, А.М.Кутькин, Л.Н.Вольвач, М.Г.Ларионов,
А.Лахтеенмаки, М.Торникоски, Е.Ниеппола, П.Саволаинен,
Дж.Тамми, М.Ф.Аллер, Х.Д.Аллер* 405
- Радиоизлучение звезд проецирующихся на скопление галактик A3487
Н.М.Липовка, А.А.Липовка 415
- Эмиссионные звезды в Суг OB7. Новые вспыхивающие звезды. III
Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян, А.Л.Самсомян 423
- Компактные туманности sp1 и sp2, связанные с инфракрасными
скоплениями звезд
А.Л.Гольбудагян 433
- Фотометрическое исследование необычной двойной системы
VSX J052807.9+725606
Н.А.Вирнина, И.Л.Андронов, К.А.Антонюк 443
- Подвыборка белых карликов голубых звездных объектов FBS
П.К.Сипаян, А.М.Микаелян 455
- Температура и поверхностная гравитация белых карликов FBS
обзора из SDSS
П.К.Сипаян 467
- Поляризация выходящего резонансного излучения: модельные
профили
В.М.Лоскутов 475
- О вихревой структуре нейтронной звезды с учетом триплетной
сверхтекучести нейтронов
К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян 483
- К определению орбитального эксцентриситета
Слободан Нинкович 495

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

- Оптические и HI-свойства изолированных галактик каталога 2MIG.
I. Общие соотношения
Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев 501
- Природа мягкого рентгеновского избытка в спектре RX J1037.5-5647
Н.Р.Ихсанов, Н.Г.Бескровная 521
- Изменение вспышечной активности звезды UV Ceti
Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.Л.Самсолян 529
- Две области звездообразования в Возничем
А.Л.Гюльбудагян 537
- Особенности орбитальной переменности блеска карликовой новой
типа WZ Sge V1108 Her
*Е.П.Павленко, Т.Като, О.И.Антонюк, А.Имада,
Р.Ишиока, Х.Маехара* 545
- Поиски HII-объектов в областях звездообразования. VII. Объекты
Хербига-Аро в области туманности GM 2-41
Е.Г.Никогосян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян 559
- Энергия магнитного поля как источник радиосветимости пульсаров
Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Н.С.Айвазян 571
- Электромагнитное поле, возникающее при колебаниях замагни-
ченного несжимаемого бесконечно длинного цилиндра
Г.С.Бисноватый-Коган, С.В.Павлов 581
- Диагностика для областей формирования атомных линий в звезд-
ных атмосферах
О.Кардона, А.Флорес, Л.Х.Родригес-Мерино 599
- Черные дыры промежуточных масс в шаровых скоплениях:
ограничение на спин черной дыры
*С.Д.Булига, В.И.Глобина, Ю.Н.Гнедин, Т.М.Нацвлишвили,
М.Ю.Пиотрович, Н.А.Шахт* 611
- Решение линейных задач переноса излучения в плоскопараллель-
ной атмосфере. I.
А.Г.Никогосян 617
- О конформных аналогах теории Йордана-Бранса-Дикке. II.
(модели с учетом вакуумных явлений)
Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян 631
- Влияние флуктуаций доплеровской ширины на центр сильных
линий поглощения
Н.А.Силантьев, Г.А.Алексеева, В.В.Новиков 641
- Статистическое исследование северо-южной асимметрии солнеч-
ного дифференциального вращения с помощью различных сол-
нечных образований в течение 1966-1985гг.
М.Ш.Гиголашвили, Д.Р.Джапаридзе, Т.Г.Мдзинаришвили 653

