

# ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 47

АВГУСТ, 2004

ВЫПУСК 3

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ АЕ-  
ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА HD 179218

*О.В.Козлова* 339

FBS 0137+400: УГЛЕРОДНАЯ МИРИДА С ПОТЕРЕЙ МАССЫ?

*К.С.Гигоян, Г.В.Абрамян, Н.Маурон, М.Аззопарди, Д.Руссей* 355

О КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ЗВЕЗД

*М.А.Ерицян* 361

К ЗАДАЧЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОСТ-  
РАНСТВЕННОЙ ПЛОТНОСТИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД  
В ПЛЕЯДАХ

*О.С.Чавушян, О.В.Ликичян, А.В.Осканян, Г.А.Брутян* 369

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩИХ МАГ-  
НИТНЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

*М.Бенаквиста, Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, К.М.Шахабасян,  
А.А.Садоян* 381

ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ  
В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

*Е.В.Волков* 393

О ФОРМИРОВАНИИ ФРАКТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ  
ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ ГАЛАКТИКИ

*П.А.Тараканов* 403

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

### Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Ս.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչևի (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Բալդոյրյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բինոլատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերպյան (ՄՄՆ) Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Գ.Կարաչենսկի (Ռուսաստան), Դ.Կուլևա (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Ս.Չերնապաշչով (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սևրուկվաձե (Վրաստան):

### Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)

Заместители главного редактора: В.Г.Горбачкий (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

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

"ՄՏՏՎԱՆԻԶՐԿԱ"-ն գիտական համոխ է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագաղակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, սապիրանտների 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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2004

УДК: 524.3-56

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ  
Ae-ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА HD 179218О.В.КОЗЛОВА<sup>1,2</sup>

Поступила 12 января 2004

Принята к печати 19 мая 2004

Представлены результаты многолетнего спектрального мониторинга с высоким разрешением Ae-звезды Хербига HD 179218 в области эмиссионной линии  $H\alpha$  и резонансного дублета натрия  $Na\ I D$ . Полученные данные показывают существование значительной переменности эмиссионной линии  $H\alpha$  на короткой шкале времени (около десяти суток). Кроме того, обнаружена переменность на шкале времени несколько лет, имеющая волнообразный характер и выражающаяся в изменении эквивалентной ширины  $EW$ , интенсивности околосредней эмиссии  $I_n$  параметров эмиссионного профиля линии  $H\alpha$ . Анализ полученных результатов позволяет предположить, что особенности спектрального поведения HD 179218 на шкале времени несколько лет обусловлены существованием глобальной переменности параметров аккреционного диска звезды.

1. *Введение.* HD 179218 (MWC 614) - изолированная Ae-звезда Хербига. Несмотря на то, что ее блеск в полосе  $V$  составляет  $7^m.2$ , она является одной из наименее изученных звезд этого типа. Это обусловлено тем, что до середины 80-х гг. HD 179218 входила в каталог Be-звезд (см. работы [1,2]) и не рассматривалась как Ae/Be звезда Хербига. Было известно только то, что у нее в линии  $H\alpha$  присутствует эмиссия, а величина проекции скорости вращения на луч зрения  $u \sin i$  составляет 60 км/с. После обнаружения у звезды на основе данных IRAS [3] значительного ИК-избытка, свидетельствующего о наличии пылевой оболочки, стало ясно, что HD 179218 является молодым объектом. Звезда попала в новый каталог кандидатов в Ae/Be звезды Хербига [4] и начала интенсивно изучаться. Эти исследования подтвердили вывод о молодости звезды, сделанный на основе данных IRAS, и позволили уточнить полученные ранее параметры HD 179218, такие, как возраст, масса, светимость и другие величины. Они приведены в табл.1.

Околосреднее окружение HD 179218 изучалось методами ИК-интерферометрии и спекл-интерферометрии [5,6]. По данным о распределении энергии в ИК-диапазоне [7] было проведено моделирование структуры пылевого диска. На 10 микронах у HD 179218 в [8] обнаружена значительная силикатная эмиссия, характерная для молодых звезд с околосредними пылевыми дисками и свидетельствующая о присутствии в CS-оболочке горячей пыли. HD 179218 относится к числу фотометрически

малоактивных звезд Хербига: амплитуда изменений ее блеска в полосе  $V$  составляет около 0.02 (см. [9]). Согласно [10], это свидетельствует о том, что газопылевой диск, окружающий эту звезду, сильно наклонен к лучу зрения.

Таблица 1

## ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ HD 179218

|                            |     |
|----------------------------|-----|
| $r = 240$ пк               | [1] |
| Sp B9/A0/IV/Ve             | [2] |
| $T_{\text{eff}} = 10220$ K | [3] |
| $M_* = 4.0 M_{\odot}$      | [3] |
| $R_* = 4.7 R_{\odot}$      | [3] |
| $L_* = 221.9 L_{\odot}$    | [3] |
| $i = 3 \cdot 10^5$ лет     | [3] |
| $it \sin i = 60$ км/с      | [4] |

Примечания:

[1] - ESA, The Hipparcos Catalog, ESA SP-1200, 1997.

[2] - P.S. The et al., A&ASS, 104, 315, 1994.

[3] - V.Mannings, A.Sargent, Astrophys. J., 529, 391, 2000.

[4] - P.L.Bernacca, M.Perinotto, Contr. Oss. Astrof. Padova in Asiago, 239, 1, 1970

В то же время опубликованных спектральных наблюдений этой звезды оказалось крайне мало. В основном они ограничиваются работой Мирошниченко и др. [11] и касаются эмиссионной линии  $H\alpha$ . Из их результатов следует, что профиль эмиссии  $H\alpha$  представляет собой одиночную эмиссию с острой вершиной и слабой переменной абсорбцией с синей стороны. Такие профили характерны для молодых звезд, ось симметрии CS-дисков которых составляет по отношению к наблюдателю небольшой угол зрения, так что область звездного ветра почти не проецируется на диск звезды и оказывает слабое влияние на формирование профиля линии [10]. Учитывая, что величина  $it \sin i$  невелика и составляет около 60 км/с, можно предположить, что ориентация околзвездного диска HD 179218 относительно наблюдателя является промежуточной, когда луч зрения пересекает высокоширотные области, в которых звездный ветер, по-видимому, уже не играет значительной роли в образовании CS-абсорбции. Следует также отметить, что Мирошниченко и др. обнаружили у эмиссии  $H\alpha$  значительную переменность профиля как на коротких временах, так и на шкале времени несколько лет.

Интерес к исследованию эмиссионной линии  $H\alpha$  объясняется не только тем, что эта линия в спектрах молодых звезд является наиболее сильной. Многолетние плотные ряды наблюдений этой линии могут выявить такие эффекты, как, например, циклическая переменность  $EW(H\alpha)$  у звезды HD 200775, обусловленная, предположительно, ее двойственностью (см.

[12,13]. Это связано с тем, что эмиссия в  $\text{H}\alpha$  формируется во внутренних областях аккреционного диска и звездного ветра и несет информацию о структуре околосредного вещества в ближайшей окрестности звезды, его плотности, кинематике и изменении этих параметров со временем. Такие многолетние ряды наблюдений получены всего для нескольких объектов, так что для большинства Ae/Be звезд Хербига эта область остается по-прежнему малоизученной.

В данной работе приведены наблюдения эмиссионной линии  $\text{H}\alpha$  и линий резонансного дублета натрия  $\text{Na I D}$ , проводившиеся в Крымской астрофизической обсерватории. Наблюдения в линии  $\text{H}\alpha$  были дополнены данными Мирошниченко и др. [11]. Это позволило проследить за поведением параметров этой линии на протяжении 8 лет с 1995г. по 2003г.

**2. Наблюдения.** Спектральные наблюдения HD 179218 проводились в течение 1999-2003гг. Все спектры получены с высоким разрешением ( $R=20000$ ) на 2.6-м телескопе КрАО (ЗТШ) с помощью спектрографа Кудэ и CCD-камеры. Подробные сведения о датах наблюдений, отношении сигнала к шуму (S/N) и спектральных разрешениях ( $\Delta\lambda$ ) приведены в табл.2. Полученные с помощью CCD-камеры изображения спектров очищались от следов космических частиц, а затем корректировались за неравномерность плоского поля. Обработка самих спектров (вычитание фона неба, нормировка и т.д.) выполнена с помощью программы SPE, разработанной С.Г.Сергеевым и являющейся общепринятой в Крымской обсерватории.

Спектры в области резонансного дублета натрия и линии  $\text{H}\alpha$  очищались также от многочисленных линий молекул воды, образующихся в земной атмосфере. Эта процедура выполнялась путем наблюдений спектров горячих звезд сравнения, для близких значений воздушных масс. После обработки все спектры были скорректированы за движение Земли вокруг Солнца.

### 3. Результаты наблюдений.

**3.1. Линия  $\text{H}\alpha$ .** Всего в период с 1999г. по 2003г. было получено 55 спектров в линии  $\text{H}\alpha$ . Практически все они, за исключением самого первого профиля, наблюдавшегося 19 августа 1999г., представляют собой одиночную эмиссию с острой вершиной и слабой переменной абсорбцией в синем крыле. На рис.1а все наблюдавшиеся профили  $\text{H}\alpha$  наложены друг на друга, что позволяет оценить общую переменность линии.

Видно, что время от времени абсорбция в синей части спектра исчезает и профиль становится полностью эмиссионным. Такой вид линия  $\text{H}\alpha$  имела почти весь 2002г. Но в 2003г. в синей части профиля опять появилась переменная абсорбция. Если усреднить все полученные спектры, то результирующий профиль будет представлять собой практически

### ДАнные СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ HD 179218

| Дата     | J.D.        | Спектр. область | S/N | $\Delta\lambda$ [Å] | Дата     | J.D.        | Спектр. область | S/N | $\Delta\lambda$ [Å] |
|----------|-------------|-----------------|-----|---------------------|----------|-------------|-----------------|-----|---------------------|
| 19-08-99 | 2451410.415 | H $\alpha$      | 70  | 0.32                | 19-06-02 | 2452445.255 | H $\alpha$      | 97  | 0.32                |
|          |             | Na I D          | 90  | 0.32                |          |             | Na I D          | 131 | 0.32                |
| 09-09-99 | 2451431.366 | H $\alpha$      | 85  | 0.32                | 05-07-02 | 2452461.333 | H $\alpha$      | 97  | 0.32                |
|          |             | Na I D          | 68  | 0.32                | 06-07-02 | 2452462.291 | H $\alpha$      | 127 | 0.48                |
| 11-09-99 | 2451433.388 | H $\alpha$      | 90  | 0.32                | 07-07-02 | 2452463.249 | H $\alpha$      | 122 | 0.48                |
|          |             | Na I D          | 120 | 0.32                |          |             | Na I D          | 108 | 0.48                |
| 12-09-99 | 2451434.389 | H $\alpha$      | 90  | 0.34                | 24-08-02 | 2452511.244 | H $\alpha$      | 87  | 0.32                |
|          |             | Na I D          | 113 | 0.34                |          |             | Na I D          | 101 | 0.32                |
| 14-09-99 | 2451436.291 | H $\alpha$      | 88  | 0.32                | 25-08-02 | 2452512.222 | H $\alpha$      | 90  | 0.32                |
|          |             | Na I D          | 155 | 0.32                |          |             | Na I D          | 118 | 0.32                |
| 25-12-00 | 2451904.125 | H $\alpha$      | 19  | 0.36                | 26-08-02 | 2452513.280 | H $\alpha$      | 94  | 0.32                |
| 27-04-01 | 2452027.499 | H $\alpha$      | 89  | 0.32                | 27-08-02 | 2452514.250 | H $\alpha$      | 85  | 0.32                |
| 16-05-01 | 2452046.446 | H $\alpha$      | 77  | 0.32                | 30-08-02 | 2452517.254 | H $\alpha$      | 93  | 0.32                |
| 17-05-01 | 2452047.425 | H $\alpha$      | 92  | 0.32                | 31-08-02 | 2452518.280 | H $\alpha$      | 102 | 0.32                |
| 31-05-01 | 2452061.430 | H $\alpha$      | 44  | 0.32                | 02-09-02 | 2452520.273 | H $\alpha$      | 115 | 0.32                |
| 11-06-01 | 2452072.437 | H $\alpha$      | 64  | 0.32                | 03-09-02 | 2452521.244 | H $\alpha$      | 103 | 0.32                |
| 13-06-01 | 2452074.454 | H $\alpha$      | 40  | 0.32                | 28-09-02 | 2452546.314 | H $\alpha$      | 60  | 0.32                |
| 14-06-01 | 2452075.461 | H $\alpha$      | 60  | 0.32                | 12-10-02 | 2452560.300 | H $\alpha$      | 63  | 0.32                |
| 20-09-01 | 2452173.336 | H $\alpha$      | 40  | 0.32                | 02-11-02 | 2452581.182 | H $\alpha$      | 94  | 0.32                |
|          |             | Na I D          | 56  | 0.32                | 12-11-02 | 2452560.323 | H $\alpha$      | 62  | 0.32                |
| 25-09-01 | 2452178.197 | H $\alpha$      | 82  | 0.32                | 13-11-02 | 2452592.177 | H $\alpha$      | 95  | 0.32                |
| 17-12-01 | 2452261.157 | H $\alpha$      | 19  | 0.32                | 30-04-03 | 2452760.480 | H $\alpha$      | 132 | 0.32                |
| 12-03-02 | 2452346.575 | H $\alpha$      | 49  | 0.32                | 03-05-03 | 2452763.497 | H $\alpha$      | 114 | 0.32                |
| 13-03-02 | 2452347.553 | H $\alpha$      | 84  | 0.32                | 07-06-03 | 2452798.431 | H $\alpha$      | 122 | 0.32                |
| 14-03-02 | 2452348.600 | H $\alpha$      | 97  | 0.32                | 20-06-03 | 2452811.268 | H $\alpha$      | 85  | 0.24                |
| 15-03-02 | 2452349.550 | H $\alpha$      | 74  | 0.32                |          |             | Na I D          | 91  | 0.24                |
| 09-04-02 | 2452374.487 | H $\alpha$      | 67  | 0.32                | 21-06-03 | 2452812.221 | H $\alpha$      | 71  | 0.24                |
| 10-04-02 | 2452375.493 | H $\alpha$      | 116 | 0.32                |          |             | Na I D          | 71  | 0.24                |
| 11-04-02 | 2452376.475 | H $\alpha$      | 101 | 0.32                | 22-06-03 | 2452813.334 | H $\alpha$      | 68  | 0.24                |
|          |             | Na I D          | 98  | 0.32                | 25-06-03 | 2452816.308 | H $\alpha$      | 79  | 0.24                |
| 20-05-02 | 2452415.459 | H $\alpha$      | 83  | 0.32                |          |             | Na I D          | 108 | 0.24                |
|          |             | Na I D          | 61  | 0.32                | 17-08-03 | 2452869.280 | H $\alpha$      | 83  | 0.32                |
| 21-05-02 | 2452416.452 | H $\alpha$      | 79  | 0.32                | 18-08-03 | 2452870.276 | H $\alpha$      | 103 | 0.32                |
| 22-05-02 | 2452417.450 | H $\alpha$      | 110 | 0.32                |          |             | Na I D          | 149 | 0.32                |
|          |             | Na I D          | 114 | 0.32                | 19-08-03 | 2452871.243 | H $\alpha$      | 122 | 0.32                |
| 23-05-02 | 2452418.442 | H $\alpha$      | 118 | 0.32                | 20-08-03 | 2452872.239 | H $\alpha$      | 107 | 0.32                |

симметричную одиночную эмиссионную линию, характерную для околозвездных газовых дисков, ось симметрии которых ориентирована по отношению к наблюдателю под очень малыми углами, то есть видимых с полюса (см. [10]). Этот профиль показан на рис. 1b. Там же показан профиль, полученный 19-го августа 1999г., оказавшийся во многих отношениях необычным и представляющий собой одиночную эмиссию с плоской вершиной, на которой заметны слабые следы абсорбционных

компонент. Высота эмиссии в 2-3 раза меньше по сравнению с полученными позднее значениями интенсивности  $H\alpha$  (см. рис.3). То, что это не случайное событие, подтверждают результаты Мирошниченко и др. [11], получивших в августе 1995г. профиль с близкими значениями  $EW$  и  $I$ . На рис.1б для сравнения приведен также профиль со смещенной в синюю сторону абсорбцией, полученный 31 мая 2001г.

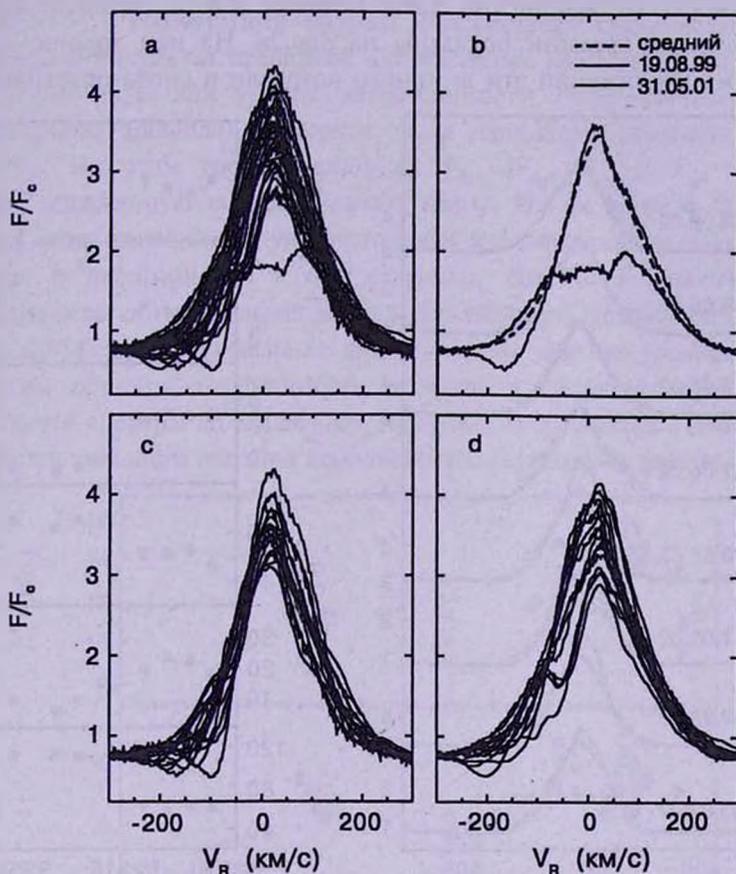


Рис.1. а) профили линии  $H\alpha$ , наблюдавшиеся в спектре HD 179218; б) масштаб переменности  $H\alpha$  на примере трех профилей (пунктирная линия - усредненный за все даты наблюдений профиль, тонкая линия - профиль с абсорбцией в синем крыле, полученный 31 мая 2001г., толстая линия - профиль с низким значением интенсивности, полученный 19 августа 1999г.; в) профили линии  $H\alpha$ , полученные в период с 25 декабря 2000г. по 23 мая 2002г. д) профили линии  $H\alpha$ , полученные в период с 5 июля 2002г. по 19 августа 2003г.

Получить представление о характере переменности линии  $H\alpha$  в различные периоды времени позволяют рисунки 1с и 1д, на которых показаны последовательные группы профилей, полученных в период с 25.12.00 по 23.05.02 (рис.1с) и с 05.07.02 по 19.08.03 (рис.1д).

Представленные данные указывают на то, что формирующаяся в звездном ветре абсорбция достаточно мала. Тем не менее, ветер может

давать существенный вклад в общую переменность эмиссионного профиля линии. Это хорошо заметно на серии спектров, полученных в августе-сентябре 2002г. и позволивших проследить за характером переменности эмиссии  $H\alpha$  на шкале времени 12 дней. Спектры были получены в промежутке времени с 24 августа по 3 сентября. Две паузы в наблюдениях пришлись на время с 27 августа по 30 августа и с 31 августа по 2 сентября.

Зависимость от юлианской даты величин  $EW$  и интенсивности в этот промежуток времени показаны на рис.2а. На нем хорошо видно, что за время наблюдений эти величины возросли и снова опустились до

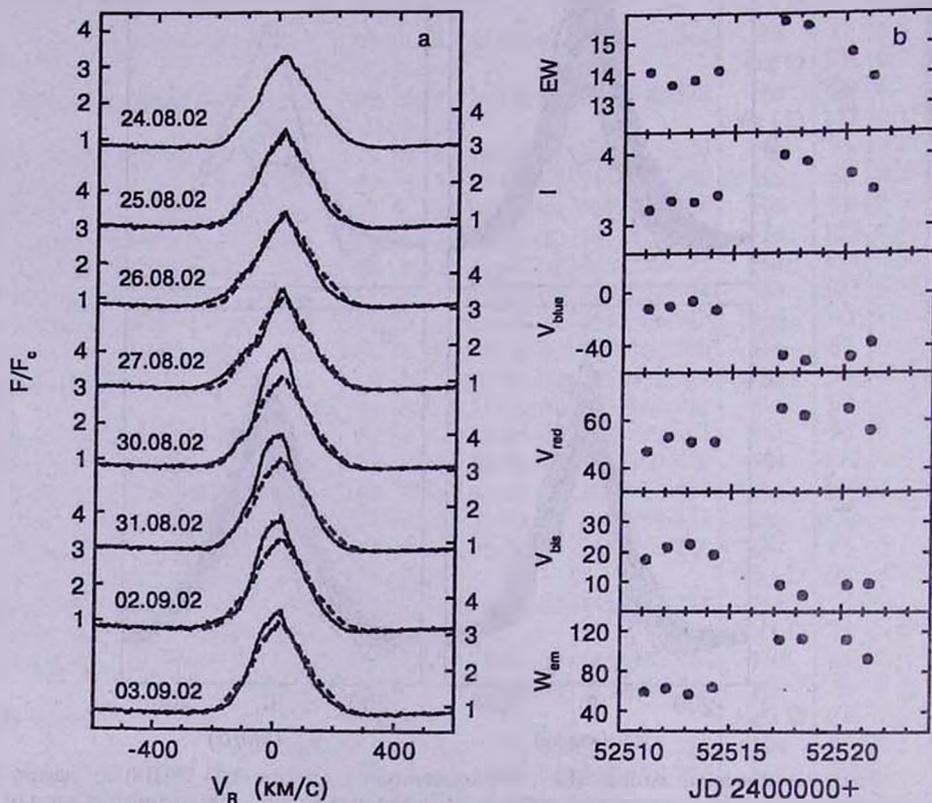


Рис.2. Переменность эмиссионной линии  $H\alpha$  на шкале времени 12 суток: а) изменение профиля линии от даты к дате (пунктиром показан профиль, полученный 24 августа 2002г.); б) зависимость от юлианской даты эквивалентной ширины  $EW$ , интенсивности  $I$ , а также синей и красной границ эмиссионного профиля  $V_{blue}$  и  $V_{red}$ , ширины эмиссии  $W_{em}$  и положения биссектора  $V_{base}$  на уровне интенсивности  $i=3$ .

практически первоначальных значений (ошибка определения  $EW$  и  $I$  в среднем не превышает  $0.5\text{\AA}$  и  $0.05$ ). Полное время переменности составило около 12 дней. При этом зависимость  $EW$  и  $I$  имела форму, близкую к синусоидальной.

Чтобы проследить за характером переменности линии  $H\alpha$ , для каждой

даты были определены положения бисектора  $V_{bl}$ , ширины профиля  $W_{em}$ , синей ( $V_{blue}$ ) и красной ( $V_{red}$ ) границ профиля на некоторых фиксированных уровнях интенсивности (ошибка определения лучевой скорости при этом в большинстве случаев не превышает 6 км/с). С этой целью были выбраны три уровня интенсивности  $i=1.0, 2.0$  и  $3.0$ , выраженные в единицах континуума (поскольку линия  $H\alpha$  имеет широкие фотосферные крылья, величина  $i=1$  соответствует области эмиссионных крыльев линии, а не уровню континуума за пределами фотосферных крыльев). Зависимость от юлианской даты для уровня интенсивности  $i=3$  (вблизи вершины эмиссионного профиля) указанных выше параметров показана на рис.2b и рис.2с. На этом уровне величины  $V_{bl}$ ,  $W_{em}$ ,  $V_{blue}$  и  $V_{red}$  описывают хорошо выраженную синусоидальную волну. Из их анализа следует, что верхняя часть эмиссии при увеличении  $EW$  и  $I$  сместилась в синюю область спектра и расширилась в обе стороны. На более низких уровнях интенсивности синусоидальная зависимость исчезает. Исключение составляет  $V_{blue}$ , у которой синусоидальная волна заметна еще на уровне  $i=2.5$ .

Таким образом, переменность профиля в основном происходила в синей части спектра. По-видимому, причина этого связана с неоднородной структурой звездного ветра на небольших расстояниях от звезды, например,

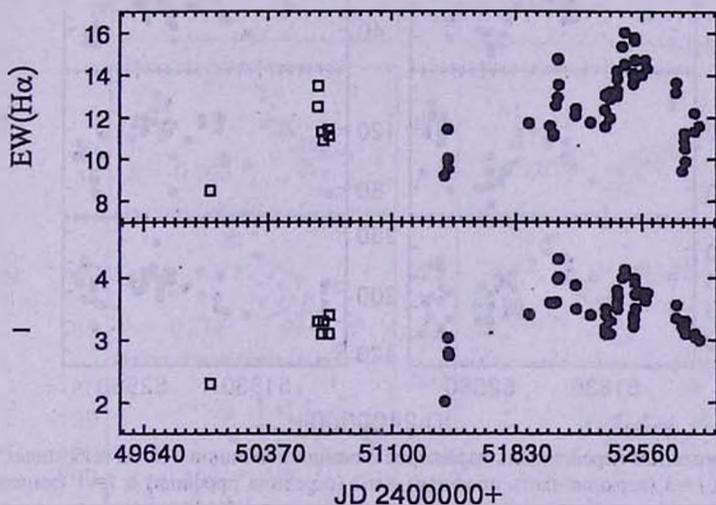


Рис.3. Переменность эквивалентной ширины  $EW$  и интенсивности  $I$  эмиссионной линии  $H\alpha$  на шкале времени 8 лет.

с истекающими газовыми струями. Ниже эти результаты будут обсуждаться более подробно.

3.2. Долговременная переменность линии  $H\alpha$ . Как уже отмечалось выше, эмиссионная линия  $H\alpha$  у звезды HD 179218 демонстрирует значительную переменность величин  $EW$  и  $I$  на шкале времени несколько лет. На рис.3 показана зависимость эквивалентной ширины и

интенсивности в зависимости от юлианской даты. Видно, что распределение  $EW$  и  $I$  со временем носит регулярный характер и описывает волну с минимумами в области юлианских дат 2451400, 2452350, 2452800 и двумя максимумами в области юлианских дат 2452000 и 2452300.

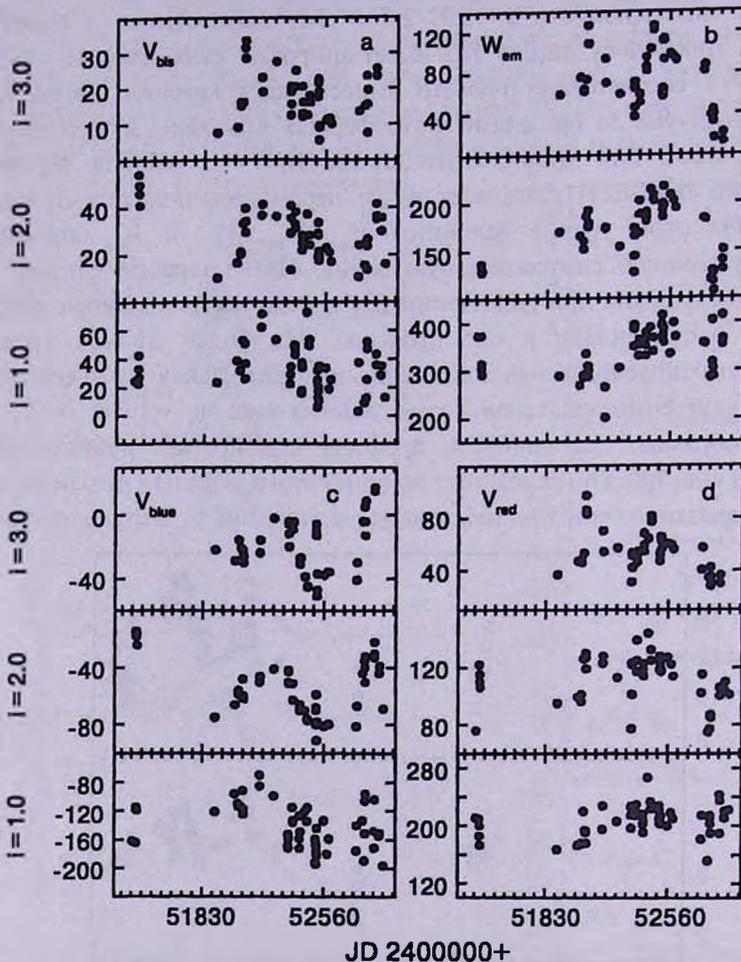


Рис.4. Многолетняя переменность параметров эмиссионной линии Na I на выбранных уровнях интенсивности  $i=3$  (верхняя часть профиля),  $i=2$  (середина профиля) и  $i=1$  (эмиссионные крылья): а) зависимость от юлианской даты положения бисектора  $V_{bis}$ ; б) зависимость от юлианской даты ширины эмиссии  $W_{em}$ ; в) зависимость от юлианской даты синей границы профиля  $V_{blue}$ ; д) зависимость от юлианской даты красной границы профиля  $V_{red}$ .

Для более полной информации наши наблюдения были дополнены наблюдениями Мирошниченко и др. [11]. Они включают в себя один профиль, полученный в 1995г. и шесть профилей, полученных в 1997г. Результаты этого анализа показаны на рис.4.

Мы видим, что положение бисектора на разных уровнях интенсивности

(рис.4а) описывает одинаковые зависимости, отличающиеся между собой только амплитудой и переменностью на короткой шкале времени. Зависимость синего крыла эмиссии  $V_{blue}$  от юлианской даты также характеризуется постоянством формы. В то же время красная граница эмиссии  $V_{red}$  и ширина эмиссии  $W_{em}$  показывают значительные отличия в своем поведении в верхней и нижней частях профиля. Корреляции величин  $V_{bls}$ ,  $W_{em}$ ,  $V_{blue}$  и  $V_{red}$  с  $I$  для фиксированных значений  $i=3, 2, 1$  показана на рис.5. Отсюда можно сделать следующие выводы:

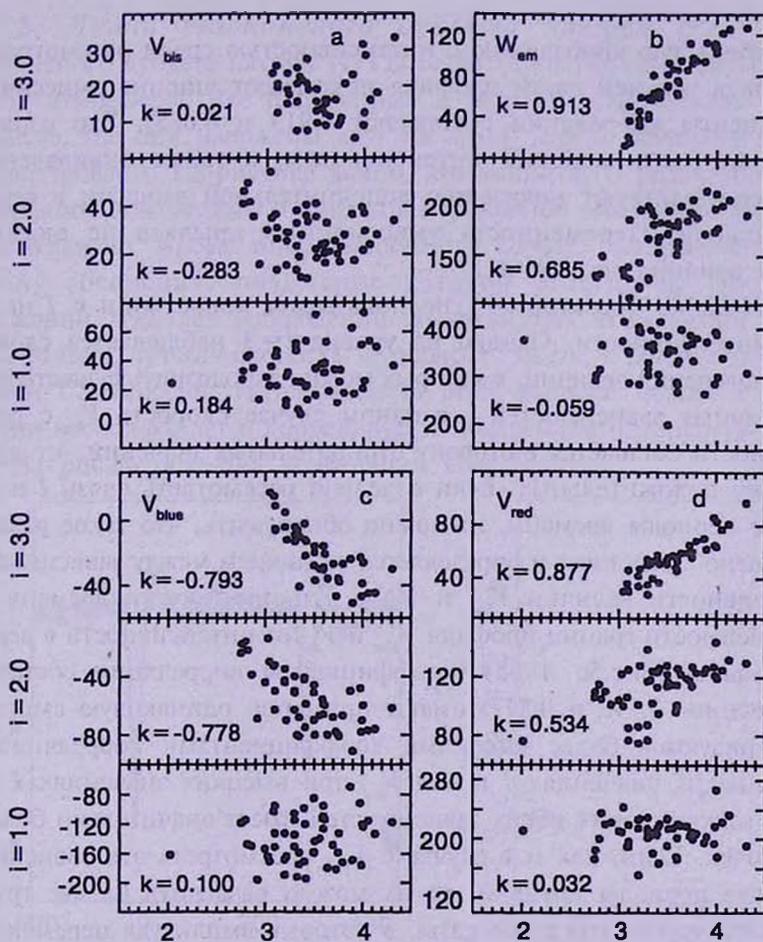


Рис.5. Зависимость параметров эмиссионной линии Na на выбранных уровнях интенсивности от величины  $I$ .

1. Величины  $EW$ ,  $I$ ,  $V_{bls}$ ,  $W_{em}$ ,  $V_{blue}$  и  $V_{red}$  показывают волнообразную переменность на шкале времени несколько лет. При этом в форме распределения величин  $EW$ ,  $I$ ,  $W_{em}$  и  $V_{red}$  с одной стороны, и в форме распределения  $V_{bls}$  и  $V_{blue}$ , с другой, существует значительное сходство.

Это означает, что изменение потока излучения в линии  $\text{H}\alpha$  тесно связано с изменением кинематических условий в излучающем газе.

Следует заметить и тот факт, что переменность синей части профиля носит глобальный характер, охватывая как его верхнюю часть, так и область крыльев, тогда как переменность красной части профиля прослеживается лишь до середины его высоты.

2. Величины  $W_{em}$ ,  $V_{blue}$  и  $V_{red}$  показывают корреляцию с интенсивностью в верхней части профиля. В эмиссионных крыльях корреляция с  $I$  отсутствует.

3. Наибольшую корреляцию с интенсивностью среди рассмотренных параметров в верхней части профиля показывает ширина эмиссии  $W_{em}$  (коэффициенты корреляции составляют 0.913 и 0.685). Это означает, что наибольшие изменения интенсивности, а также эквивалентной ширины соответствуют появлению дополнительной эмиссии в верхней части профиля. Переменность эмиссионных крыльев не оказывает заметного влияния на  $EW$  и  $I$ .

4. Положение бисектора  $V_{bis}$  не показывает корреляции с  $I$  на всех уровнях интенсивности. Однако на уровне  $i=3$  наблюдается сложный характер поведения величин, в которых можно заподозрить существование двух различных зависимостей - в одном случае скорость  $V_{bis}$  с ростом интенсивности смещается в сторону отрицательных значений, а в другом - в сторону положительных. Если отдельно рассмотреть связь  $I$  и  $V_{bis}$  в различные периоды времени, то можно обнаружить, что такое различие действительно существует и определяется различием между зависимостями от интенсивности величин  $V_{blue}$  и  $V_{red}$  в эти промежутки времени.

5. Зависимости границ профиля  $V_{blue}$  и  $V_{red}$  от интенсивности в верхней части профиля (рис.5с и 5d) (коэффициенты корреляции составляют соответственно -0.793 и 0.877) имеют примерно одинаковую амплитуду и характеризуются более высокими коэффициентами корреляции для  $V_{blue}$  при низких значениях  $I$  и для  $V_{red}$  при высоких значениях  $I$ . В то же время нижняя часть обеих зависимостей имеет значительно больший разброс точек. Если, как и в случае с  $V_{bis}$ , рассмотреть эти зависимости в отдельные периоды времени, то их можно разделить на две группы.

В первой группе окажутся даты, в которые амплитуда переменности синего крыла была наибольшей, а красное крыло менялось с малой амплитудой. Так происходило, например, в августе-сентябре 2002г. (см. выше). При этом рост интенсивности был обусловлен появлением дополнительной эмиссии в верхней части синего крыла эмиссионного профиля. Однако в период с середины 2002г. по середину 2003г., когда наблюдалась такая же зависимость перечисленных выше параметров от  $I$ , сама интенсивность монотонно падала. Это означает, что при постепенном ослаблении  $I$  происходило смещение верхней части

эмиссионного профиля в синюю сторону.

Во вторую группу попадают даты, когда наибольшая амплитуда переменности наблюдалась в красном крыле профиля, а граница синего крыла менялась на небольшом участке скоростей. То есть рост интенсивности достигался за счет появления дополнительной эмиссии в верхней части красного крыла профиля.

Возможные причины такой сложной переменности линии  $\text{Na}$  будут рассмотрены ниже.

3.3. *Линии резонансного дублета натрия  $\text{Na I D}$ .* Линии резонансного дублета натрия  $\text{Na I D}$  были тщательно очищены от линий земной атмосферы. Все полученные в этой области спектры показаны на рис.6а, где они наложены друг на друга. Для наглядности они были профильтрованы. Из рисунка видно, что линии дублета состоят из узкой межзвездной компоненты и широкой переменной эмиссии околосредного происхождения. Кроме того, наблюдается слабая, смещенная в красную сторону абсорбция, положение которой заметно не менялось на протяжении всех лет наблюдений. Полуширина этой линии составила около 20 км/с, лучевая скорость  $V_R$  около +55 км/с, а глубина обусловлена уровнем  $\text{CS}$ -эмиссии. Интенсивность этой эмиссии меняется на шкале времени несколько лет и коррелирует с поведением интенсивности линии  $\text{Na}$ . На рис.6б показана корреляция этих величин.

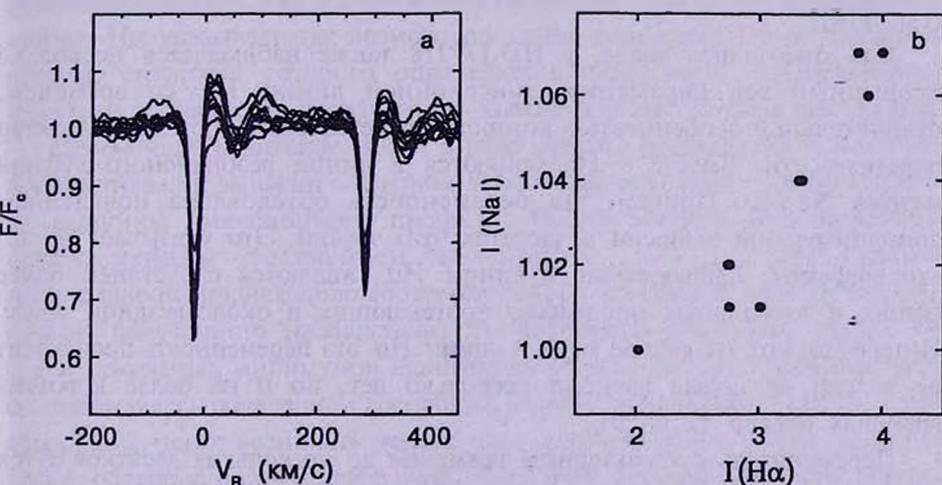


Рис.6. Спектры HD 129218 в области линий резонансного дублета натрия  $\text{Na I D}$ : а) все наблюдавшиеся профили дублета, наложенные друг на друга в шкале лучевых скоростей линии 5889.953; б) зависимость интенсивности эмиссии в  $\text{Na I D}$  от интенсивности линии  $\text{H}\alpha$ .

Следует отметить, что спектры HD 179218 в области линий дублета  $\text{Na I D}$  характеризуются отсутствием заметной переменности смещенных в красную сторону абсорбционных компонент и отсутствием других

абсорбционных деталей как с синей, так и с красной стороны от межзвездных линий. Это заметно отличает HD 179218 не только от звезд типа UX Ori, но и от Ae-звезды Хербига MWC 480 [14] и хорошо согласуется с фактами, свидетельствующими о значительных отличиях в ориентации околозвездных дисков этих звезд [10]. При малых углах наклона оси симметрии диска относительно наблюдателя, роль ветра в формировании околозвездных абсорбционных линий становится достаточно слабой, в то время как его влияние на эмиссионный спектр может оказаться весьма значительным. Причина этого связана с тем, что, как уже говорилось выше, истекающий звездный ветер почти не проецируется на диск звезды и может давать вклад в основном в эмиссионные профили линий.

4. *Обсуждение.* Долговременная спектральная переменность молодых горячих звезд, как уже упоминалось выше, исследована очень слабо, и только для нескольких звезд накоплены достаточно длинные ряды наблюдений, позволяющие у некоторых из них обнаружить такую переменность и исследовать ее характер. Ярким примером такой звезды является Be-звезда Хербига HD 200775, у которой, по данным [12], было обнаружено, что  $EW(H\alpha)$  описывает синусоидальную кривую с характерным временем около 3-х лет. В то же время для Ae-звезды Хербига HD 31648 переменность такого характера не была обнаружена (см. [14]).

Как отмечалось выше, у HD 179218 также наблюдается несколько необычный ход параметров эмиссионной линии  $H\alpha$  со временем, отличительной особенностью которого является волнообразный характер переменности. Вместе с  $H\alpha$  меняются и линии резонансного дублета натрия  $Na I D$ . Причем, эта переменность обусловлена появлением дополнительной эмиссии в частотах этих линий. Это указывает на то, что эффекты, наблюдаемые в линии  $H\alpha$ , являются следствием более общих и глобальных процессов, протекающих в околозвездной среде. Интересно, что, по крайней мере, в линии  $H\alpha$  эта переменность происходит не только на шкале времени несколько лет, но и на более коротких временах (около 12 дней).

Переменность с характерным временем до нескольких десятков суток встречается у многих молодых звезд. Так, по данным [15-17] у Ae-звезд Хербига HD 31293 (AB Aur) и HD 31648 в линии  $H\alpha$  обнаружена переменность, обусловленная азимутальными неоднородностями в структуре звездного ветра. Причиной этих неоднородностей считаются струи, истекающие с поверхности звезды, связанной с собственным магнитным полем аккреционного диска. У звезды HD 36112, по данным [18], также была обнаружена циклическая переменность локальных деталей

Н $\alpha$ -профиля с характерным временем около 6 суток, которую авторы связали со струями в звездном ветре.