CONTENTS

Number 1

On the kinematics of the local cosmic void	
	<i>O.G.Nasonova, I.D.Karachentsev</i> 5
The second Byurakan survey galaxies. I. The optical database	
	<i>M.Gyulzadyan, B.McLean, V.Zh. Adibekyan, R.J.Allen, D.Kunth, A.Petrosian, J.A.Stepanian</i> 21
On the variability of emission spectrum of Sy2 galaxy Mark6	
	<i>E.Ye.Khachikian, N.S.Asatrian, A.N.Burenkov</i> 35
Nova Cygni 1975 (V1500 Cyg) in 2000-2009 and nature of synodical period	
	<i>A.A.Lirvinchova, E.P.Pavlenko, S.Yu.Shugarov</i> 47
B and Be-stars in the young open stellar cluster NGC 659 and NGC 7419	
	<i>S.L.Malchenko, A.E.Tarasov</i> 63
Runaway spectral-double star from the Θ^1 Ori C system	
	<i>E.Vitrichenko, V.Tsymbal, L.Bychkova, V.Bychkov</i> 81
Atomic line broadening by thermal energy fluctuations in stellar atmospheres and plasma diagnostics	
	<i>O.Cardona</i> 89
On dust irradiation in molecular clouds. II. CR doses	
	<i>A.G.Yeghikyan</i> 103
Toroidal magnetic field of a superfluid neutron star in post-newtonian approximation	
	<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, A.Malekian</i> 119
On the oscillations of angular velocity of pulsars	
	<i>K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan</i> 131
Superfluid Rotation in frame of GRT	
	<i>D.M.Sedrakian, R.Krikorian</i> 139
The group theoretical description of the radiation transfer in a one-dimensional medium	
	<i>A.G.Nikoghossian</i> 149
NOTES	
Two new N-type Carbon stars found in the DFBS	
	<i>K.S.Gigoyan, D.Russeil, A.Sarkissian, M.Avtandilyan</i> 163
Variable star SBS 0150+339	
	<i>L.K.Erastova</i> 167

CONTENTS

Number 2

Multiwavelength study of 230 IRAS FSC Galaxies <i>A.Hovhannisyán, L.A.Sargsyan, A.M.Mickaelian, D.W.Weedman</i>	171
Interacting galaxies in the Hubble space telescope deep fields <i>Y.H.Mohamed, V.P.Reshetnikov</i>	181
Luminosity function of the field galaxies <i>A.P.Mahtessian</i>	189
Magnetic field structure near the galactic plane <i>R.R.Andreasyan, S.K.Balayan, V.H.Movsesyan</i>	205
On instabilities of the non-stationary model of self-gravitating disk. III. Phenomenon of lopsidedness and comparison of perturbation modes <i>K.T.Mirtadjieva, S.N.Nuritdinov, J.K.Ruzibaev, Muhammad Khalid</i>	213
New H α objects. NGC 6910 region. II <i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, A.A.Karapetian, A.L.Samsonian, G.R.Kostandian</i>	231
HD 52721 - A close binary system among Herbig Ae/Be stars <i>M.A.Pogodin, N.G.Beskrovnaya, I.S.Guseva, S.E.Pavlovskiy, N.Rusomarov</i>	243
Rotational periods of CP-stars with different magnetic field values <i>Yu.V.Glagolevskij</i>	263
Bilinear integrals of the radiative transfer equation <i>A.G.Nikoghossian</i>	275
Finding Ambartsumyan functions and some analogues <i>E.Kh.Danielian</i>	283
On some models in the theory of the third isolating integral of motion <i>G.A.Malasidze, G.N.Salukvadze, R.A.Chigladze</i>	301
Finite temperature calculations for the bulk properties of strange star using a many-body approach <i>G.H.Bordbar, A.Poostforush, A.Zamani</i>	309
Hubble expansion of the universe and structural features of atomic nuclei <i>H.A.Harutyunian</i>	323