Причины образования таких струй не ясны до конца. Однако моделирование аккреционных дисков и ветра у молодых звезд (см., например, [19-21]) показывает, что аккреция в присутствии магнитного поля диска и/или звезды обуславливает формирование дискового ветра, в котором газ истекает не с поверхности звезды, а непосредственно из аккреционного диска. В моделях, рассчитанных Гудсоном и др. для звезд типа Т Тельца [20,21], показано, что такой ветер образует струи, параметры которых меняются на шкале времени порядка нескольких десятков суток. Причиной этого является переменность темпа аккреции на той же шкале времени. У Ae/Be звезд Хербига это время должно быть существенно меньше, поскольку их аккреционные диски подходят гораздо ближе к поверхности звезды, чем у медленно вращающихся звезд типа Т Тельца, обладающих более сильным магнитным полем.

Можно предположить, что переменность HD 179218 на шкале времени 12 суток также связана с формированием газовых струй в дисковом ветре и обусловлена механизмом, описанным Гудсоном и др. в [21].

В то же время природа долговременной переменности звезды остается во многом неясной. В целом возникает впечатление, что наблюдаемая переменность складывается, как минимум, из двух компонентов, имеющих различную природу. Ряд особенностей поведения параметров эмиссионной линии Н $\alpha$  указывает на возможную связь переменности со звездным ветром, структура которого определяется отдельными протяженными газовыми струями. В пользу этого вывода говорят следующие факты.

Переменность интенсивности в ряде случаев обусловлена появлением дополнительной эмиссии с центром либо с красной, либо с синей стороны от вершины эмиссионного профиля. Ее увеличение сопровождалось одновременным увеличением значений  $V_{blue}$  и  $V_{red}$ , а при падении интенсивности происходило соответствующее уменьшение границ профиля. Анализ полученного наблюдательного материала показывает также, что среди локальных минимумов эквивалентной ширины  $EW$  большая часть сопровождалась появлением абсорбции в синем эмиссионном крыле. Такие абсорбции могут возникать только при экранировании части звездного диска областью истекающего газа. Величина лучевой скорости абсорбционного компонента достигает  $\sim 200$  км/с.

Эти факты говорят, с одной стороны, о связи ветра с переменностью интенсивности и эквивалентной ширины, а с другой, указывают на небольшой диапазон лучевых скоростей, в которых происходит эта переменность. Стоит также отметить, что характер переменности синей части эмиссионного профиля сохраняется вплоть до его коротковолновой

границы. Поскольку в этой области наблюдается переменный абсорбционный компонент, можно предположить, что абсорбция с синей стороны в значительной степени определяет границу профиля  $V_{blue}$ , а следовательно, и амплитуду переменности  $EW$  и  $I$ .

Отдельно следует сказать о переменности красного эмиссионного крыла, в котором в ряде случаев наблюдается появление дополнительной эмиссии. Характерное время этого процесса, от возникновения эмиссии до ее исчезновения, составляет около 8-10 месяцев. Поскольку увеличение интенсивности сопровождается появлением переменного синего абсорбционного компонента, можно предположить, что мы наблюдаем процесс формирования газовой струи в ближайшей окрестности звезды.

Необходимо также отметить, что ряд фактов плохо вписывается в представленную картину. Речь идет о глобальных минимумах  $EW$  и  $I$ , наблюдавшихся в 1995г. и 1999г. Интенсивность эмиссии оказалась в 2-3 раза меньше обычной. При этом в синей части профиля не наблюдалось присутствия абсорбционного компонента. Возможно, что в данном случае мы имеем дело с глобальной переменностью параметров аккреционного диска, таких, как размеры диска, темп аккреции, плотность и температура. Физический механизм, который мог бы обеспечить такую переменность, хорошо известен: это аккреция газа в молодой двойной системе. В работах Артимовича и Любова [22] показано, что в этом случае может наблюдаться пульсирующий характер аккреции с характерным временем, равным орбитальному периоду системы. Попытки Пирзкала и др. [23] найти по данным ИК-картирования с угловым разрешением около  $0''.4$  признаки существования второго компонента у HD 179218 не дали положительного результата. Это означает, что если у звезды второй компонент все же существует, расстояние между ними должно быть меньше 90 а.е.

Для уточнения характера динамических процессов в окрестности HD 179218 необходимы дальнейшие наблюдения. Они позволят проследить за следующими циклами активности звезды и выяснить природу сложной спектральной переменности HD 179218.

Выражаю искреннюю благодарность И.Ю.Алексееву за помощь в наблюдениях и Д.Н.Шаховскому за предоставление данных о фотометрической активности HD 179218, а также В.П.Гринину и М.А.Погодину за плодотворное обсуждение статьи.

<sup>1</sup> Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

<sup>2</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: oles@crao.crimea.ua

LONG-TERM SPECTRAL VARIABILITY OF HERBIG  
Ae-STAR HD 179218O.V.KOZLOVA<sup>1,2</sup>

The results of high-resolution long-term spectral monitoring of Herbig Ae-star HD 179218 in the region of emission H $\alpha$  line and the sodium resonance doublet Na I D are presented. The received data show the existence of short-term variability (about 10 days) and long-term wave-like variability of equivalent width  $EW$ , intensity of circumstellar (CS) emission  $I$  and parameters of H $\alpha$  emission profile. The analysis of these data allows us to suppose the existence of the global variability of parameters of accretion disk.

Key words: *stars:variables - stars:individual:HD179218*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J.F.Heard*, Com. from the David Dunlap Observ., **4**, 1939.
2. *P.W.Merrill, C.G.Burwell*, *Astrophys. J.*, **98**, 155, 1943.
3. *F.M.Olson, E.Raimond*, *Astron. Astrophys.*, **158**, 325, 1986.
4. *P.S.Thé, D. De Winter, M.R.Perez*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **104**, 315, 1994.
5. *R.Millan-Gabet, F.P.Schloerb, W.A.Traub*, *Astrophys. J.*, **546**, 358, 2001.
6. *V.Mannings, A.Sargent*, *Astrophys. J.*, **529**, 391, 2000.
7. *K.Malfait, E.Bogaert, C.Waelkens*, *Astron. Astrophys.*, **331**, 211, 1998.
8. *R.Siebenmorgen, T.Prusti, A.Natta, T.G.Müller*, *Astron. Astrophys.*, **361**, 258, 2000.
9. *Д.Н.Шаховской*, частное сообщение.
10. *В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина*, *Астрон. ж.*, **73**, 194, 1996.
11. *A.S.Miroshnichenko, C.L.Mulliss, K.S.Bjorkman et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **302**, 612, 1999.
12. *A.S.Miroshnichenko, K.S.Bjorkman, C.L.Mulliss et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, **110**, 883, 1998.
13. *М.А.Погодин, А.С.Мирошнichenko, А.Е.Тарасов et al.*, *Astron. Astrophys.*, 2003 (в печати).
14. *О.В.Козлова, В.П.Гринин, Г.Чунтонов*, *Астрофизика*, **46**, 265, 2003.
15. *N.G.Beskrovnaya, М.А.Погодин, I.D.Najdenov, I.I.Romanuyuk*, *Astron. Astrophys.*, **298**, 585, 1995.
16. *Н.Г.Бескровная, М.А.Погодин, А.Г.Щербаков, А.Е.Тарасов*, *Письма в Астрон. ж.*, **17**, 825, 1991.

17. *M.A.Pogodin*, in: "The Be-phenomena in Early-type Stars", eds. *M.A.Smith, H.F.Henrichs, J.Fabregat*, ASP. Conf. Ser., **214**, 344, 2000.
18. *N.G.Beskrovnaya, M.A.Pogodin, A.S.Miroshnichenko et al.*, *Astron. Astrophys.*, **343**, 163, 1999.
19. *F.Shu, J.Najita, E.Ostraiker et al.*, *Astrophys. J.*, **429**, 781, 1994.
20. *A.P.Goodson, K.H.Böhm, R.M.Wingle*, *Astrophys. J.*, **524**, 142, 1999.
21. *A.P.Goodson, R.M.Wingle*, *Astrophys. J.*, **524**, 159, 1999.
22. *P.Artimovicz, S.H.Lubov*, *Astrophys. J.*, **467**, L77, 1996.
23. *N.Pirzkal, E.J.Spillar, H.M.Dyck*, *Astrophys. J.*, **481**, 392, 1997.

УДК: 524.3

## FBS 0137+400: A MASS LOSING AGB CARBON MIRA?

K.S.GIGOYAN<sup>1</sup>, H.V.ABRAHAMYAN<sup>1</sup>, N.MAURON<sup>2</sup>,  
M.AZZOPARDI<sup>3</sup>, D.RUSSEIL<sup>3</sup>

Received 10 December 2003

Accepted 19 May 2004

Absolute  $K$ -band magnitude determined for the object FBS 0137+400 are typical for an Asymptotic Giant Branch (AGB) carbon stars. The large  $J-K$  colour index as well as large amplitude variability ( $\Delta K > 0.4$ ), and the presence of  $H\alpha$  in emission indicate also, that this star is a mass-losing long period Carbon Mira variable with thick circumstellar shell. The IRAS LRS spectrum indicates the presence of a dust shell surrounding this object. Monitoring of the  $K$ -band magnitude is necessary for the determination of the pulsation period of FBS 0137+400.

Key words: *stars:Mira type - stars:individual:FBS 0137+400*

1. *Introduction.* The carbon star FBS 0137+400 was first identified on the plates of the First Byurakan Spectral Sky Survey - FBS [1]. Spectral classification, photometric data-provided by various astronomical databases - a distance estimate based on two methods, and cross-identification with IRAS PSC 01373+4000 for this object have been presented in a previous paper [2] devoted to our search for new FBS carbon stars. Among the 79 new detected carbon stars [2,3], this object have the reddest colour indices. Two IRAS Low-Resolution Spectrometer spectra (LRS [4]) have also been extracted for this star from two databases.

2. *Slit spectra.* The first spectrum of FBS 0137+400 was obtained on August 21, 1989, using a UAGS universal diffraction spectrograph combined with an UMK-91V image tube at Byurakan Astrophysical Observatory (BAO, Armenia). The Kodak 103a-O emulsion allowed us to cover a 4700-6800 Å spectral range (Fig.1a) while a He-Ne-Ar filled spectral lamp was used to secure the dispersion curve. The spectrum was recorded using an automatic PDS-1010A microdensitometer. The ADA image-processing macrofile system [5] was used for data reduction.

An additional spectrum of FBS 0137+400, in the range 5700-6600 Å (Fig.1b), was also obtained by M.A. on October 21, 2001, with the Haute Provence Observatory (OHP, France) 1.93-m telescope, equipped with the CARELEC spectrograph and a 2048×1024 (13.5µm×13.5µm) pixels EEV-42-20 CCD camera as a detector. A 1200 lines/mm grating was used, providing a resolution 0.45 Å/pixel (2 arcsec slit width). This spectrum was

reduced and wavelength calibrated with the ESO-MIDAS reduction package.

Both spectra show H $\alpha$  line in emission, especially strong on the first one (see Fig.1a).

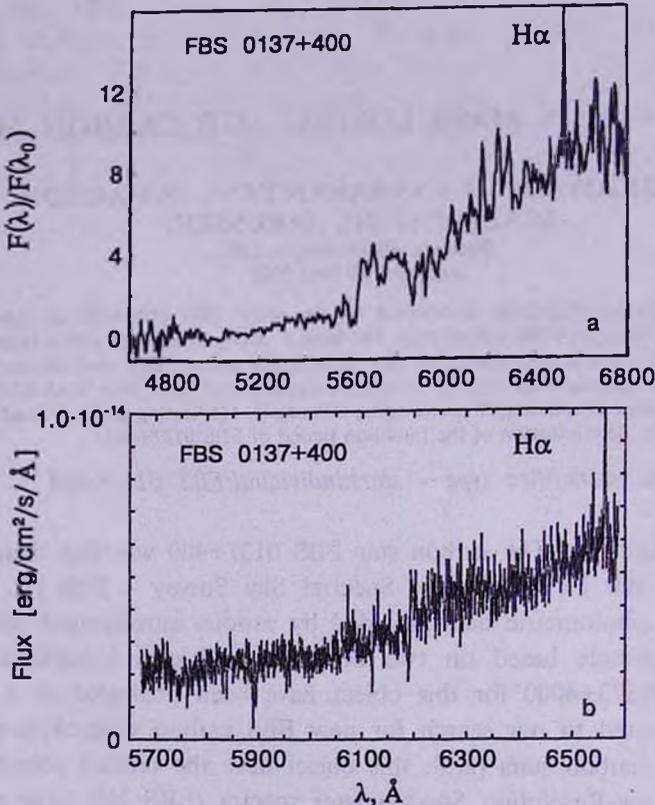


Fig.1. a) BAO 2.6m telescope spectrum of FBS 0137+400 in the range 4700-6800  $\text{\AA}$  . Flux is in relative units (normalized to  $\lambda_0 = 5555\text{\AA}$  ). b) OHP 1.93-m telescope spectrum of FBS 0137+400 in the range 5700-6600  $\text{\AA}$  .

3. *Photometric characteristics.* For FBS 0137+400, the USNO-A2.0 catalogue gives  $R=10^m.5$  and  $B-R=7^m.0$ . While 2MASS data are  $J-K=3^m.34$  ( $K=5^m.74$ ,  $J-H=1^m.82$  and  $H-K=1^m.52$ ) [2] (see location of this object in the  $J-H$  vs.  $H-K$  diagram displayed on Fig.5b of paper [2]). Near-infrared  $JHK$  photometry was also obtained at the 1.26-m telescope of Beijing Astrophysical Observatory (Hinglog, China) using the infrared photometer of Nagoya University (Japan) [2]. On the  $J-H$  vs.  $H-K$  diagram (Fig.5b [2]) the FBS 0137+400 is located in the region where usually the Carbon Mira variables with circumstellar shells are found. Near-infrared  $JHK$  colours are very similar to the colours of IRAS 12560+1656 [6], APM 0418+0122 [7], and 2MASS J0326599+143957 [8], which are dust enshrouded Asymptotic Giant Branch (AGB) carbon stars in the Galactic Halo.

Using an empirical relationship ( $M_k$  vs.  $J-K$ ) obtained by Totten and Irwin [7] for carbon stars in the LMC, SMC and for C stars in other nearby galaxies, we estimate for FBS 0137+400 [2] an absolute  $K$ -band magnitude and a distance as  $M_k = -8^m.9$  and  $d = 8$  kpc, respectively. This  $M_k$  value is consistent with those of dust enshrouded Carbon Mira variables [9].

We have considered two colour indices ( $J-K$  and  $K - [12]$ ) as a measure of the optical depth of the dust shells around carbon stars. Assuming, that this object have a thick circumstellar shell ( $J-K > 2^m.0$  [10]) it is possible to estimate the total mass-loss ratio taking into consideration the calibrations presented in papers [11,12] for carbon stars. This allowed us to determine the total mass-loss rate as  $1.2 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{yr}$  and  $1.4 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{yr}$  based on  $J-K$  and  $K - [12]$  colour indices accordingly.

The approximate value for the bolometric correction (see for more information Fig.2 in paper [13] and Fig.8 in paper [14])  $BC_k = 3^m.35$  is

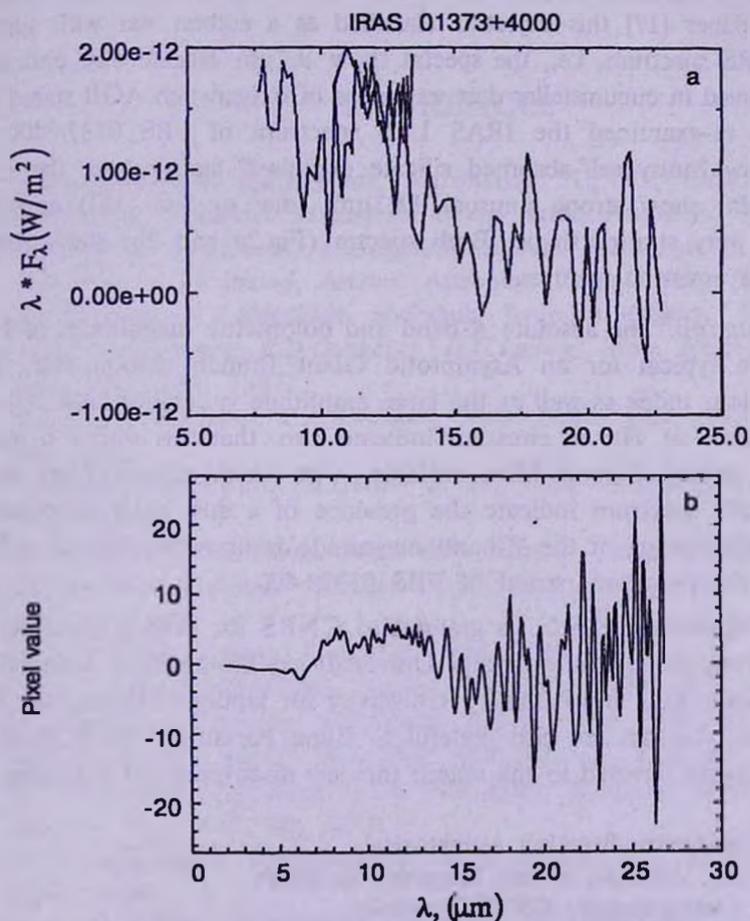


Fig.2. IRAS LRS spectra of FBS 0137+400 in the range 7-23  $\mu\text{m}$ . a) Extracted from database of Calgary University. b) Extracted from the Groningen database.

used to determine the bolometric apparent magnitude ( $m_{bol} = m_k + BC_k$ ) and consequently the absolute bolometric magnitude ( $M_{bol}$ ) for FBS 0137+400 ( $M_{bol} = -5^m.55$ ).

A comparable absolute bolometric magnitude value ( $M_{bol} = -5^m.70$ ) can also be obtained using for bolometric correction  $BC_k \approx 3.20$  with respect to  $K - [12]$  colour index (see Fig.13 of paper [15]).

We avoid to use the period-luminosity relations for Carbon Miras [16], assuming the existence of a thick circumstellar envelope surrounding FBS 0137+400 ( $J - K > 2^m.0$ ) and a large-amplitude variability for this object (if  $\Delta K > 0^m.4$  [15]).  $K$  light curve monitoring will allow us to determine pulsation period of FBS 0137+400.

**4. IRAS LRS Spectra.** Two IRAS Low-Resolution Spectrometer Spectra (LRS) from the two different databases (<http://www.iras.ucalgary> and <http://www.sron.rug.nl/irasserver>) were extracted for FBS 0137+400 (Fig.2a and 2b). In paper [17] this object is classified as a carbon star with silicate features in LRS spectrum, i.e., the spectra show  $9.7\mu\text{m}$  silicate dust emission, which is observed in circumstellar dust envelopes of oxygen-rich AGB stars [17].

We have re-examined the IRAS LRS spectrum of FBS 0137+400. It seems to show "noisy self-absorbed silicate emission" features i.e. the LRS spectra (Fig.2a) show strong unusual  $11.3\mu\text{m}$  (due to SiC [18]) emission which has a very strange shape. Both spectra (Fig.2a and 2b) show strong  $18\mu\text{m}$  silicate emission features.

**5. Conclusion.** The absolute  $K$ -band and bolometric magnitudes of FBS 0137+400 are typical for an Asymptotic Giant Branch carbon star. The large  $J - K$  colour index as well as the large amplitude variability ( $\Delta K > 0.4$ ), and the presence of  $H\alpha$  in emission indicate also, that this star is a mass-losing, long period Carbon Mira variable, with thick circumstellar shell. The IRAS LRS spectrum indicate the presence of a dust shell surrounding this object. Monitoring of the  $K$ -band magnitude is necessary for the determination of the pulsation period of FBS 0137+400.

**Acknowledgements.** K.S.G. is grateful to CNRS for making possible his visit to Observatoire de Marseille and University de Montpellier. Authors are grateful to Kevin Volk from Calgary University for kindly extracting the first LRS spectrum. Authors are also grateful to Elma Parsamyan for a constant attention on works devoted to the search for new discovered red FBS objects.

<sup>1</sup> V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am

<sup>2</sup> Group d'Astrophysique, CNRS&University de Montpellier, e-mail: mauron@gral.univ-montp2.fr

<sup>3</sup> IAM, Observatoire de Marseille, France, e-mail: Marc.Azzopardi@oamp.fr

FBS 0137 + 400: УГЛЕРОДНАЯ МИРИДА С  
ПОТЕРЕЙ МАССЫ?К.С.ГИГОЯН<sup>1</sup>, Г.В.АБРАМЯН<sup>1</sup>, Н.МАУРОН<sup>2</sup>,  
М.АЗЗОПАРДИ<sup>3</sup>, Д.РУССЕЙ<sup>3</sup>

Абсолютная величина в  $K$ -полосе данного объекта характерна для звезд на Асимптотической Ветви Гигантов (АВГ). Большой  $J-K$  показатель цвета, большое изменение амплитуды в  $K$ -полосе ( $\Delta K > 0.4$ ) а также присутствие  $H\alpha$  эмиссии указывает на то, что этот объект является Углеродной Миридой с потерей массы и с плотной околосредной оболочкой. IRAS LRS спектр указывает на то, что звезда окружена пылевой оболочкой. Мониторинг в  $K$ -полосе необходим, чтобы определить пульсации объекта FBS 0137+400.

## REFERENCES

1. *H.V.Abrahamyan, K.S.Gigoyan, Astrofizika, 31, 601, 1989.*
2. *K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi et al., Astron. Astrophys., 371, 560, 2001.*
3. *K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi, Astron. Astrophys. (in preparation).*
4. *F.M.Olson, E.Raimond, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 65, 607, 1986.*
5. *S.V.Zaratsian, T.J.Magakian, Soobshch. Byurakan Observ., 55, 801, 1984.*
6. *M.A.T.Groenewegen, R.D.Outmaijer, H.G.Ludwig, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 292, 686, 1997.*
7. *E.J.Totten, H.J.Irwin, P.A.Whitelock, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 314, 600, 2000.*
8. *J.I.Liebert, R.M.Cutri, B.Nelson et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 112, 1315, 2000.*
9. *G.Wallerstein, G.R.Knapp, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 36, 369, 1998.*
10. *P.Whitelock, J.Menzes, M.Feast et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 267, 711, 1994.*
11. *T. Le Bertre, Astron. Astrophys., 324, 1059, 1997.*
12. *T. Le Bertre, J.M.Winters, Astron. Astrophys., 334, 173, 1998.*
13. *J.A.Frogel, S.E.Persson, J.G.Cohen, Astrophys. J., 239, 495, 1980.*
14. *P.R.Wood, M.S.Bessel, M.W.Fox, Astrophys. J., 272, 99, 1983.*
15. *P.A.Whitelock, M.W.Feast, J.Th. Van Loon, A.Zijlstra, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 342, 86, 2003.*
16. *M.A.Groenewegen, P.A.Whitelock, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 281, 1347, 1996.*
17. *S.Kwok, K.Volk, W.Bidelman, Astrophys. J. Suppl. Ser., 112, 557, 1997.*
18. *K.Volk, M.Cohen, Astron. J., 98, 931, 1989.*

УДК: 524.3:531.51

## О КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ЗВЕЗД

М.А.ЕРИЦЯН

Поступила 22 августа 2003

Принята к печати 19 мая 2004

Из 7500 звезд, приведенных в Каталоге поляризации света звезд, выбраны те из них, которые удовлетворяют следующему условию:  $P_{\text{пол}} \leq \sigma_p \%$ ,  $A_V \geq 0^m.5$ . Предполагается, что у выбранных звезд ( $n = 216$ ) ожидается круговая поляризация света.

1. *Введение.* Более 50 лет тому назад было обнаружено, что излучение многих звезд поляризовано [1-3]. Выяснилось, что основную роль в этом играет межзвездная среда. Затем был открыт эффект собственной поляризации излучения звезд [4]. В настоящее время число звезд, имеющих поляризацию, превысило 7500. В основном свет звезд поляризован линейно, круговая поляризация света, вообще, редко встречается в природе. Для возникновения такого типа поляризации света необходимы особые условия, обеспечивающие одновременное существование ряда физических факторов: сложение двух когерентных волн с равными амплитудами, обладающими разностью фаз  $\pi/2$  и поляризованными в двух взаимно перпендикулярных плоскостях [5]. Несмотря на эти обстоятельства, круговая поляризация света в природе появляется, например, при полном внутреннем отражении, при рассеянии света на электронах, а также при воздействии сильного магнитного поля на излучающие атомы. Существование этих условий в звездах и межзвездном пространстве вполне вероятно, и поэтому у некоторых звезд обнаружена круговая поляризация. Она, в основном, наблюдается у звезд с необычными физическими характеристиками, а также обладающими большим магнитным полем ( $\sim 10^7$  Гс), как, например, у белых карликов и рентгеновских источников. Наблюдения показали, что некоторые тесные двойные системы, состоящие из карликовых звезд [6], обладают значительной линейной и круговой поляризацией. Такой двойной системой является звезда AM Her, у которой в оптическом диапазоне обнаружена большая круговая ( $\sim 9\%$ ) и линейная ( $\sim 6\%$ ) поляризация [7]. Удивительные результаты получены из наблюдений Крземиньского и Серковского [8] звезды AN UMa. Степень круговой поляризации у этой звезды меняется в рекордных пределах (9-35%), а линейной (0-11%). Однако интерес к круговой поляризации возрос после того, как ее обнаружили у холодных звезд с пылевой оболочкой (VY Sma, NML Cyg)

[9], в Крабовидной туманности [10,11], у всплывающей звезды V 1057 Суг типа FU Ori и Z Ori [12], в солнечном свете, отраженном от поверхности планет [13,14], а также после обнаружения межзвездной круговой поляризации [15,16]. Общая теория возникновения круговой поляризации света звезд приведена в работах [17,18]. Настоящая работа преследует цель обнаружения новых космических объектов, обладающих круговой поляризацией света.

2. *Обнаружение новых звезд с круговой поляризацией.* Как известно, наблюдаемая поляризация света звезд представляет собой сумму двух компонентов поляризации: звездной ( $P_{\text{зв}}$ ) и межзвездной ( $P_{\text{межз}}$ ).

Значение  $P_{\text{набл}}$  зависит также от ориентации плоскостей поляризации относительно друг друга ( $\theta_{\text{зв}}$ ,  $\theta_{\text{межз}}$ ). Из наблюдений также известно [19], что зависимость между  $P_{\text{межз}}$  и межзвездным поглощением света ( $A_V$ ) имеет линейный характер,

$$P_{\text{межз}} = KA_V, \quad (1)$$

где  $K=0.8-1.0$ , который сохраняется до значения  $A_V=2^m.5$ . При дальнейшем увеличении  $A_V$  рост степени межзвездной поляризации замедляется за счет появления эффекта деполаризации.

При значении  $P_{\text{зв}}=0$  величина  $P_{\text{набл}}$  определяется только величиной межзвездного поглощения. Однако существуют некоторые звезды, которые показывают отклонение от этого закона, т.е. при наличии значительного межзвездного поглощения  $A_V \geq 0^m.5$  значение наблюдаемой (суммарной) поляризации равняется нулю. При таких случаях  $P_{\text{набл}}$ , по крайней мере, должно быть равным значению межзвездной поляризации ( $P_{\text{набл}} = P_{\text{межз}}$ ). Однако наблюдения этого не показывают: наблюдаемая (суммарная) поляризация для некоторых звезд, со значением  $A_V \geq 0^m.5$ , имеет нулевое значение. Очевидно, что  $P_{\text{набл}}$  становится нулем только в двух случаях:

1. Если звездная и межзвездная поляризации имеют нулевое значение ( $P_{\text{зв}} = P_{\text{межз}} = 0$ ).

2. Если значения звездной и межзвездной поляризации по величине равны и их плоскости поляризации взаимно перпендикулярны друг другу ( $P_{\text{зв}} = P_{\text{межз}}$ ,  $\theta_{\text{зв}} = \theta_{\text{межз}} \pm \pi/2$ ), т.е. если тип наблюдаемой поляризации - круговой. Поэтому, во время наблюдений регистрируется нулевое значение поляризации, как естественного света. Очевидно, что межзвездная круговая поляризация может появиться, если излучение звезды с нулевой собственной поляризацией проходит, по крайней мере, через две области межзвездной среды (два облака) с различными направлениями ориентации пылинок. А если свет звезды имеет собственную поляризацию, то в этом случае для возникновения круговой поляризации, в принципе, достаточно одной области межзвездной среды (одно облако).

Однако, поскольку свет с круговой поляризацией не отличается от естественного, то для полного анализа необходимо превратить его в плоскополяризованный. Как известно, это легко выполняется при помощи вспомогательной кристаллической пластинки подходящей толщины (в  $(1/4)\lambda$ ), помещенной в поляриметре [20,21].

Для возникновения круговой поляризации возможен следующий механизм: звездный свет с собственной (звездной) поляризацией ( $P_{\text{зв}}$ ), проходя через межзвездное пространство, вновь поляризуется, возникает межзвездная поляризация ( $P_{\text{межзв}}$ ). В процессе сложения этих двух компонентов поляризации создается эллиптически поляризованный свет, который включает в себя другие типы поляризации (круговую и линейную), как частные случаи [22]. В зависимости от физических условий тип поляризации меняется от эллиптической до круговой или линейной.

Например, если осуществляется условие 2, тип поляризации становится круговым. Подобные явления, может быть, происходят у звезд с переменными параметрами поляризации, состоящей из двух компонентов: звездной (переменный компонент) и межзвездной (постоянный компонент). Тип поляризации в таких случаях, в основном, бывает эллиптический, и только в редких случаях возникает круговая или линейная поляризация. Если при сложении этих двух компонентов, в результате получается  $P_{\text{набл}} > 0$ , то поляризация будет эллиптическая, а если  $P_{\text{набл}} = 0$  - круговая. Таким образом, можно предположить, что изменение величины наблюдаемой поляризации, в частности для переменных звезд, зависит не только от яркости звезды, оно зависит также от изменения типа поляризации, и, в свою очередь, тип поляризации связан также с изменением яркости звезды. Такими звездами с переменными параметрами поляризации являются красные гиганты и сверхгиганты, как, например, звезды типа  $\mu$ Сер, а также пекулярные симбиотические объекты, звезды типа СН Суг, состоящие из звезды гиганта М6 и белого карлика. Из наблюдений было показано [24-26], что значение степени поляризации для этих типов звезд меняется в широких пределах  $P_{\text{набл}} = 0.1-3\%$ , и поэтому предполагается, что эти звезды в какой то период времени также обладали круговой поляризацией.

Таким образом, исходя из выше приведенных рассуждений, можно предположить, что те звезды, которые удовлетворяют условию  $P_{\text{набл}} \leq 0.3\%$  ( $\sigma_p \approx 0.3\%$ ) и  $A_V \geq 0^m.5$ , кроме круговой поляризации, обладают также собственной поляризацией, равной межзвездной поляризации.

Из каталога [23], где приведены данные поляризации и межзвездного поглощения света для 7500 звезд, выбраны те звезды, которые удовлетворяют следующим условиям:

$$P_{\text{набл}} \leq 0.3\% \text{ и } A_V \geq 0^m.5.$$

Их оказалось 216. В табл.1 даны номера этих звезд по HD, BD, координаты  $\alpha, \delta$ , визуальная звездная величина  $m_v$ , спектральный класс  $S_p$ , межзвездное поглощение  $A_v$  и модуль расстояния  $m-M$ .

Таблица 1

## СПИСОК ЗВЕЗД С ОЖИДАЕМОЙ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

| HD,BD   | $\alpha_{1950}$ | $\delta_{1950}$ | $m_v$ | $S_p$ | $A_v$ | $m-M$ | HD,BD   | $\alpha_{1950}$ | $\delta_{1950}$ | $m_v$ | $S_p$ | $A_v$ | $m-M$ |
|---------|-----------------|-----------------|-------|-------|-------|-------|---------|-----------------|-----------------|-------|-------|-------|-------|
| 1       | 2               | 3               | 4     | 5     | 6     | 7     | 1       | 2               | 3               | 4     | 5     | 6     | 7     |
| 198716  | 20 50.4         | -40 00          | 5.3   | K1    | 0.6   | 5.7   | 206499  | 21 40.1         | -23 23          | 7.5   | K1III | 0.5   | 6.0   |
| 165655  | 18 05.0         | -25 22          | 8.3   | B2    | 1.5   | 9.3   | 173764  | 18 44.6         | 4 48            | 4.2   | G2II  | 0.6   | 5.6   |
| 168941  | 18 20.3         | 26 59           | 9.3   |       | 0.8   | 14.5  | 192876  | 20 14.9         | -12 40          | 4.2   | G3I   | 0.5   | 8.3   |
| 164584  | 17 59.8         | -24 14          | 5.4   | F5    | 0.5   | 7.2   | 175544  | 18 53.3         | 0 12            | 7.4   | B3V   | 0.9   | 8.2   |
| 164794  | 18 00.8         | -24 22          | 5.9   | O5    | 1.0   | 10.5  | 142574  | 15 52.4         | 20 27           | 5.4   | K4III | 0.5   | 4.7   |
| 164816  | 18 00.9         | -24 19          | 7.3   | BOV   | 0.6   | 10.9  | 170580  | 18 27.6         | 4 02            | 6.5   | B2V   | 1.0   | 8.0   |
| 165052  | 18 02.1         | -24 24          | 6.9   |       | 1.3   | 10.9  | 184279  | 19 31           | 3 40            | 6.8   | B1IV  | 0.9   | 9.0   |
| 165132  | 18 02.4         | -23 43          | 8.0   | B3    | 0.6   | 9.1   | 185423  | 19 36.3         | 3 16            | 6.4   | B2IV  | 0.8   | 8.7   |
| 164492  | 17 59.4         | -23 02          | 7.3   |       | 0.8   | 11.9  | 168199  | 18 15.8         | 13 45           | 6.2   | B5V   | 0.6   | 6.7   |
| 164492  | 17 59.3         | -23 01          | 6.9   | O7    | 1.0   | 11.2  | 164349  | 17 57.8         | 16 45           | 4.6   | KOII  | 0.5   | 4.5   |
| 164402  | 17 58.9         | -22 47          | 5.8   |       | 0.7   | 10.7  | 177624  | 19 02.8         | 9 33            | 6.9   | B3V   | 1.2   | 7.4   |
| 172533  | 18 58.7         | -27 30          | 8.3   |       | 0.5   | 10.1  | 177725  | 19 03.1         | 11 11           | 7.5   | B9    | 0.5   | 6.5   |
| 164704  | 18 00.3         | -22 53          | 8.2   |       | 0.8   | 11.5  | 176542  | 18 52.0         | 15 17           | 8.9   | B2V   | 0.7   | 10.7  |
| 164833  | 18 00.9         | -22 50          | 7.2   | BOIA  | 0.6   | 12.8  | 186791  | 19 43.9         | 10 29           | 2.6   | K3II  | 0.7   | 3.9   |
| -224543 | 18 01.2         | -22 29          | 8.9   | B1V   | 0.8   | 11.7  | 204041  | 21 23.3         | 00 19           | 6.4   | A1IV  | 0.5   | 5.2   |
| 164359  | 17 58.6         | -22 08          | 7.5   |       | 0.9   | 11.5  | 180554  | 19 14           | 21 18           | 4.6   | B3IV  | 0.7   | 6.4   |
| 164703  | 18 03           | -22 18          | 9.3   | B5    | 0.8   | 9.5   | 253941  | 19 42.4         | 26 06           | 10.4  | B1.5V | 2.9   | 10.6  |
| 164992  | 18 1.7          | -22 27          | 9.7   | B5    | 0.6   | 10.1  | 206778  | 21 41.8         | 09 39           | 2.5   | K2I   | 0.8   | 6.2   |
| 165288  | 18 3.1          | -22 28          | 9.1   | B5    | 0.6   | 9.5   | 206859  | 21 42.2         | 17 07           | 4.4   | G5I   | 0.5   | 8.5   |
| 165287  | 18 3.1          | -22 07          | 8.7   | B5    | 0.8   | 8.9   | 198726  | 20 49.3         | 28 04           | 5.4   | F5I   | 0.5   | 8.8   |
| 167288  | 18 12.4         | -23 08          | 8.4   | B5    | 1.0   | 8.4   | 227877  | 20 06           | 35 19           | 9.1   | B2V   | 1.1   | 10.5  |
| 170978  | 18 30.2         | -24 09          | 6.8   |       | 0.7   | 8.1   | 191495  | 20 07           | 35 23           | 8.3   | B2V   | 0.9   | 9.9   |
| 166826  | 18 10.3         | -20 25          | 9.5   |       | 1.2   | 10.2  | 192260  | 20 10.8         | 36 02           | 7.5   | KOV   | 0.6   | 3.7   |
| 167090  | 18 11.6         | -20 29          | 9.4   | B5    | 0.7   | 9.7   | 227460  | 20 02           | 36 07           | 9.5   | B0.5V | 1.3   | 12.1  |
| 167263  | 18 12.3         | -20 24          | 6.0   |       | 0.9   | 10.5  | 193370  | 20 16.7         | 34 49           | 5.2   | F5I   | 0.6   | 9.2   |
| 166291  | 18 7.7          | -19 12          | 9.1   | B2V   | 1.3   | 10.3  | 191611  | 20 07           | 36 21           | 8.6   | BOIII | 2.0   | 11.3  |
| 166569  | 18 8.9          | -19 04          | 8.9   |       | 2.3   | 11.3  | 192103  | 20 10           | 36 03           | 7.2   | WC7   | 0.6   | 10.4  |
| 167224  | 18 12           | -18 58          | 8.1   | B3II  | 0.9   | 9.6   | 228346  | 20 11.2         | 36 52           | 10.0  | A8I   | 1.6   | 13.2  |
| 172721  | 18 39.6         | -22 13          | 8.9   |       | 1.0   | 10.7  | +363963 | 20 13.4         | 37 01           | 9.9   | B83II | 4.3   | 9.6   |
| 168608  | 18 18.4         | -18 53          | 5.4   | F8I   | 0.7   | 11.1  | +373862 | 20 14.6         | 37 29           | 9.7   | BOV   | 2.0   | 11.9  |
| 166964  | 18 10.8         | -17 09          | 8.8   | B5    | 0.8   | 9.0   | +364049 | 20 21.7         | 36 46           | 8.6   | B3II  | 2.7   | 10.5  |
| 167332  | 18 12.5         | -15 59          | 9.2   | B9    | 0.6   | 8.1   | 227452  | 20 02.3         | 39 48           | 9.8   | F1II  | 0.5   | 11.8  |
| 168726  | 18 19.0         | -16 38          | 9.5   | B8    | 0.8   | 8.7   | 201078  | 21 04.4         | 30 59           | 5.7   | F5.5  | 0.6   | 8.2   |
| 166803  | 18 10.1         | -15 12          | 7.9   | BOIII | 1.3   | 11.3  | +404061 | 20 11.5         | 40 52           | 10.0  | BIV   | 1.5   | 12.1  |
| -205323 | 18 51.5         | -20 02          | 9.8   |       | 0.6   | 9.6   | 191976  | 20 9.2          | 41 13           | 8.0   | O8    | 1.4   | 11.6  |
| 175043  | 18 51.3         | -20 00          | 8.3   |       | 0.6   | 9.7   | 194093  | 20 20.4         | 40 06           | 2.2   | F8I   | 0.6   | 6.2   |
| 167838  | 18 14.8         | -15 27          | 6.6   | B5I   | 1.7   | 11.9  | 228928  | 20 17.8         | 40 29           | 9.7   | F2I   | 3.2   | 12.2  |
| 174073  | 18 46.6         | -19 04          | 9.3   |       | 1.0   | 11.6  | 201345  | 21 06           | 33 12           | 7.7   | BOW   | 0.5   | 12.0  |
| 170700  | 18 28.5         | -14 09          | 8.8   | B1II  | 1.3   | 11.9  | 194069  | 20 20.3         | 40 58           | 6.4   | G2    | 0.9   | 7.5   |
| -145102 | 18 30.2         | -13 57          | 9.0   | B1V   | 1.4   | 11.2  | +413804 | 20 32           | 41 22           | 9.9   | 9.5I  | 5.4   | 10.7  |
| 137569  | 15 24           | 14 52           | 8.0   | B5III | 0.8   | 9.3   | +394313 | 20 44.7         | 39 54           | 9.5   | A9I   | 3.1   | 14.7  |
| 174513  | 18 48.4         | -7 51           | 8.6   | B1V   | 0.5   | 11.7  | 188209  | 19 50           | 46 55           | 5.6   | O9III | 0.7   | 10.7  |