CONTENTS

Number 3

- Five supernova survey galaxies in the southern hemisphere. II. The Supernova rates
A.A.Hakobyan, A.R.Petrosian, G.A.Mamon, B.McLean, D.Kunth, M.Turatto, E.Cappellaro, F.Mannucci, R.J.Allen, N.Panagia, M.Della Valle 337
- Survey of H α emission in 30 nearby dwarf galaxies
S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev, E.I.Kaisina 353
- On the variability of the spectrum of the galaxy Kaz 701
M.A.Kazarian, G.V.Petrosyan 371
- New type of extragalactic objects?
J.A.Stepanian, V.L.Afanas'ev 379
- Environmental dependence of other properties of main galaxies at fixed luminosity
Xin-Fa Deng, Yong Xin, Cheng-Hong Luo, Ping Wu 397
- Abnormal flare activity of blazar 3C454.3 in 2005-2011
A.E.Vol'vach, A.M.Kui'kin, L.N.Vol'vach, M.G.Larionov, A.Lakhteenmaki, M.Tornikoski, E.Nieppola, P.Savolainen, J.Tammi, M.F.Aller, H.D.Aller 405
- Radio emission from stars projected on the cluster of galaxies A3487
N.M.Lipovka, A.A.Lipovka 415
- Emission stars in Cyg OB7. New flare stars. III
N.D.Melikian, V.S.Tamazjan, A.A.Karapetian, A.L.Samsonyan 423
- Compact nebulae cn1 and cn2, connected with infrared star cluster
A.L.Gyulbudaghian 433
- Photometric study of the unusual binary system VSX J052807.9+725606
N.A.Virnova, I.L.Andronov, K.A.Antoniuk 443
- The subsample of white dwarfs of the FBS blue stellar objects
P.K.Sinamyan, A.M.Mickaelian 455
- Temperature and surface gravity of FBS white dwarfs from SDSS
P.K.Sinamyan 467
- Polarized line formation by resonance scattering: The model profiles
V.M.Loskutov 475
- On the vortex structure of a neutron star with neutron triplet superfluidity
K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan 483
- On the determination of orbital eccentricity
S.Ninković 495

CONTENTS

Number 4

Optical and HI properties of isolated galaxies from 2MIG catalog. I. General relations	
<i>Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev</i>	501
The nature of soft X-ray excess in the spectrum of RX J1037.5-5647	
<i>N.R.Ikhsanov, N.G.Beskrovnaya</i>	521
The variation of flare activity of UV Ceti	
<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazjan, A.L.Samsonyan</i>	529
Two regions of star formation in Aurigae	
<i>A.L.Gyulbudaghian</i>	537
Peculiarities of the orbital brightness variability of the WZ Sge type dwarf nova, V1108 Her	
<i>E.P.Pavlenko, T.Kato, O.I.Antonyuk, A.Imada, R.Ishioka, H.Maehara</i>	545
Search of HH objects and emission-line stars in the star forming regions. VII. Herbig-Haro objects in the vicinity of GM 2-41 nebula	
<i>E.H.Nikoghosyan, T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian</i>	559
Energy of magnetic field as a source of pulsars radioluminosity	
<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, N.S.Ayvazyan</i>	571
Electromagnetic field arising during oscillations of a magnetized non- compressible infinitely long cylinder	
<i>G.S.Bisnovatyi-Kogan, S.V.Pavlov</i>	581
Diagnostics for the regions of formation of the atomic lines in stellar atmospheres	
<i>O.Cardona, A.Flores, L.H.Rodriguez-Merino</i>	599
Black holes of the intermediate masses in globular clusters: constraints on a spin of black hole	
<i>S.D.Buliga, V.I.Globina, Yu.N.Gnedin, T.M.Natsvlishvili, M.Yu.Piotrovich, N.A.Shakht</i>	611
On the cyclic flaring activity of flare stars	
<i>A.A.Akopian</i>	613
The solution of linear problems of the radiation transfer in a plane- parallel atmosphere. I	
<i>A.G.Nikoghossian</i>	617
On conformal analogies of Jordan-Brans-Dicke theory.II	
<i>R.M.Avagyan, G.H.Harutunyan, A.V.Hovsepyan</i>	631
Influence of doppler width fluctuations on the center of strong absorption lines	
<i>N.A.Silant'ev, G.A.Alexeeva, V.V.Novikov</i>	641
Statistical investigation of N-S asymmetry of the solar differential rotation by various patterns during 1966-1985	
<i>M.Sh.Gigolashvili, D.R.Japaridze, T.G.Mdzinarishvili</i>	653