Таблица 1 (продолжение)

| 1       | 2       | 3      | 4    | 5      | 6   | 7    | 1       | 2       | 3      | 4    | 5     | 6   | 7    |
|---------|---------|--------|------|--------|-----|------|---------|---------|--------|------|-------|-----|------|
| +453246 | 20 40.8 | 45 43  | 9.7  | BIV    | 1.3 | 12.0 | -01618  | 07 08.5 | 0 47   | 9.6  |       | 0.6 | 12.6 |
| 201666  | 21 07.8 | 45 32  | 7.6  | B2V    | 0.7 | 9.4  | 51756   | 06 56   | -2 07  | 7.2  | B0.5V | 0.6 | 11.0 |
| 202347  | 21 11.9 | 45 24  | 7.5  | BIV    | 0.5 | 10.6 | 53032   | 07 00.9 | -2 40  | 9.3  | B6IV  | 0.6 | 10.2 |
| 235350  | 20 43.2 | 31 00  | 9.0  | B0.5IV | 1.7 | 11.7 | 49787   | 06 47.5 | -5 27  | 7.3  | BIV   | 0.7 | 11.0 |
| 207673  | 21 47.6 | 40 54  | 6.5  | A2     | 1.6 | 9.9  | 46229   | 06 29   | -8 07  | 5.4  | K2II  | 0.7 | 3.9  |
| 194883  | 20 24   | 54 32  | 7.4  | A2V    | 0.6 | 9.3  | 54464   | 07 06.3 | -3 59  | 8.3  | B2V   | 0.8 | 10.0 |
| +592018 | 19 21.9 | 60 03  | 10.7 | KOIII  | 0.9 | 8.6  | 51480   | 06 54   | -10 45 | 7.0  | B83II | 1.1 | 6.0  |
| +473421 | 21 26.8 | 47 50  | 9.5  | A3I    | 1.7 | 14.4 | 65875   | 07 58   | -2 44  | 6.4  | B3V   | 0.5 | 7.5  |
| 215182  | 22 40.6 | 29 58  | 3.0  | G8II   | 0.6 | 3.1  | 55135   | 07 09   | -10 21 | 7.2  | B4    | 0.5 | 8.1  |
| +493591 | 21 32.5 | 50 17  | 9.7  | O7.5   | 2.5 | 12.3 | 53975   | 07 04   | -12 19 | 6.9  | O8    | 0.6 | 11.3 |
| 210334  | 22 06.6 | 45 30  | 6.9  | KOIII  | 0.5 | 5.2  | 53756   | 07 03   | -12 44 | 7.3  | B2IV  | 0.5 | 9.9  |
| 203025  | 21 16   | 58 23  | 6.4  | B2III  | 1.4 | 8.6  | 54764   | 07 07   | -10 09 | 6.0  | B1II  | 0.9 | 10.1 |
| 352     | 00 05.7 | -2 43  | 6.1  | K2III  | 0.7 | 4.6  | 30080   | 04 41   | -30 51 | 5.7  | K2III | 0.8 | 4.1  |
| 214240  | 22 33.9 | 49 49  | 6.2  | B3V    | 0.6 | 7.3  | 32515   | 05 05   | -31 51 | 5.9  | G8III | 0.6 | 3.7  |
| 209145  | 21 57.7 | 60 04  | 7.6  | BIV    | 1.8 | 9.4  | 50877   | 06 52   | -24 08 | 3.8  | K3I   | 1.1 | 8.6  |
| H1100   | 22 13.4 | 60 50  | 10.7 | B2V    | 2.5 | 10.7 | -58321  | 07 22   | -21 01 | 9.3  |       | 1.3 | 12.5 |
| 224425  | 23 55.2 | 56 51  | 7.3  | A2V    | 0.5 | 5.2  | 58509   | 07 23   | -20 55 | 8.5  |       | 1.1 | 12.2 |
| 3804    | 00 38.1 | -4 38  | 5.9  | G7III  | 0.5 | 4.0  | 58510   | 07 23   | -21 04 | 6.8  |       | 1.0 | 11.6 |
| 222404  | 23 37.3 | 77 21  | 3.2  | K1IV   | 0.5 | 1.0  | 57060   | 07 16.6 | -24 08 | 4.9  | O7    | 0.5 | 9.6  |
| H46     | 00 39.5 | 63 40  | 10.8 | BOIII  | 3.5 | 12.2 | 57061   | 07 16.6 | -24 52 | 4.4  | O7III | 0.5 | 9.6  |
| 8207    | 01 19.4 | 45 46  | 4.9  | KOIV   | 0.5 | 1.2  | 54605   | 07 06   | -26 19 | 1.8  | F8I   | 0.5 | 9.3  |
| 11960   |         | 8.8    |      |        | 0.5 | 7.8  | 63700   | 07 47   | -24 44 | 3.5  | G3I   | 0.8 | 7.3  |
| +74204  | 4 24.7  | 74 29  | 11.3 | F8     | 0.6 | 6.5  | 64369   | 07 51   | -24 41 | 9.6  |       | 1.6 | 13.6 |
| 12533   | 2 0.9   | 42 05  | 2.1  | K3II   | 0.6 | 3.5  | 63462   | 07 46   | -25 49 | 4.5  | BIV   | 0.6 | 7.5  |
| 19624   | 3 08.1  | 52 00  | 6.7  | B5     | 0.9 |      | 60472   | 07 31.6 | -27 52 | 8.4  |       | 2.1 | 12.1 |
| 16968   | 2 41    | 34 55  | 7.2  | B5     | 0.5 | 7.7  | 60369   | 07 31   | -26 13 | 8.1  |       | 1.0 | 12.3 |
| 31910   | 4 58.9  | 60 23  | 4.0  | GOI    | 0.7 |      | 63359   | 07 45   | -26 33 | 9.5  | F     | 1.1 | 13.2 |
| 29316   | 4 36    | 53 23  | 5.4  | A5V    | 0.5 | 3.7  | 60196   | 07 30   | -28 37 | 9.0  | BOIII | 0.9 | 12.8 |
| 23410   | 3 42.8  | 22 59  | 6.5  | AOV    | 0.8 | 4.7  | 40176   | 05 53.8 | -37 07 | 5.0  | G8III | 0.5 | 2.9  |
| 31293   | 4 52.6  | 30 29  | 7.5  | AOV    | 0.8 | 5.7  | -294849 | 07 42   | -29 12 | 10.0 | O0.5  | 1.6 | 14.2 |
| +30749  | 04 55.3 | 30 38  | 9.7  | B1.5V  | 1.7 | 11.1 | -282480 | 07 49   | -26 14 | 10.2 |       | 1.8 | 13.4 |
| 16824   | 02 39.3 | -3 26  | 6.1  | G9III  | 0.5 | 4.2  | -272710 | 07 59.8 | -27 46 | 10.1 |       | 0.8 | 14.0 |
| 39136   | 05 48.7 | 32 14  | 8.8  | B3III  | 0.9 | 11.0 | 70813   | 08 21   | -24 54 | 9.8  |       | 2.8 | 11.8 |
| 249845  | 05 56.3 | 32 53  | 8.8  | B2V    | 1.0 | 10.3 | -305501 | 08 00.9 | -30 32 | 10.0 |       | 1.1 | 13.9 |
| 36576   | 05 30.5 | 18 31  | 5.5  | B2IV   | 0.5 | 8.1  | 82734   | 09 30.9 | -20 53 | 5.0  | KOII  | 0.5 | 1.8  |
| 48329   | 06 40.6 | 25 11  | 3.0  | G8I    | 1.0 | 6.6  | 68761   | 08 10.9 | -36 50 | 6.6  | BOIII | 0.6 | 10.7 |
| 18885   | 02 59.5 | -10 09 | 5.8  | G6III  | 0.5 | 4.5  | 68450   | 08 09   | -37 08 | 6.5  | BOII  | 0.8 | 11.1 |
| 36822   | 05 32   | 9 27   | 4.4  | B0.1V  | 0.5 | 8.7  | 69106   | 08 12   | -36 48 | 7.1  |       | 0.5 | 11.9 |
| 52973   | 07 01.2 | 20 39  | 3.7  | G1I    | 0.5 | 7.8  | 68572   | 08 09.8 | -37 14 | 8.2  |       | 0.9 | 11.4 |
| 257971  | 06 25   | 11 20  | 8.9  | BOIII  | 1.0 | 12.6 | -432439 | 08 31   | -45 00 | 9.5  |       | 1.6 | 12.7 |
| 41361   | 06 02   | 5 26   | 5.7  | G8III  | 0.5 | 3.6  | 74371   | 08 40   | -45 14 | 5.2  | B5I   | 1.0 | 10.5 |
| 47417   | 06 36   | 4 57   | 7.0  | BOV    | 0.9 | 10.9 | -483636 | 08 14   | -49 04 | 9.4  | F     | 0.8 | 12.1 |
| 36134   | 05 26.9 | -3 20  | 5.7  | K1III  | 0.5 | 4.2  | -454524 | 08 45   | -45 20 | 10.4 | N008  | 1.2 | 9.1  |
| 47360   | 06 35.8 | 4 41   | 8.3  | B0.5V  | 1.2 | 11.0 | -464432 | 08 39   | -47 02 | 9.8  |       | 1.7 | 11.8 |
| 37020   | 05 32.9 | -5 25  | 6.7  | BV     | 1.1 | 10.7 | 73155   | 08 33   | -49 46 | 5.0  | G7    | 0.9 | 8.7  |
| 37023   | 05 32.9 | -5 25  | 6.7  | B0.5V  | 1.2 | 9.4  | 10038   | 01 35   | -40 26 | 8.1  | AO    | 0.8 | 6.3  |
| 36366   | 05 28.5 | -6 15  | 8.1  | B9     | 0.5 | 7.3  | -531880 | 08 44.8 | -53 34 | 10.3 | NDOB  | 2.3 | 11.8 |
| 50696   | 06 51.8 | 0 14   | 8.4  | BIV    | 0.8 | 11.2 | 70839   | 08 20   | -57 49 | 6.1  | BIV   | 0.6 | 9.0  |
| 41335   | 06 01.8 | -6 42  | 5.2  | B2IV   | 0.6 | 7.7  | 84523   | 09 42.4 | -53 31 | 8.0  | F     | 0.7 | 8.6  |

Таблица 1 (окончание)

| 1       | 2       | 3      | 4    | 5     | 6   | 7    | 1       | 2       | 3      | 4    | 5     | 6   | 7    |
|---------|---------|--------|------|-------|-----|------|---------|---------|--------|------|-------|-----|------|
| 9932    | 01 34   | -44 21 | 9.7  | A1    | 0.6 | 7.6  | 213402  | 22 30.7 | -79 02 | 6.1  | K2III | 0.6 | 4.7  |
| 85655   | 09 49.7 | -59 11 | 5.8  | K2III | 0.6 | 4.4  | 152980  | 16 55.6 | -53 05 | 4.1  | K3III | 0.5 | 3.0  |
| 86689   | 09 56.6 | -59 26 | 10.0 |       | 1.0 | 12.9 | 135153  | 15 11.6 | -31 20 | 5.0  | FOI   | 0.6 | 9.2  |
| 85567   | 09 49   | -60 44 | 8.6  |       | 1.0 | 8.6  | -441227 | 16 52.6 | -44 48 | 9.3  |       | 2.1 | 10.8 |
| -591857 | 10 04.3 | -59 34 | 11.2 |       | 0.9 | 9.8  | 325916  | 16 40.6 | -41 52 | 9.5  |       | 2.1 | 12.0 |
| -592049 | 10 18   | -59 28 | 9.7  |       | 2.0 | 12.8 | 152042  | 16 49.5 | -41 29 | 8.2  |       | 1.3 | 11.2 |
| 93890   | 10 47   | -58 38 | 9.1  |       | 3.0 | 12.0 | 152667  | 16 53.1 | -40 45 | 6.1  | BOI   | 1.5 | 10.8 |
| 78791   | 09 05   | -72 24 | 4.5  | F6II  | 0.5 | 4.3  | 152622  | 16 52.8 | -40 25 | 8.1  |       | 1.5 | 11.4 |
| 96669   | 11 05.2 | -59 33 | 8.5  |       | 1.5 | 12.1 | 159532  | 17 33.7 | -42 58 | 1.9  | FOI   | 0.6 | 6.1  |
| 10615   | 01 40   | -61 03 | 5.7  | KOIII | 0.7 | 3.8  | 146001  | 16 11.9 | -25 21 | 6.0  |       | 0.6 | 6.1  |
| 105509  | 12 06   | -44 03 | 5.7  | A3III | 0.5 | 4.3  | 142096  | 15 50.4 | -20 01 | 5.0  | B3V   | 0.6 | 6.1  |
| 106871  | 12 14.9 | -57 53 | 8.4  | F     | 1.4 | 11.8 | 154535  | 17 04.2 | -34 27 | 8.3  |       | 1.0 | 11.6 |
| 108570  | 12 25.2 | -54 08 | 6.1  | G8V   | 0.5 | 0.1  | -337725 | 17 03   | -33 48 | 10.2 |       | 1.7 | 10.6 |
| 5457    | 00 53.2 | -69 48 | 5.4  | G7III | 0.5 | 3.5  | 155217  | 17 08.4 | -32 09 | 8.7  |       | 0.9 | 11.7 |
| -632501 | 13 00   | -63 27 | 10.1 |       | 2.5 | 12.6 | 155450  | 17 09.7 | -32 23 | 6.0  | B1III | 1.0 | 9.4  |
| 116072  | 13 19.3 | -60 43 | 6.3  | B4V   | 0.5 | 7.5  | 161789  | 17 45.8 | -32 52 | 9.2  |       | 2.3 | 10.8 |
| 115842  | 13 17.7 | -55 33 | 6.0  | B0.5I | 1.6 | 10.6 | 163899  | 17 56.6 | -33 53 | 8.3  |       | 1.4 | 12.2 |

Рассмотрено распределение этих звезд по галактической долготе и, как видно из табл.2, они распределены по  $l$  неравномерно. Приведено также распределение выбранных звезд по спектральному классу. Как видно из табл.2, значительная часть этих звезд (52%) относится к спектральному классу В. Таким образом, предполагается, что излучение звезд, приведенных в табл.1, возможно имеет круговую поляризацию.

Таблица 2

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД ПО ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ДОЛГОТЕ И СПЕКТРАЛЬНОМУ КЛАССУ

| $l$     | $n$ | $S_p$ | $n$ |
|---------|-----|-------|-----|
| 0-90    | 89  | O     | 10  |
| 90-180  | 29  | B     | 86  |
| 180-270 | 61  | A     | 13  |
| 270-360 | 37  | F     | 16  |
|         |     | G     | 18  |
|         |     | K     | 22  |

3. *Заключение.* Основная идея данной работы заключается в следующем. Для значения  $A_V \geq 0^m.5$  величина наблюдаемой степени поляризации может быть равна нулю только в редких случаях: если наблюдаемая поляризация (при сложении звездного и межзвездного компонентов) круговая. Это возможно только тогда, когда степени поляризации этих компонентов равны и их плоскости поляризации взаимно

перпендикулярны ( $\theta_{\text{ж}} = \theta_{\text{межз}} \pm \pi/2$ ). На основе вышесказанного можно предположить, что у звезд в табл.1 ожидается круговая поляризация.

Применение выше описанного метода для обнаружения новых звезд, обладающих круговой поляризацией, может привести к существенно интересным результатам. Это особенно относится к звездам с переменными параметрами поляризации: переменной (собственной) и постоянной (межзвездной) поляризацией. Тип поляризации в таких случаях, в основном, бывает эллиптический, и только в редких случаях поляризация бывает круговой или линейной. Если при сложении этих компонентов поляризации в результате получается  $P_{\text{набл}} > \sigma_p$ , то наблюдаемая поляризация будет эллиптическая, а если  $P_{\text{набл}} \leq \sigma_p$  - круговая. Таким образом, можно предположить, что изменение величины  $P_{\text{набл}}$  в частности для переменных звезд, зависит не только от яркости звезды, но также от типа поляризации, и, в свою очередь тип поляризации также связан с изменением яркости звезды.

В заключение автор выражает рецензенту благодарность за внимательное прочтение статьи и выявление недостатков.

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

## ON THE LIGHT CIRCULAR POLARIZATION OF STARS

M.H.ERITSIAN

Out of 7500 stars, included in the catalogue of polarized stars, the stars, satisfying the conditions:  $P_{\text{obs}} \leq \sigma_p\%$  and  $A_V \geq 0^m.5$ , are chosen ( $n=216$ ). It is supposed that these stars probably have circular polarization of light.

Key words: *stars:circular polarization*

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Домбровский, Докл. АН Арм. ССР, 12, 4, 1950.
2. J.C.Holl, Publ. U.S. Naval Observ., 17, 275, 1958.
3. W.A.Hiltner, Astrophys. J. Suppl. Ser., 2, 389, 1956.

4. *К.А.Григорян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., **25**, 45, 1958.
5. *Г.С.Ландсберг*, Оптика, Физматгиз, М., 1976.
6. *А.З.Долгинов, Ю.Н.Гнедин, Н.А.Силантьев*, Распространение и поляризация излучения в космической среде, М., Наука, 1979.
7. *S.Tapia*, *Astrophys. J. Lett.*, **212**, L125, 1977.
8. *W.Krzeminski, K.Serkowski*, *Astrophys. J.*, **216**, L45, 1977.
9. *K.Serkowski*, *Astrophys. J. Lett.*, **179**, L101, 1970.
10. *J.R.P.Angel*, Mechanismsthat Produces Linear and Circular Polarization in Planetes, stars and Nebuale Studied with Photopolarimetry, Ed. T.Gehrels, Univ. Arizona Press, Tucson, 1974.
11. *P.G.Martin, R.Jlling, J.R.P.Angel*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **159**, 191, 1972.
12. *R.D.Wolstencroft, Th.Simon*, *Astrophys. J. Lett.*, **180**, 300, 1973.
13. *J.M.Staude, K.M.Wolf, Th.Schmidt*, *Symp. IAU*, №52, 1972.
14. *R.D.Wolstencroft, J.C.Kemp*, *Astrophys. J. Lett.*, **177**, L137, 1972.
15. *P.G.Martin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **159**, 179, 1972.
16. *J.C.Kemp, R.D.Wolstencroft*, *Astrophys. J. Lett.*, **176**, L115, 1972.
17. *А.З.Долгинов, Н.А.Силантьев*, *ЖЭТФ*, **62**, 100, 1972.
18. *А.З.Долгинов, Н.А.Силантьев*, *Astrophys. Space Sci.*, **43**, 337, 1976.
19. *Э.Е.Хачикян, М.А.Ерицян, Р.Х.Оганесян*, *Астрофизика*, **45**, 387, 2002.
20. *Ю.Н.Гнедин, О.С.Шулов*, *Астрофизика*, **7**, 529, 1971.
21. *О.С.Шулов, Е.Н.Копачкая*, *Астрофизика*, **10**, 120, 1974.
22. *У.Шерклиф*, Поляризованный свет, перевод с английского, Мир, М., 1965.
23. *D.S.Mathewson, V.L.Ford, Y.Krautter*, *Bul, CDS*, **14**, 115, 1978.
24. *Х.А.Докобо, В.С.Тамазян, Н.Д.Меликян, М.А.Ерицян, А.А.Карапетян*, *Астрофизика*, **43**, 219, 2000.
25. *М.А.Ерицян*, *Астрофизика*, **44**, 4, 2001.
26. *E.Brandi, L.G.Garica, V.Pirola et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **145**, 197, 2000.

УДК: 524.338.6

К ЗАДАЧЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ПЛОТНОСТИ  
ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ

О.С.ЧАВУШЯН, О.В.ПИКИЧЯН, А.В.ОСКАНЯН, Г.А.БРУТЯН

Поступила 6 ноября 2003

Принята к печати 19 мая 2004

Работа посвящается определению пространственного распределения вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды. Для этой цели по наблюдаемому плоскому распределению звезд сначала строится одномерное распределение. Показывается, что для надежного построения последнего необходимо решить уравнение Абеля. На его основе определена зависимость истинной пространственной плотности распределения вспыхивающих звезд от расстояния от центра скопления. При этом выявлен сферический слой дефицита вспыхивающих звезд шириной 0.5 пк ( $2.8 \text{ пк} \leq R \leq 3.5 \text{ пк}$ ). Построен профиль плотности пространственного распределения вспыхивающих звезд в области дефицита. Приводятся характеристики этой области.

1. *Введение.* Как известно, вспышечная активность - одно из ярких проявлений ранней стадии эволюции карликовых звезд, поэтому их исследование имеет важное значение для звездной космогонии.

Исследование статистических характеристик вспыхивающих звезд в звездном агрегате Плеяды было предпринято В.А.Амбарцумяном и сотрудниками в известной серии работ [1-3]. В них, в частности, было установлено, что почти все звезды слабее  $V=13^m.3$  ( $m_{\text{PK}} = 14^m.3$ ) являются вспыхивающими. Оценивалось полное число вспыхивающих звезд, которое систематически уточнялось по мере накопления наблюдательного материала. Предпринимались также попытки восстановления функции распределения частот звездных вспышек [4-7]. Далее, в работах [8-13] исследовалось распределение пространственной плотности вспыхивающих звезд, в частности, в центре скопления Плеяды была выявлена "полость". Однако выяснилось, что причиной ее появления является наблюдательная селекция, обусловленная недостаточностью наблюдательного материала относительно звезд, имеющих малую частоту вспышек. Действительно, по мере накопления данных указанная "полость" в центре Плеяд постепенно заполнилась.

В работе [14] исследовалась поверхностная плотность вспыхивающих звезд в Плеядах и был обнаружен дефицит количества вспыхивающих звезд (ДВЗ), но уже в "средней" области агрегата.

Целью настоящей работы является дальнейший анализ обнаруженного в [14] ДВЗ, на основе построения одномерной проекции поверхностной

плотности распределения вспыхивающих звезд на небесной сфере в рамках сферическо-симметричной модели Плеяд. Восстанавливается пространственное распределение вспыхивающих звезд, исследуется уровень достоверности ДВЗ. Даются оценки для "степени дефицита" и характерного размера области ДВЗ.

Вопросы, связанные с исследованием физических причин появления ДВЗ и с интерпретацией его характеристик, остаются вне рамок данной работы и являются предметом отдельного рассмотрения.

2. *Использованная выборка вспыхивающих звезд.* Наблюдательной основой данного исследования является сводный каталог вспыхивающих звезд в Плеядах, опубликованный Г.Аро [15]. Каталог содержит данные о 519-и вспыхивающих звездах, опубликованные до 1981 года. В каталоге представлены все те вспыхивающие звезды агрегата Плеяды, у которых обнаружена вспышечная активность, приведены данные о всех известных вспышках для каждой звезды - амплитуды и даты вспышек.

Вспышечная активность звезд указанного каталога обнаружена методом звездных цепочек. Поэтому, исходя из соображения однородности списка, нами не рассмотрены более поздние данные о вспышках и самих вспыхивающих звездах, полученные методом звездных треков [16-18].

Хотя все данные для нашего статистического исследования взяты из сводного каталога, тем не менее неоднородность ансамбля не исключена. Дело в том, что некоторые из вспыхивающих звезд проектируются на скопление Плеяд, но при этом физически с ним не связаны [15], а некоторые звезды могли быть ошибочно приняты за вспыхивающие [19].

Для обеспечения большей однородности исходного статистического материала из списка [15] были исключены звезды:

а) у которых зарегистрирована лишь одна вспышка с амплитудой  $\Delta m \leq 0^m.6$ . Оказалось, что их местонахождение на диаграмме Герцшпрунга-Ресселя сильно отличается [19] от положения остальных вспыхивающих звезд;

б) под номерами HCG 91, 275 и 377 - это вероятные члены скопления Гиады, которые резко выделяются от остальных звезд списка своей чрезмерной активностью (за весь период патрулирования скопления каждая из них показала более 18-и вспышек).

Вспышечная активность, по-видимому, является более сильным признаком принадлежности данной звезды к скоплению Плеяды, чем соответствующая вероятностная оценка, сделанная на основе анализа ее собственного движения [19-22]. Действительно, вспыхивающие звезды Плеяд концентрируются вокруг центра скопления независимо от значения этой вероятностной оценки. Такая картина имеет место даже для тех

51 звезды, у которых вероятность быть членом скопления Плеяд по признаку собственных движений равна нулю. Исходя из этого, при включении звезд в выборку нам пришлось, в отличие от [14], отказаться от использования оценок принадлежности к скоплению, сделанных на основе собственных движений.

Таким образом, была отсеяна всего 31 звезда, а в выборку вошли 488 звезд. Для них, с точностью до угловой секунды, уточнены экваториальные координаты (эпоха 1900г.), при этом использовались карты отождествления звезд, приведенные в [15], цифровые карты Паломарского атласа, хранящиеся в банке данных *Skyview advanced* центра NASA.

Ошибки определения координат звезд, вообще говоря, могут повлиять на определение их расстояний, отсчитываемых от центра скопления, поэтому оценивались также величины среднеквадратичных ошибок, путем сравнения с координатами звезд, приведенными в [20] и [23]. Параметры распределений Гаусса, построенных для разностей координат, указывают на систематические смещения, не превышающие 0.24 часовых секунд по прямому восхождению и 3.89 угловых секунд по склонению. Среднеквадратичные отклонения распределений соответственно равны 0.13 часовых секунд и 1.41 угловых секунд. Таким образом, среднеквадратичная ошибка определения координат имеет порядок одной угловой секунды дуги. На расстоянии 125 пк ей соответствует несущественная ошибка линейного расстояния, имеющая порядок 125 а.е. ( $6.06 \cdot 10^4$  пк).

3. *Особенности двумерного распределения вспыхивающих звезд.* Поверхностное распределение вспыхивающих звезд в Плеядах -  $s(R)$  было построено в работе [18]. Здесь мы оценим некоторые характеристики этой зависимости.

Изменение плотности двумерного распределения вспыхивающих звезд в проекции на небесную сферу в зависимости от расстояния от центра скопления показано на рис.1 (тонкая линия).

Значения функции  $s(R)$  построены путем подсчета числа звезд в концентрических кольцевых зонах вокруг центра скопления между радиусами  $R_1$  и  $R_2$ , шириной кольца  $R_2 - R_1 = 0.3$  пк, после чего внутренние и внешние границы колец смещались с шагом 0.01 пк (начиная с  $R_1 = 0$  пк до  $R_2 = 7.0$  пк). За расстояние каждого кольца от центра скопления принималось то значение  $R$ , которое разделяло его на две равные по площади части. Вероятные ошибки определены применением формулы  $s(R)/\sqrt{n}$  [10] и показаны на рис.1 (вертикальные отрезки).

Хорошо видна область ДВЗ в слое  $2.8 \text{ пк} \leq R \leq 3.5 \text{ пк}$ . Назовем "мощностью" ДВЗ величину

$$Q_{SD} = \left( 1 - \frac{2 \int_{R_1}^{R_2} s(R) dR}{[s(R_2) + s(R_1)](R_2 - R_1)} \right) 100 \% = 33 \% , \quad (1)$$

где  $Q_{SD}$  (нижний индекс  $SD$  означает *surface deficite*) - доля дефицита звезд в процентах.

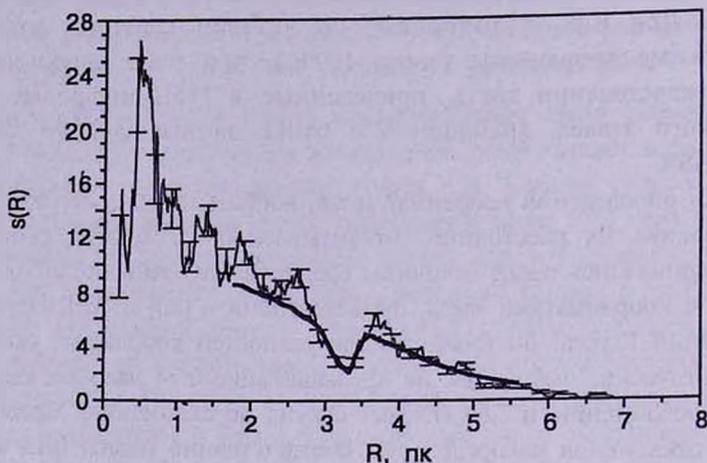


Рис.1. Зависимость плотности двумерного распределения  $s(R)$  вспышкающих звезд от расстояния, отсчитываемого от центра скопления - тонкая линия, и интегрированный профиль поверхностной плотности - жирная линия. Вероятные ошибки представлены вертикальными отрезками.

Для оценки характерной ширины области дефицита, соответствующей данной ее мощности, аналогично спектральным линиям поглощения, введем понятие "эквивалентной ширины", посредством выражения

$$W_{SD} = (R_2 - R_1) - \frac{2 \int_{R_1}^{R_2} s(R) dR}{s(R_2) + s(R_1)} = 0.26 \text{ пк.} \quad (2)$$

Из рис.1 (тонкая линия) видно, что построенная на основе наблюдательного материала  $s(R)$  подвержена значительным флуктуациям. Чтобы избежать применения каких-либо методов усреднения этой кривой, вместо обычной "поверхностной" плотности  $s(R)$ , используем некую "сглаженную" характеристику, введя ее посредством выражений:

$$s_{int} \left( + \frac{R}{2} \right) = 2 \frac{\int_R^{R+R} s(x) x dx}{(R+R)^2 - R^2}, \quad s_{int} \left( - \frac{R}{2} \right) = 2 \frac{\int_{R-R}^R s(x) x dx}{R^2 - (R-R)^2}. \quad (3)$$

Эти величины (нижний индекс *int* означает *integral*) отсчитываются от значения радиуса  $R = R_*$ , соответствующего минимальному значению поверхностной плотности распределения звезд  $s(R_*) \equiv \min s(R)$  в области ДВЗ, и описывают ход средней плотности в кольцах "конечной" ширины

по обе стороны от центра области ДВЗ ( $R = R_*$ ) - до центра скопления ( $R = 0$ ) и до края скопления ( $R = R_0$ ), соответственно. Они менее подвержены статистическим флуктуациям и определяются более надежно, чем исходная функция  $s(R)$  (см. рис.1, жирная линия).

Вычисляя аналогично (1) и (2) характеристики области ДВЗ, для величины  $S_{int}$  получаем значения

$$Q_{S_{int}D} = 27\%, \quad W_{S_{int}D} = 0.22 \text{ пк.} \quad (4)$$

Сравнивая величины (4) с соответствующими величинами (1) и (2), видим, что их значения чуть уменьшились вследствие учета "интегральных свойств" непосредственной окрестности области ДВЗ.

4. *Одномерная проекция распределения звезд.* Задача определения сферически-симметричной пространственной плотности звезд в шаровых и рассеянных скоплениях на основе распределения, наблюдаемого в проекции на небесную сферу, анализирована достаточно хорошо (см., например, [24], глава 8). Вначале Цейпелем [25] было получено решение соответствующего интегрального уравнения Абеля, позднее Цейпель и Линдгрэн [26] нашли более простой путь его решения. Введение же Пламмером [27] в рассмотрение функции распределения звезд в одномерной проекции на произвольно взятую координатную ось, проходящую через центр скопления, позволило, вместо решения уравнения Абеля, свести задачу определения пространственной плотности звезд лишь к непосредственному дифференцированию этой нововведенной функции.

В.А.Амбарцумяном [28] было показано, что посредством введения такого типа одномерной проекции пространственного распределения звезд можно сразу определить гравитационную энергию сферически-симметричного звездного скопления, минуя задачу определения самой пространственной плотности звезд. Это позволило, наряду с "богатыми" скоплениями, одинаково эффективно исследовать также "бедные" скопления, что было недостижимо для методов, требующих предварительного знания истинной пространственной плотности звезд. Процедура определения одномерной проекции распределения звезд была улучшена М.А.Мнацаканяном [29]. Он использовал факт произвольности азимута выбранной оси проектирования для аналитического усреднения одномерной плотности по всевозможным направлениям, что еще более повысило эффективность определения статистических характеристик "бедных" скоплений.

Для определения пространственной плотности звезд в скоплениях, наряду с аналитическими, были развиты также более простые численные методы, которые позволяли обходиться лишь прямыми подсчетами звезд, сводя решение задачи к рекуррентным вычислениям (см., например, [24]). Численные методы, в отличие от аналитических, при разбиении

исследуемого статистического ансамбля на дискретные пространственные участки, хотя остаются точными, но позволяют определить лишь усредненные характеристики по данному участку. Поэтому их применение для анализа бедных скоплений затруднено. Таким образом, для решения задачи определения пространственной плотности вспыхвающих звезд в Плеядах, целесообразно использовать метод одномерной проекции распределения звезд из-за его простоты и пригодности для анализа сравнительно небогатых выборок. Применяя формулы [29]

$$\varphi(R) = \frac{1}{2} F'(R), \quad F(R) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \sum_{R_i > R} \arccos \frac{R}{R_i}, \quad (5)$$

где  $\varphi(R)$  - усредненная по всем азимутам одномерная проекция распределения поверхностной плотности звезд на небесной сфере на ось, проходящую через центр скопления,  $R_i$  - расстояние  $i$ -ой звезды,

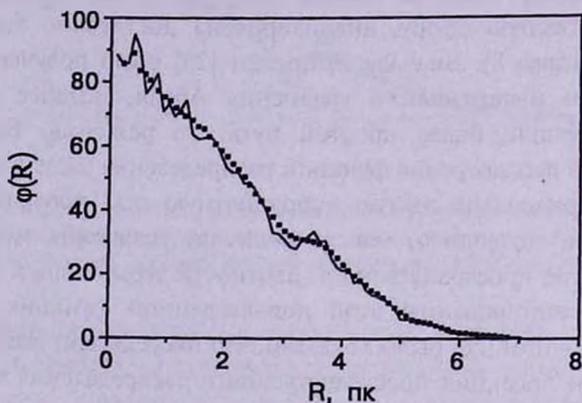


Рис.2. Зависимость одномерной плотности распределения  $\varphi(R)$  от расстояния, отсчитываемого от центра скопления, полученная по формуле (5), - тонкая линия, и восстановленная через решение обратной задачи (13) с использованием усредненной кривой  $N(R)$  - квадраты.

отсчитываемое от центра скопления в двумерной проекции на небесную сферу, получаем кривую, приведенную на рис.2 (сплошная линия). Учитывая, что

$$\varphi(R) = 2\pi \int_R^{R_0} n(x) x dx, \quad (6)$$

где  $n(x)$  - пространственная плотность на расстоянии  $x$  от центра скопления, для пространственной плотности имеем

$$n(R) = -\frac{\varphi'(R)}{2\pi R}. \quad (7)$$

Из выражения (7) видно, что одномерная проекция распределения плотности звезд не может быть возрастающей функцией ни в одном участке скопления. На рис.2 видно обратное, что в области ДВЗ

$2.8 \text{ пк} \leq R \leq 3.5 \text{ пк}$  ход этой функции существенно искажен, по всей кривой имеют место также резкие флуктуации. Причиной могут быть как недостаточность статистического материала, так и отклонение распределения звезд от сферической симметрии и т.д.. Прямое применение различных процедур фильтрации или усреднения зависимости, приведенной на рис.2, затруднено из-за неопределенности выбора сколь-нибудь объективных критериев, вытекающих из реальной физической картины. Поэтому ниже мы рассмотрим иной путь - более надежного определения  $\varphi(R)$ . Хорошо известно, что при переходе к интегральной функции распределения -  $N(R)$  (выражающей число звезд в окружности радиусом  $R$  в проекции на небесную сферу) относительная статистическая ошибка значительно уменьшается, следовательно, она более устойчива к усредняющим процедурам. Целесообразно попытаться построить одномерную проекцию распределения плотности звезд, используя при этом лишь интегральную функцию распределения  $N(R)$ . Математически это сводится к решению обратной задачи численного построения одномерной проекции поверхностного распределения звезд на небесной сфере по усредненной величине его интегральной функции распределения.

Займемся выводом уравнения, связывающим одномерную проекцию -  $\varphi(R)$  с интегральной функцией распределения  $N(R)$ . Последняя, как известно, выражается через поверхностную плотность  $s(x)$

$$N(R) = 2\pi \int_0^R s(x) x dx. \quad (8)$$

Функция  $s(x)$ , в свою очередь, выражается через пространственную плотность  $n(R)$

$$s(x) = 2 \int_x^{R_0} n(R) \frac{R}{\sqrt{R^2 - x^2}} dR, \quad (9)$$

или с учетом формулы (7)

$$s(x) = -\frac{1}{\pi} \int_x^{R_0} \frac{d\varphi(R)}{\sqrt{R^2 - x^2}}. \quad (10)$$

Комбинируя формулы (10) и (8), имеем

$$N(R) = -2 \int_0^R x dx \int_x^{R_0} \frac{d\varphi(R')}{\sqrt{R'^2 - x^2}}, \quad (11)$$

или, меняя порядок интегрирования,

$$\frac{N(R)}{2} = \int_0^{R_0} \varphi(x) dx - \int_R^{R_0} \frac{\varphi(x)}{\sqrt{x^2 - R^2}} x dx. \quad (12)$$

При получении (12) учтено также условие для границы скопления  $\varphi(R_0) \equiv 0$ .

Путем замены переменной уравнению (12) можно придать вид

$$\int_0^{\tau} \frac{u(z)}{\sqrt{\tau-z}} dz = M(\tau), \quad (13)$$

где приняты следующие обозначения:

$$\tau = R_0^2 - R^2, \quad M(\tau) = N(R_0) - N(\sqrt{R_0^2 - \tau}), \quad z = R_0^2 - x^2, \quad u(z) = \varphi(\sqrt{R_0^2 - z}). \quad (14)$$

Решение уравнения Абеля (13) дает возможность восстановить искомое одномерное распределение. Функция  $N(R)$  легко строится с помощью прямых подсчетов (рис.3 - пунктир), после чего усредняется (рис.3 - сплошная линия).

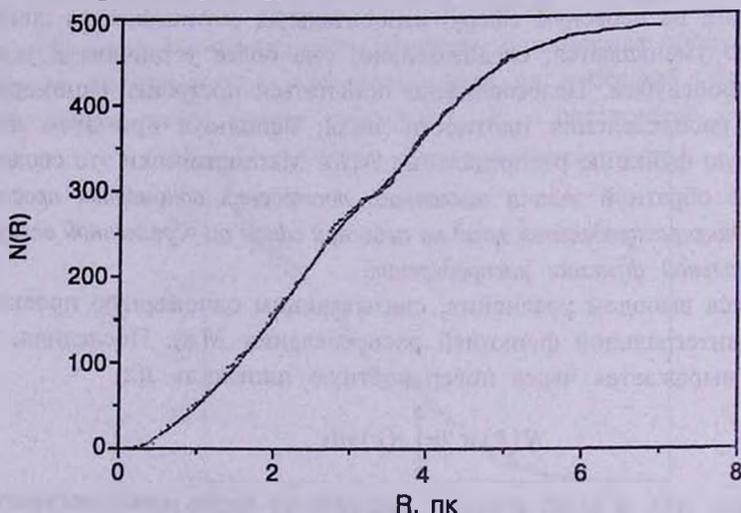


Рис.3. Интегральная функция поверхностной плотности  $N(R)$ , определенная прямыми подсчетами - пунктир, и ее усреднение - сплошная линия.

С учетом (14) легко строится функция  $M(\tau)$ , а затем решается уравнение (13) путем дискретизации

$$\sum_{k=1}^m \int_{(k-1)\Delta\tau}^{k\Delta\tau} u(z) \frac{dz}{\sqrt{\tau-z}} = \sum_{k=1}^m u(\xi_k) \int_{(k-1)\Delta\tau}^{k\Delta\tau} \frac{dz}{\sqrt{\tau-z}}. \quad (15)$$

В результате задача сводится к решению системы алгебраических уравнений с треугольной матрицей

$$M_j = \sum_{k=1}^j A_{jk} u_k, \quad (16)$$

где  $A_{jk} = 2\sqrt{\Delta\tau} (\sqrt{j-k+1} - \sqrt{j-k})$ ,  $u_k \equiv u(\xi_k)$ ,  $M_j \equiv M(\tau_j)$ .

Вычисленная функция  $\varphi(R)$  изображена на рис.2 (квадраты). Отчетливо видно плато на участке [2.8; 3.6] пк, где раньше наблюдались флуктуации (рис.2 - сплошная линия). Для проверки устойчивости и однозначности полученного численного решения, вообще говоря, некорректной задачи (13),

были проведены также дополнительные вычисления. Бралась два "крайние" и упрощенные приближения  $u_0(z)$  к функции  $u(z)$ , первое соответствовало  $\varphi_0(x)$ , вовсе не имеющей плато (рис.4 - прямая линия), второе - имеющей горизонтальное плато и две наклонные прямые (рис.4 - ломаная линия), исходящие от него. Вычислялись поправки  $\Delta u$  к исходным приближениям  $u_0(z)$  посредством уравнения

$$\int_0^{\tau} \frac{\Delta u(z)}{\sqrt{\tau-z}} dz = \Delta M(\tau) \quad (17)$$

и восстанавливалось решение исходного уравнения с помощью этой поправки:  $u(\tau) = u_0(\tau) + \Delta u(\tau)$ .

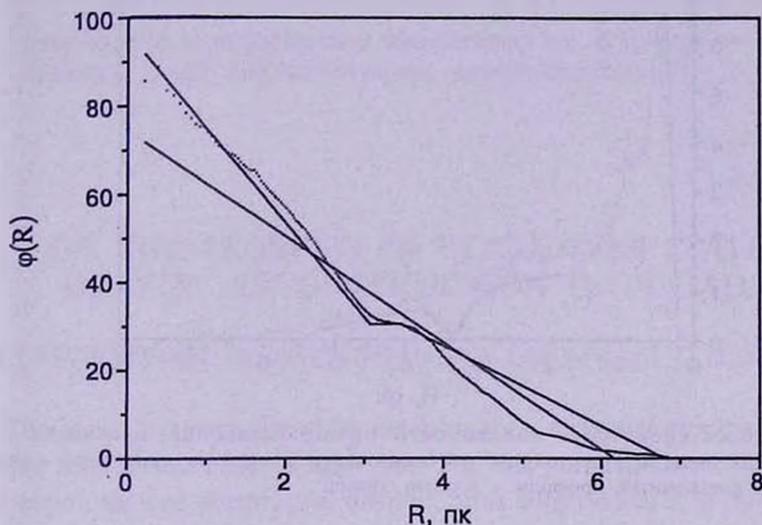


Рис.4. Исходные линейные приближения для вычисления функции  $\varphi(R)$ , заданные в виде прямой и ломаной - сплошные линии, сама функция - пунктир.

При этом  $\Delta M(\tau) = M(\tau) - M_0(\tau)$ , где  $M_0(\tau)$  правая часть уравнения (13), соответствующая значению исходного приближения  $u_0(\tau)$ . В обоих крайних случаях получилась  $\varphi(x)$ , приведенная на рис.4 (пунктир), с точностью до одной тысячной.

**5. Восстановление характеристик пространственного распределения.** После более или менее надежного определения одномерной проекции нетрудно перейти к исследованию истинной - пространственной плотности  $n(R)$  вспыхвающих звезд в Плеядах. Через функцию  $\varphi(R)$  она находится по формуле (7) и имеет форму, изображенную на рис.5 (тонкая линия). Однако, как известно, процедура численного дифференцирования эмпирической кривой, вообще говоря, некорректна. Поэтому так же, как и в разделе 3 (ср. формулы (3)), целесообразно ввести также сглаженные характеристики

$$n_{int}\left(+\frac{R}{2}\right) = 3 \frac{\int_{R_0}^{R_0+R} n(x)x^2 dx}{(R_0+R)^3 - R_0^3}, \quad n_{int}\left(-\frac{R}{2}\right) = 3 \frac{\int_{R_0-R}^{R_0} n(x)x^2 dx}{R_0^3 - (R_0-R)^3}. \quad (18)$$

Распределение, соответствующее формулам (18), показано на рис.5 (жирная линия).

Для кривых рис.5 оценивались характеристики  $Q_D$ ,  $W_D$  и  $Q_{Dint}$ ,  $W_{Dint}$ . Соответственно были получены значения:  $Q_D = 47\%$ ,  $W_D = 0.56$  пк,  $Q_{Dint} = 36\%$ ,  $W_{Dint} = 0.37$  пк.