CONTENTS

Optical and HI properties of isolated galaxies from 2MIG catalog. I. General relations	501
<i>Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev</i>	
The nature of soft X-ray excess in the spectrum of RX J1037.5-5647	521
<i>N.R.Ikhsanov, N.G.Beskrovnaya</i>	
The variation of flare activity of UV Ceti	529
<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, A.L.Samsonyan</i>	
Two regions of star formation in Aurigae	537
<i>A.L.Gyulbudaghian</i>	
Peculiarities of the orbital brightness variability of the WZ Sge type dwarf nova, V1108 Her	545
<i>E.P.Pavlenko, T.Kato, O.I.Antonyuk, A.Imada, R.Ishioka, H.Maehara</i>	
Search of HH objects and emission-line stars in the star forming regions. VII. Herbig-Haro objects in the vicinity of GM 2-41 nebula	559
<i>E.H.Nikoghosyan, T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian</i>	
Energy of magnetic field as a source of pulsars radioluminosity	571
<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, N.S.Ayvazyan</i>	
Electromagnetic field arising during oscillations of a magnetized non- compressible infinitely long cylinder	581
<i>G.S.Bisnovatyι-Kogan, S.V.Pavlov</i>	
Diagnostics for the regions of formation of the atomic lines in stellar atmospheres	599
<i>O.Cardona, A.Flores, L.H.Rodriguez-Merino</i>	
Black holes of the intermediate masses in globular clusters: constraints on a spin of black hole	611
<i>S.D.Buliga, V.I.Globina, Yu.N.Gnedin, T.M.Natsvlishvili, M.Yu.Piotrovich, N.A.Shukht</i>	
On the cyclic flaring activity of flare stars	613
<i>A.A.Akopian</i>	
The solution of linear problems of the radiation transfer in a plane- parallel atmosphere. I	617
<i>A.G.Nikoghossian</i>	
On conformal analogies of Jordan-Brans-Dicke theory.II	631
<i>R.M.Avagyan, G.H.Harutunyan, A.V.Hovsepyan</i>	
Influence of doppler width fluctuations on the center of strong absorption lines	641
<i>N.A.Silant'ev, G.A.Alexeeva, V.V.Novikov</i>	
Statistical investigation of N-S asymmetry of the solar differential rotation by various patterns during 1966-1985	653
<i>M.Sh.Gigolashvili, D.R.Japaridze, T.G.Mdzinarishvili</i>	

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ ПРИ КОЛЕБАНИЯХ ЗАМАГНИЧЕННОГО НЕСЖИМАЕМОГО БЕСКОНЕЧНО ДЛИННОГО ЦИЛИНДРА
Г.С.Бисноватый-Коган, С.В.Павлов 581
- ДИАГНОСТИКА ДЛЯ ОБЛАСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ АТОМНЫХ ЛИНИЙ В ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕРАХ
О.Кардона, А.Флорес, Л.Х.Родригес-Мерино 599
- ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСС В ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЯХ: ОГРАНИЧЕНИЕ НА СПИН ЧЕРНОЙ ДЫРЫ
С.Д.Булига, В.И.Глобина, Ю.Н.Гнедин, Т.М.Нацвлишвили, М.Ю.Пиотрович, Н.А.Шахт 611
- РЕШЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ. I
А.Г.Никогосян 617
- О КОНФОРМНЫХ АНАЛОГАХ ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ. II. (модели с учетом вакуумных явлений)
Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян 631
- ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ШИРИНЫ НА ЦЕНТР СИЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ
Н.А.Силантьев, Г.А.Алексеева, В.В.Новиков 641
- СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОГО ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ РАЗЛИЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В ТЕЧЕНИЕ 1966-1985гг.
М.Ш.Гиголашвили, Д.Р.Джаспаридзе, Т.Г.Мдзинаришвили 653