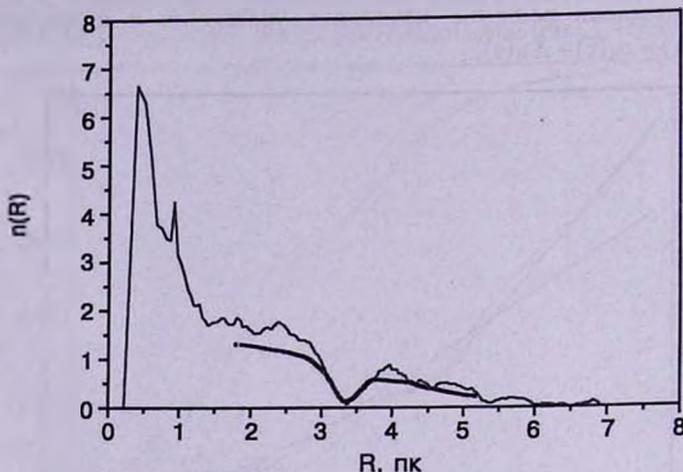


Рис.5. Восстановленная зависимость пространственной плотности  $n(R)$  вспыхивающих звезд от расстояния, отсчитываемого от центра скопления — тонкая линия, и ее сглаженный профиль — жирная линия.

Сравнение оценок восстановленных пространственных параметров с наблюдаемыми в проекции на небесную сферу, как и ожидается, указывает на увеличение доли ДВЗ, при этом:  $Q_D/Q_{SD} = 1.4$ ,  $W_D/W_{SD} = 2.2$ ,  $Q_{Dint}/Q_{SDint} = 1.3$ ,  $W_{Dint}/W_{SDint} = 1.7$  соответственно. Рассмотрение оценок, отмеченных индексами *int*, в возможных моделях интерпретации наблюдений удобнее тем, что они менее подвержены влиянию различных искажающих факторов, чем сами  $n(R)$  и соответствующие величины без отметки *int*.

**6. Заключение.** Таким образом, мы показали, что для более надежного определения одномерного распределения вспыхивающих звезд по известной из наблюдений функции  $N(R)$  необходимо решить уравнение Абеля. После определения построен ход пространственного распределения вспыхивающих звезд, отсчитываемый от центра скопления. В этом пространственном распределении выявлен сферический слой ДВЗ шириной 0.5 пк (между радиусами  $2.8 \text{ пк} \leq R \leq 3.5 \text{ пк}$ ) и оценены характерные параметры области этого дефицита: "мощность" —  $Q_D = 47\%$  ( $Q_{Dint} = 36\%$ ) и соот-

ветствующая ей "эквивалентная ширина" -  $W_D = 0.56$  пк ( $W_{D_{int}} = 0.37$  пк).

Вопросы возможных физических причин возникновения выявленной эмпирической зависимости (рис.5), а также анализ возможного влияния некоторых факторов селекции и теоретическая интерпретация оцененных характеристик ДВЗ требуют специального рассмотрения.

Авторы выражают искреннюю признательность профессору Н.Б.Ентибаряну за многочисленные ценные обсуждения в ходе выполнения работы, а также за консультацию по интегральным уравнениям. Мы весьма благодарны также рецензенту статьи, замечания которого существенно улучшили представленную работу.

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

## ON THE PROBLEM OF FLARE STAR SPATIAL DENSITY RECONSTRUCTION IN PLEIADES

H.S.CHAVUSHIAN, H.V.PIKICHIAN, A.V.OSKANIAN, G.H.BROUTIAN

The paper is concerned to the determination of spatial density distribution of flare stars in the Pleiades aggregate. For this purpose from observed plane distribution the one dimensional distribution is constructed. It is shown that for reliable construction of the last one it is necessary to solve the Abel's equation. On its basis the dependence of real space density distribution of flare stars on the distance from cluster's center is determined. A spherical layer of deficit of flare stars with 0.5 pc width is revealed ( $2.8 \text{ pc} \leq R \leq 3.5 \text{ pc}$ ). Characteristic profile of spatial density of flare stars in the area of deficit is reconstructed. Characteristics of that area are presented.

Key words: *stars:flare - stars:spatial density*

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, в сб.: "Звезды, туманности, галактики", под ред. Л.В.Мирзояна, Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1969, с.283.
2. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсаян, О.С.Чавушян, Л.К.Ерастова, Астрофизика, 6, 7, 1970.

3. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян, О.С.Чавушян, Л.К.Ерастова, *Астрофизика*, 7, 319, 1971.
4. В.А.Амбарцумян, *Астрофизика*, 14, 367, 1978.
5. Г.А.Арутюнян, *Астрофизика*, 21, 163, 1984.
6. М.А.Мнацаканян, *Астрофизика*, 24, 621, 1986.
7. А.А.Акопян, *Астрофизика*, 46, 75, 2003.
8. Л.В.Мирзоян, М.А.Мнацаканян, *IBVS*, 528, 1, 1971.
9. Л.В.Мирзоян, М.А.Мнацаканян, *IBVS*, 604, 1, 1971.
10. Р.Н.Холопов, *IBVS*, 566, 1, 1971.
11. П.Н.Холопов, *Астрон. ж.*, 48, 529, 1971.
12. П.Н.Холопов, *Астрон. ж.*, 51, 116, 1979.
13. Л.В.Мирзоян, М.А.Мнацаканян, Г.Б.Оганян, в сб.: "Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига-Аро", под ред. Л.В.Мирзояна, Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1980, с.113.
14. О.С.Чавушян, А.В.Осканян, Г.А.Брутян, *Астрофизика*, 42, 537, 1999.
15. G.Haro, E.Chavira, G.Gonzalez, *Boll. Inst. Tonantzintla*, 3, 3, 1982.
16. О.С.Чавушян, в сб.: "Вспыхивающие звезды и родственные объекты", под ред. Л.В.Мирзояна, Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1986, с.125.
17. H.S.Chavushian, G.H.Broutian, *IAU Symposium №137, Flare Stars in Star Clusters, Associations and the Solar Vicinity*, eds. L.V.Mirzoyan, B.R.Pettersen, M.K.Tsvetkov, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 1990, p.63.
18. О.С.Чавушян, Г.А.Брутян, А.В.Осканян, *Астрофизика*, 42, 351, 1999.
19. О.С.Чавушян, *Исследование вспыхивающих звезд в области агрегата Плеяды*, канд. дисс., Ереван, 1979.
20. E.Hertzprung, C.Sanders, C.J.Kooreman, *Ann. Van De Sterrewacht te Leiden, Deel XIX, Eerste Stuk, A*, 5, 1947.
21. V.F.Jones, *Astron. J.*, 86, 290, 1981.
22. А.Л.Мирзоян, *Астрофизика*, 19, 588, 1983.
23. J.Stauffer, A.Klemola, C.Prosser, R.Probst, *Astron. J.*, 101, 980, 1991.
24. П.Н.Холопов, "Звездные скопления", Наука, М., 1981.
25. H. von Zeipel, *Ann. Paris Observ. Mem.*, 25, p. F1-F101, 1908.
26. H. von Zeipel, J.Lindgren, *Kungl. Svenska Vetenskapsakademiens Handlingar*, 61, №15, 1921.
27. H.C.Plummer, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 71, 460, 1911.
28. В.А.Амбарцумян, *Докл. АН СССР*, 24, 875, 1939.
29. М.А.Мнацаканян, *ДАН Арм ССР*, 49, 33, 1969.

УДК: 524.31.084

GRAVITATIONAL RADIATION FROM PULSATING  
MAGNETIC WHITE DWARFSM.BENACQUISTA<sup>1</sup>, D.M.SEDRAKIAN<sup>2</sup>, M.V.HAIRAPETYAN<sup>2</sup>,  
K.M.SHAHABASYAN<sup>2</sup>, A.A.SADOYAN<sup>2</sup>

Received 18 February 2004

Rotating white dwarfs undergoing quasi-radial oscillations can emit gravitational radiation in a frequency range from 0.1-0.3 Hz. Assuming that the energy source for the gravitational radiation comes from the oblateness of the white dwarf induced by the rotation, the strain amplitude is found to be  $10^{-25}$  for a white dwarf at  $\sim 50$  pc. We had calculated thermal energy losses through magneto-hydrodynamic mechanism and found it smaller than estimated before. The galactic population of these sources is estimated to be  $10^7$  and may produce a confusion-limited foreground for proposed advanced detectors in the frequency band between space-based and ground-based interferometers. Nearby oscillating white dwarfs may provide a clear enough signal to investigate white dwarf interiors through gravitational wave astroseismology.

*Key words: (stars:)white dwarfs:gravitational radiation*

1. *Introduction.* There are a number of gravitational radiation detectors, planned, under construction and operational covering a wide frequency spectrum from  $\sim 10^{-9}$  Hz all the way up to  $\sim 10^4$  Hz. Expected sources of gravitational radiation include numerous astrophysical sources such as compact binaries, supermassive black holes, and binary coalescence. In addition, there is an expected cosmological background of gravitational radiation arising from the very earliest times of the universe. The coverage of the spectrum is not complete and the gap between space-based interferometers (such as LISA) and ground-based interferometers (such as LIGO and VIRGO) has been proposed as a possible "clean window", devoid of continuous foreground sources, through which the cosmological background of gravitational radiation could be seen [1]. Most binary white dwarf systems will coalesce before their gravitational wave frequency rises above 0.1 Hz, while more massive binaries such as double neutron star or black hole binaries will be sweeping through this band on the way to their eventual coalescence in the ground-based frequency band. As it was mentioned in [2] magnetized rotating white dwarfs undergoing quasi-radial oscillations will emit gravitational radiation in frequency band above 0.1 Hz. In that paper the fraction of energy gone to gravitational radiation was estimated requiring that the largest Doppler broadening of spectral lines due to pulsations be less than thermal Doppler broadening, mentioning that it would be difficult to find exact values because of dearth in observational data. Here

we will give another approach: we estimate energy dissipation and compare power losses with gravitational radiation energy. We assume that deformation energy of white dwarf will dissipate through two mechanisms: a) Joule losses: energy losses coming from motion of plasma in magnetic field and b) viscous friction of matter during self-similar oscillations of white dwarfs. Viscous friction will be zero because during self-similar oscillations there is no relative motion of matter. Magneto-hydrodynamic losses are calculated for different configurations of white dwarfs. For all considered configurations energy losses are much smaller than estimated before in [2]. So the gravitational wave amplitudes and gravitational wave fluxes from rotating and oscillating white dwarfs now are reconsidered. These sources will be essentially monochromatic and long-lived. Given the number of white dwarfs in the galaxy, it is quite possible that this population will produce a confusion-limited foreground of sources in this frequency band that will mask the cosmological background. In section 2 quasiradial oscillations of white dwarf will be considered, expressions for gravitational radiation power and gravitational wave amplitude will be obtained. In section 3 thermal losses are considered. In section 4 deformation energy of spin-down white dwarf is suggested as the source of energy for oscillations and from energy balance equation expression for relative amplitude of oscillations was obtained. The results of numerical calculations are presented in section 5 with the emphasis on the strain amplitudes and fluxes of gravitational waves from a population of white dwarfs. Our conclusions are summarized in section 6.

2. *Quasiradial Oscillations.* Quasiradial oscillations of rotating white dwarfs were investigated in the early 1970's [3,4] where the frequency spectrum of the fundamental oscillation mode for maximally rotating white dwarfs was determined. These stars are oblate due to their rotation and consequently they have a non-zero quadrupole moment. The oscillations add a time dependence to the quadrupole moment [5]. The oscillation is described by assigning each mass element a time dependent coordinate given by  $x_\alpha = x_\alpha^0(1 + \eta \sin \omega t)$  where  $\eta \ll 1$  and is a constant. Thus, the reduced quadrupole moment is given by:

$$Q_{\alpha\beta} = \int \rho \left( x_\alpha x_\beta - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} x^2 \right) d^3 x \approx Q_{\alpha\beta}^0 (1 + 2\eta \sin \omega t), \quad (1)$$

where  $Q_{\alpha\beta}^0$  are the components of the quadrupole moment of the rotating oblate white dwarf in equilibrium and we have neglected terms of order  $\eta^2$ . Taking the axis of rotation to lie along the  $z$ -axis, the non-zero components of the quadrupole moment obey:

$$Q^0 = -Q_{zz}^0 = 2Q_{xx}^0 = 2Q_{yy}^0. \quad (2)$$

The power emitted in gravitational radiation is given by:

$$J = \frac{G}{5c^5} \left| \frac{d^3}{dt^3} Q_{\alpha\beta} \right|^2, \quad (3)$$

and consequently one obtains:

$$J = \frac{6G}{5c^5} \eta^2 \omega^6 |Q^0|^2 \cos^2 \omega t' = J_0 \cos^2 \omega t', \quad (4)$$

where the retarded time is  $t' = t - r/c$  for a source at distance  $r$ . To determine the waveform and the angular distribution of the radiation we rotate to coordinates in which the wave vector lies along the  $z$ -axis and use the transverse-traceless gauge. Consequently,

$$h_+ = \frac{1}{2} (h_{xx} - h_{yy}) = \frac{3GQ^0 \eta \omega^2}{c^4 r} \sin^2 \theta \sin \omega t', \quad (5)$$

$$h_x = h_{xy} = 0, \quad (6)$$

where  $\theta$  is the angle between the wave vector and the axis of rotation of the white dwarf. We can express the strain amplitude in terms of the power by combining (4) with (5) to obtain:

$$h_+ = \sqrt{\frac{15GJ_0}{2c^3}} \frac{1}{r \omega} \sin^2 \theta \sin \omega t' = h_0 \sin^2 \theta \sin \omega t'. \quad (7)$$

If an energy source can be found to drive the pulsations, the rate at which power is put into the vibrations can be combined with the lifetime of the energy source to estimate the strain amplitude from an individual white dwarf and thus from the galactic population as a whole. We discuss a possible mechanism in the section 4. But first we shall calculate energy dissipation.

**3. Thermal losses.** During the self-similar oscillations there will be following dissipative processes in viscous conducting plasma of rotating oblate magnetic white dwarf. These processes can be taken into account by the equation of the heat transfer [6]

$$\rho T \left( \frac{\partial S}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) S \right) = \frac{c^2}{16\pi^2 \sigma_e} (\text{rot } \vec{b})^2 + \frac{\xi}{2} \left( \sigma_y - \frac{2}{3} \delta_y \text{div } \vec{V} \right)^2 + \zeta (\text{div } \vec{V})^2 + \kappa \Delta T. \quad (8)$$

The first term in right hand side is dissipation through Joule thermal losses,  $\sigma_e$  is coefficient of electric conductivity that for white dwarfs equals to  $\sigma_e = 5.34 \cdot 10^{21} \sqrt{1 + \rho_6^{2/3}} / Z$  [7], where  $Z$  is atomic number of matter. Second and third terms are dissipation through viscosity ( $\xi$  and  $\zeta$  are first and second coefficients of viscosity), fourth term is dissipation through thermal conductivity, and

$$\sigma_y = \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \quad (9)$$

is stress tensor. The self-similar oscillations of magnetized plasma could be considered as particular case of the standing magneto-hydrodynamic waves

when  $\lambda \gg R$ , where  $\lambda$  is wavelength,  $R$  - radius of the white dwarf. In this case, according to [8], the amplitude  $b_0$  of the induced magnetic field  $b$  is connected to velocity of oscillating plasma  $V$  by following equation:

$$b_0 = \frac{BV}{c_n}, \quad (10)$$

where  $B$  is the constant magnetic field of white dwarf,  $c_n$  is the normal velocity of magneto-hydrodynamic wave, which is given by [9]

$$c_n = \sqrt{c_s^2 + c_A^2}, \quad (11)$$

where  $c_s = \sqrt{(\partial P/\partial \rho)}$ , is the velocity of sound waves and  $c_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$  is the velocity of Alfvén waves. For the velocity of plasma during self-similar oscillations one can write

$$\vec{V} = \vec{r}_0 \eta \omega \cos \omega t, \quad (12)$$

so the first term of (8), which is the dissipating energy in unit volume in unit time, is equal to:

$$J_1 = \frac{c^2}{32\pi^2 \sigma_e} \frac{\omega^4}{c_n^4} B^2 r_0^2 \eta^2. \quad (13)$$

Finally, the full dissipating energy in unit time equals to

$$J_T = \eta^2 \frac{c^2 \omega^4}{8\pi} B^2 \int_0^R \frac{r^4}{c_n^4 \sigma_e} dr. \quad (14)$$

Let's consider now the second term at right hand side of (8) describing energy losses through viscous friction. For self-similar oscillations the components of plasma velocity in spherical coordinates are:

$$V_r = \dot{r} = \frac{r \eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t}, \quad V_\theta = 0, \quad V_\varphi = \Omega r \sin \theta. \quad (15)$$

For stress tensor we obtain the following components:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= 2 \frac{\partial V_r}{\partial r} = \frac{2\eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t}, \\ \sigma_{\varphi\varphi} &= 2 \left( \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{V_r}{r} + \frac{V_\theta \operatorname{ctg} \theta}{r} \right) = \frac{2\eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t}, \\ \sigma_{\theta\theta} &= 2 \left( \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_r}{r} \right) = \frac{2\eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t}, \\ \sigma_{r\theta} &= \left( \frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{V_\theta}{r} \right) = 0, \\ \sigma_{\theta\varphi} &= \left( \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V_\theta}{\partial \varphi} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\varphi}{\partial \theta} - \frac{V_\varphi \operatorname{ctg} \theta}{r} \right) = 0, \\ \sigma_{\varphi r} &= \left( \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V_r}{\partial \varphi} - \frac{V_\varphi}{r} \right) = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

In spherical coordinates

$$\frac{2}{3} \operatorname{div} \vec{V} = \frac{2}{3} \left( \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 V_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta V_\theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V_\phi}{\partial \phi} \right) = \frac{2\eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t},$$

so one can easily see that  $\sigma_y - \frac{2}{3} \delta_y \operatorname{div} \vec{V} = 0$ . This result is coming from combining rigid rotation with self-similar oscillations: during this kind of oscillations the matter do not have relative motion in the configuration. We neglect the third and forth terms in (8) because they are too small in comparison to the first term.

In order to calculate thermal losses (14), we need to know the radial dependence of conductivity of plasma  $\sigma_e$  and velocity  $c_n$ . For that purpose we integrate stellar configurations using following parametric equation of state for white dwarfs:

$$P = \frac{4}{3} \left( \frac{m_e}{m_n} \right)^4 K_n \left[ x(2x^3 - 3) \sqrt{1+x^2} + 3 \ln \left( x + \sqrt{1+x^2} \right) \right], \quad (17)$$

$$\rho = \frac{32}{3} \left( \frac{m_e}{m_n} \right)^3 \frac{K_n A}{c^2 Z} x^3, \quad (18)$$

here  $K_n = m_n^4 c^5 / 32\pi^2 \hbar^3$ ,  $x = p_e / m_e c$ , where  $p_e$  is Fermi momentum of electron,  $A$  and  $Z$  are atomic mass and number of nuclei. For white dwarfs usually  $A/Z = 2$ , but in the case of full degenerate plasma more accurate formula is [10]

$$\frac{A}{Z} = 2 + 1.255 \cdot 10^{-2} x + 1.755 \cdot 10^{-5} x^2 + 1.376 \cdot 10^{-6} x^3. \quad (19)$$

Here dimensionless parameter  $x$  is varying from  $x_{\text{crit}}$  to  $x = 0.03$  which corresponds to density about  $50 \text{ gr/cm}^3$ .

The results of numerical calculations are discussed in section 5.

**4. Energy Source.** If there is no permanent source of energy to feed the gravitational radiation, the oscillation energy will quickly radiate away in about 1000 years [5]. Since the ultimate source of the gravitational radiation from the white dwarf is the oblateness arising from the rotation, we propose that the deformation energy of the white dwarf provides the energy to drive the oscillations. In this scenario, as the white dwarf spins down, it will transition from oblate to spherical shape. This transition will trigger starquakes, which will feed the oscillations, which drive the gravitational radiation. Thus, we assume that the power fed into the oscillations is equal to rate at which energy is lost in the deformation energy subtracting dissipation energy. We use the technique of [11] to calculate the deformation energy.

From numerical results, the dependence of the mass of the rotating and non-rotating configurations is found to be linear with the baryon number,

so  $M = kN$  and  $M_0 = k_0N$ , where the subscript "0" indicates the non-rotating configuration. The mass difference between the rotating and non-rotating configurations with the same baryon number is a result of the additional energy of rotation  $W_r(\Omega)$  as well as the potential energy due to crustal deformation  $W_g(\Omega)$ , thus:

$$W_g(\Omega) = \Delta Mc^2 - W_r(\Omega), \quad (20)$$

where  $\Omega$  is the angular velocity of the white dwarf,  $I$  is its moment of inertia, and the mass difference in grams is given by

$$\Delta M = (k - k_0)N = 8.96 \cdot 10^{-29} N. \quad (21)$$

The appropriate parameters for maximally rotating white dwarfs were calculated in [11,12]. These parameters are presented in Table 1. To obtain the

Table 1

### STRUCTURAL PARAMETERS OF MAXIMALLY ROTATING WHITE DWARFS

| $\rho_c(6)$ | $N_{(37)}$ | $M / M_\odot$ | $\Omega_{max}$ | $I_{(48)}$ | $Q^0_{(43)}$ | $R_{e(0)}$ | $\Delta Mc^2_{(49)}$ | $W_r_{(49)}$ | $W_g_{(49)}$ | $\omega$ |
|-------------|------------|---------------|----------------|------------|--------------|------------|----------------------|--------------|--------------|----------|
| 2.403       | 0.4997     | 0.5946        | 0.196          | 128        | 20.48        | 10.93      | 4.799                | 0.246        | 4.55         | 0.758    |
| 19.38       | 0.8398     | 0.9993        | 0.476          | 88.6       | 14.27        | 7.342      | 8.066                | 1.00         | 7.06         | 0.794    |
| 157.7       | 1.0695     | 1.2731        | 1.06           | 39.5       | 4.766        | 4.625      | 1.027                | 2.23         | 8.05         | 1.51     |
| 866.1       | 1.134      | 1.3502        | 2.04           | 15.9       | 1.554        | 3.044      | 1.090                | 3.32         | 7.58         | 1.99     |
| 2586        | 1.1261     | 1.3412        | 3.11           | 8.17       | 0.673        | 2.287      | 1.082                | 3.94         | 6.89         | 0.967    |

Comments:

$\rho_c$  is the central density of the configuration in units of  $10^6 \text{ g/cm}^3$ ,  $N$  - baryon number of configuration in units of  $10^{57}$  particles,  $I$  - moment of inertia and  $Q^0$  - quadrupole moment in units of  $10^{48} \text{ g cm}^2$ ,  $R_e$  - equatorial radius in units of  $10^8 \text{ cm}$ .  $\Delta Mc^2$ ,  $W_r$ ,  $W_g$  are given in units of  $10^{49} \text{ erg}$ .

deformation energy for rotation rates less than  $\Omega_{max}$ , we use the fact that the above-mentioned results were obtained using a linear expansion in the small dimensionless parameter  $\beta_0 = \Omega^2 / 8\pi G \rho_c$ , where  $\rho_c$  is the central density. Consequently, we can write:

$$W_g(\Omega) = \left( \frac{\Omega}{\Omega_{max}} \right)^2 W_g(\Omega_{max}). \quad (22)$$

It now remains to determine the time scale  $\tau$ , for a spin-down mechanism so that we can relate the power in gravitational radiation to the decrease in deformation energy by:

$$J_0 = \beta \frac{W_g}{\tau}, \quad (23)$$

$\beta$  is "branching ratio" that quantifies the fraction of deformation energy that goes into gravitational radiation from fundamental mode. For calculating coefficient  $\beta$  we can write the emitted power in gravitational radiation from (4) and energy losses from (14) as:

$$J_0 = U_g \eta^2, \quad (24)$$

$$J_T = U_t \eta^2. \quad (25)$$

The deformation energy released in unit time goes to gravitational radiation and thermal losses:

$$\frac{W_g}{\tau} = U_g \eta^2 + U_t \eta^2, \quad (26)$$

Finally we come out with expression for "branching ratio"

$$\beta = \frac{U_g}{U_g + U_t}, \quad (27)$$

while for amplitude of white dwarf's oscillations we get

$$\eta = \sqrt{\frac{W_g}{U_g + U_t} \frac{1}{\tau}}. \quad (28)$$

Now let's turn to determination of spin-down time  $\tau$ . We assume that white dwarf spins-down due to magneto-dipole radiation torque, which occurs if the magnetic field is oblique [13]. Observational data for 65 isolated white dwarfs indicates the magnetic field strength on the surface of these stars lies in the range  $\sim 3 \cdot 10^4$  to  $\sim 10^9$  G [14]. If we define  $\alpha$  to be the angle between the magnetic and rotation axes, the spin-down rate of the white dwarf is given by:

$$\dot{\Omega} = -\frac{2\mu^2\Omega^3}{3Ic^3} \sin^2\alpha, \quad (29)$$

where  $\mu = BR^3$  is the magnetic moment,  $B$  is the magnetic field strength. Then the characteristic time scale will be:

$$\tau = \frac{\Omega}{2|\dot{\Omega}|}. \quad (30)$$

As one can see, energy radiated through gravitational waves is greater than energy lost on magneto-dipole radiation. Gravitational radiation cannot impact spin-down rate because white dwarf remains axial symmetric during oscillations so gravitational wave would not take angular momentum. In our model there are two sources of energy: rotational energy of the star that is taken by magneto-dipole radiation and deformation energy that is feeding on gravitational radiation and thermal losses.

**5. Strain Amplitudes and Luminosities.** The rotation rates for white dwarfs are difficult to measure since these objects have little or no surface blemishes and gravitational broadening of their spectral lines overwhelms the expected rotational broadening [15]. Fortunately, some magnetic white dwarfs show time variability in their magnetic features, which allows for their rotation rates to be inferred [14,15]. Magnetic white dwarfs are thought to make up roughly 1% of the white dwarf population and isolated magnetic

white dwarfs tend to have an average mass ( $\sim 0.95 M_{\odot}$ ) that is well above that of nonmagnetic white dwarfs ( $\sim 0.57 M_{\odot}$ ). There is evidence that the population of magnetic white dwarfs is bimodal with high mass stars (near the Chandrasekhar limit) having rotational periods between  $\sim 700$  s and several hours [14]. This may be evidence that such objects are the result of double degenerate mergers [14,16], as has been proposed for EUVE J0317-855 [17].

The population of merged magnetic white dwarfs may be the most promising source of gravitational radiation from the mechanism of quasi-radial oscillations. To estimate the expected strain amplitude from both individual sources and the population as a whole, we identify eight candidates from the 65 known isolated magnetic white dwarfs from [14] as those with rotational periods less than one day. The properties of the candidates are listed in Table 2. We estimate the local space density of merged magnetic white dwarfs by taking the local space density of white dwarfs to be  $0.003 \text{ pc}^{-3}$  [18], the fraction of isolated magnetic white dwarfs to be 5.1% [14], and the fraction of isolated magnetic white dwarfs

Table 2

## ISOLATED MAGNETIC WHITE DWARFS

| Name           | $r$ (pc)         | $B$ (MG)         | $P_{\text{rot}}$ (s)     | $M / M_{\odot}$   |
|----------------|------------------|------------------|--------------------------|-------------------|
| PG 1031+234    | 142 <sup>a</sup> | 500 <sup>b</sup> | 12240                    | 0.93 <sup>c</sup> |
| EUVE J0317-855 | 35 <sup>a</sup>  | 450              | 725                      | 1.35              |
| PG 1015+015    | 66 <sup>a</sup>  | 90               | 5940                     | 1.15 <sup>c</sup> |
| Fcige 7        | 49 <sup>a</sup>  | 35               | 7920                     | 0.6               |
| G99-47         | 8 <sup>c</sup>   | 25               | 3600?                    | 0.71              |
| KPD 0253+5052  | 81 <sup>d</sup>  | 17               | 13644                    | ...               |
| PG 1312+098    | ...              | 10               | 19548                    | ...               |
| G217-037       | 11 <sup>c</sup>  | <0.2             | 7200-72000? <sup>d</sup> | 0.89              |

## Comments:

Numbers marked <sup>a</sup> were taken from paper [22], <sup>b</sup> are taken from [23], <sup>c</sup> is taken from [24].  
<sup>b</sup> estimated magnetic field is in the range 500-1000 MG, we took 500 MG for calculations. For G217-037 magnetic field  $B=0.2$  MG and period  $P_{\text{rot}}=7200$  s was taken.

that are remnants of mergers to be 8/65. These results are in a local space density of  $\rho_s = 1.9 \cdot 10^{-5} \text{ pc}^{-3}$ . The expected distance to the nearest source is then found by:

$$r = 2 \left( \frac{3}{4\pi\rho_s} \right)^{1/3} \approx 46 \text{ pc}. \quad (31)$$

Assuming a galactic distribution of white dwarfs to follow the disk population, we assign a density distribution of:

$$\rho = \rho_0 e^{-r/R_0} e^{-z/h} \quad (32)$$

in galacto-centric cylindrical coordinates, with  $R_0 = 2.5$  kpc and  $h = 200$  pc.

Taking the solar location as  $r_s = 8.5 \text{ kpc}$  and  $z_s = 0$ , we obtain  $\rho_0 = 5.5 \cdot 10^{-4} \text{ pc}^{-3}$  and a total number of  $N = 8.6 \cdot 10^6$  in the galaxy.

The expected values of  $U_i$  and  $U_s$ , "branching ratio"  $\beta$ , strain amplitude  $h_0$ , energy flux  $F$ , spin-down time  $\tau$  and relative amplitude of oscillations  $\eta$  for the eight isolated magnetic white dwarfs are presented in Table 3. We start calculations by first determining  $\tau$  from (29) and (30), where we have chosen  $\sin^2 \alpha = 0.5$ . This is a reasonable assumption since a distribution in  $\alpha$  that is either uniform or spiked at  $\alpha = \pi/4$  is supported by observation [19].  $U_s$  is calculated comparing (4) and (24), and  $U_i$  - using (25) and (14). Numerical integration for  $U_i$  is made using equation of state (17) and (18), central density  $\rho_c$  is taken from Table 1 accord to observed mass of configuration from Table 2. The luminosity  $J_0$  is calculated from (23) and used with (31) and (7) to determine the strain amplitude where we have averaged over all orientations. We have used the average mass of  $0.95 M_\odot$ .

Table 3

 STRAIN AMPLITUDES AND ENERGY FLUXES FOR  
 ISOLATED WHITE DWARFS

|                | $U_i$                | $U_s$                | $\beta$ | $h_0$                 | $F$                   | $\tau$ (Gyr)     | $\eta$               |
|----------------|----------------------|----------------------|---------|-----------------------|-----------------------|------------------|----------------------|
| PG 1031+234    | $1.23 \cdot 10^{29}$ | $2.27 \cdot 10^{26}$ | 0.00184 | $2.58 \cdot 10^{-28}$ | $1.13 \cdot 10^{-15}$ | 11.0             | $4.37 \cdot 10^{-2}$ |
| EUVE J0317-855 | $1.61 \cdot 10^{28}$ | $1.58 \cdot 10^{29}$ | 0.90727 | $9.69 \cdot 10^{-26}$ | $6.04 \cdot 10^{-11}$ | 1.7              | $3.84 \cdot 10^{-1}$ |
| PG 1015+015    | $4.34 \cdot 10^{27}$ | $8.80 \cdot 10^{26}$ | 0.16853 | $3.81 \cdot 10^{-28}$ | $1.93 \cdot 10^{-15}$ | 571.9            | $2.91 \cdot 10^{-2}$ |
| Feige 7        | $1.68 \cdot 10^{28}$ | $7.04 \cdot 10^{28}$ | 0.80759 | $1.47 \cdot 10^{-26}$ | $3.96 \cdot 10^{-13}$ | 125.1            | $4.66 \cdot 10^{-2}$ |
| G99-47         | $8.55 \cdot 10^{27}$ | $1.65 \cdot 10^{30}$ | 0.99484 | $3.45 \cdot 10^{-25}$ | $5.84 \cdot 10^{-12}$ | 50.6             | $3.69 \cdot 10^{-2}$ |
| KPD 0253+5052  | $1.42 \cdot 10^{26}$ | $1.47 \cdot 10^{26}$ | 0.50833 | $2.06 \cdot 10^{-28}$ | $2.33 \cdot 10^{-16}$ | 11852.8          | $2.47 \cdot 10^{-2}$ |
| PG 1312+098    | $4.93 \cdot 10^{25}$ | $3.50 \cdot 10^{25}$ | 0.41490 | $9.38 \cdot 10^{-29}$ | $1.56 \cdot 10^{-17}$ | 70313.8          | $1.31 \cdot 10^{-2}$ |
| G 217-037      | $1.97 \cdot 10^{22}$ | $1.90 \cdot 10^{27}$ | 0.99999 | $8.97 \cdot 10^{-29}$ | $8.19 \cdot 10^{-19}$ | $2.4 \cdot 10^7$ | $4.08 \cdot 10^{-4}$ |

Comments:

$U_i$  and  $U_s$  are given in ergs,  $h_0$  is the amplitude of gravitational wave.

whenever the mass was undetermined. The expected gravitational energy flux  $F$  on earth (in  $\text{ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ) for a population made entirely of each type of white dwarf is also shown in Table 3. The flux  $F$  is calculated using formula

$$F = \frac{4\pi\rho_s h f(h) J_0}{4\pi(3 \cdot 10^{18})^2}, \quad (33)$$

where  $h = 200 \text{ pc}$  and  $f(h) = 6.15$  is calculated using Appendix A of [20]. Finally, we note that a simple average of the strain amplitudes in Table 3 gives  $h_0 = 5.7 \cdot 10^{-26}$  and an average flux of  $F = 8.3 \cdot 10^{-12} \text{ ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ . The flux is spread out over a frequency band of  $\nu_1 = 0.12$  to  $\nu_2 = 0.32 \text{ Hz}$ , and we can estimate an average strain amplitude for the galactic population of pulsating white dwarfs by using the angle and polarization averaged expression of [21] and averaging over the frequency range  $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$  to obtain:

$$h_{0\text{ave}} = \frac{\ln v_2/v_1}{\Delta v} \sqrt{\frac{4GF}{\pi c^3}} \quad (34)$$

which gives  $h_{0\text{ave}} = 7.94 \cdot 10^{-25}$ .

6. *Conclusions.* We have shown that the galactic population of magnetic rotating oblate white dwarfs can produce a background of gravitational radiation in the frequency range of 0.12-0.32 Hz through quasiradial pulsations with average strain amplitude  $h_{0\text{ave}} = 7.94 \cdot 10^{-25}$ . The source of energy to drive these pulsations is found in the deformation energy releases of the white dwarf due to its rotation. This energy can be extracted from the white dwarf as it spins down because of magneto-dipole radiation.

Along with gravitational radiation deformation energy of white dwarf will dissipate through two mechanisms: a) energy losses coming from motion of plasma in magnetic field and b) viscous friction of matter during self-similar oscillations of white dwarfs.

We had proved that viscous friction will be zero. Detailed calculation of thermal losses during self-similar oscillations of conducting magnetized plasma in white dwarfs show that fraction of deformation energy radiated in gravitational waves is larger than dissipated energy.

We have proposed that a population of isolated magnetic white dwarfs, which are the remnants of merged double degenerate binaries, can be source of gravitational radiation. So the average strain amplitudes of gravitational waves from galactic population of white dwarfs are calculated taking into account dissipation processes in stars. It appeared that gravitational wave amplitudes are about 200 times bigger than it was calculated in [2]. These estimates of the signal strength over the frequency band of interest indicate that this population will be comparable in strength to the level of the stochastic cosmological background of gravitational radiation predicted by standard inflationary models.

This work is supported by CRDF awards AP2-3207 and 12006 and NFSAT award PH06702. MB is also supported by NASA Cooperative Agreement NCC5-579. DS is also supported by ISTC grant A-353.

<sup>1</sup> Montana State University-Billings,  
USA, e-mail: benacquista@msubillings.edu

<sup>2</sup> Yerevan State University, Armenia, e-mail: dsdrak@www.physdep.r.am

## ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩИХ МАГНИТНЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

М.БЕНАКВИСТА<sup>1</sup>, Д.М.СЕДРАКЯН<sup>2</sup>, М.В.АЙРАПЕТЯН<sup>2</sup>,  
К.М.ШАХАБАСЯН<sup>2</sup>, А.А.САДОЯН<sup>2</sup>

Вращающиеся белые карлики, претерпевающие квазирадиальные осцилляции, могут излучать гравитационные волны в диапазоне частот 0.1-0.3 Гц. Принято, что источником энергии гравитационного излучения является деформационная энергия белого карлика, обусловленная вращением. Получено, что относительная амплитуда гравитационной волны белого карлика на расстоянии  $\sim 50$  пк равна порядка  $10^{-25}$ . Вычислены также джоулевые потери, обусловленные магнитогидродинамическим механизмом. Показано, что эти потери намного меньше, чем предполагалось в предыдущих работах. Галактическая популяция таких источников порядка  $10^7$ , что может создать фон помех для планируемых усовершенствованных детекторов в диапазоне частот между орбитальными и наземными интерферометрами. Находящиеся поблизости осциллирующие белые карлики могут быть источником достаточно отчетливых гравитационных сигналов для изучения внутреннего строения белых карликов методами гравитационной астросейсмологии.

### REFERENCES

1. *N.Seto, S.Kawamura, T.Nakamura*, Phys. Rev. Lett., **87**, 221103, 2001.
2. *M.Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadayan*, Astrophys. J., **596**, L223-226, 2003.
3. *V.V.Papoyan, D.M.Sedrakian, E.V.Chubaryan*, Astron. Zh., **49**, 750, 1972.
4. *G.G.Haroutyunyan, D.M.Sedrakian, E.V.Chubaryan*, Astron. Zh., **49**, 1216, 1972.
5. *Yu.L.Vartanian, G.S.Hajian*, Astron. Zh., **54**, 1047, 1977.
6. *L.D.Landau, E.M.Lifshic*, "Electrodynamics of Continuous Media", Moscow, N., 1988.
7. *D.M.Sedrakian, A.K.Avetisyan*, Astrofizika, **26**, 491, 1987.
8. *D.M.Sedrakian, A.G.Bagdoev*, Astrofizika, **46**, 87, 2003.
9. *D.M.Sedrakian*, Astrofizika, **31**, 101, 1989.
10. *G.S.Sahakian, E.V.Chubaryan*, Byurakan Astron. Obser. Reports, **34**, 99, 1963.
11. *G.S.Sahakian, D.M.Sedrakian, E.V.Chubarian*, Astrofizika, **8**, 541, 1972.
12. *G.G.Haroutyunian, D.M.Sedrakian, E.V.Chubaryan*, Astrofizika, **7**, 467, 1971.

13. *G.D.Schmidt, S.Vennes, D.T.Wickramasinghe, L.Ferrario*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **328**, 203, 2001.
14. *D.T.Wickramasinghe, L.Ferrario*, Proc. Astron. Soc. Pacific, **112**, 873, 2000.
15. *S.D.Kawaler*, Proc. IAU Symp., **215**, 2003 (astro-ph/0301539).
16. *J.Dupuis, S.Vennes, P.Chayer*, Astrophys. J., **580**, 1091, 2002.
17. *L.Ferrario, S.Vennes, D.T.Wickramasinghe, J.A.Bailey, D.J.Christian*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **292**, 205, 1997.
18. *J.Liebert, C.C.Dahn, D.G.Monet*, Astrophys. J., **332**, 891, 1988.
19. *G.D.Schmidt, J.E.Norsworthy*, Astrophys. J., **366**, 270, 1991.
20. *D.Hils, P.L.Bender, R.F.Webbink*, Astrophys. J., **360**, 75, 1990.
21. *D.H.Douglas, V.G.Braginsky*, in General Relativity: An Einstein Centenary Survey, eds. S.W.Hawking, W.Israel (Cambridge: Cambridge University Press), p.30, 1979.
22. *J.S.Heyl*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **317**, 310, 2000.
23. *J.Liebert, P.Bergeron, J.B.Holberg*, Astron. J., **125**, 348, 2003.
24. *R.A.Downs*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **61**, 569, 1986.

УДК: 524.726

## ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Е. В. ВОЛКОВ

Поступила 5 декабря 2003

Принята к печати 19 мая 2004

Рассмотрены ограничения, накладываемые сдвиговой неустойчивостью на образование гигантских молекулярных облаков в центральных областях спиральных галактик. Полученные критерии проиллюстрированы на примере шести галактик, для которых известны детальные кривые вращения. Сделан вывод о различных механизмах образования молекулярных облаков, действующих в центральной и периферийной областях дисковых галактик.

1. *Введение.* В настоящее время в астрофизике общепризнанным является тот факт, что звездообразование в спиральных галактиках тесно связано с холодными областями с высокой плотностью газа - гигантскими молекулярными облаками (ГМО). Вместе с тем, выводы относительно механизмов, приводящих к образованию подобных объектов, не столь однозначны. Нет единого мнения и по вопросу о времени жизни ГМО, а также по деталям тех процессов, благодаря которым в конечном итоге на месте родительского облака возникают со временем звездные скопления и группы скоплений.

Другой, не менее интересной задачей является разрешение многочисленных вопросов, связанных с радиальным распределением молекулярного газа в дисках различных спиральных галактик. Совершенно очевидна важность понимания закономерностей, приводящих к тому или иному распределению холодного газа вдоль радиуса хотя бы потому, что именно оно и определяет радиальное распределение вновь возникающих звезд в галактиках. В начале 80-х годов наблюдения, проведенные при помощи радиотелескопов с диаметром порядка 10 метров, показали, что у ряда спиральных галактик, в основном позднего типа, наблюдается пик излучения в центральной области и дальнейшее экспоненциальное уменьшение поверхностной плотности молекулярного газа [1-4]. В то же время, у некоторых галактик наблюдался, наоборот, провал в распределении такого газа в центре [5]. Наконец, у других спиральных галактик, помимо центрального, наблюдался еще один пик в распределении молекулярного газа по радиусу на некотором расстоянии от центра [6,7] (следует отметить,

что подобная закономерность характерна и для нашей Галактики - см., например, [8]). В обзорах появились первые классификации галактик по типу наблюдаемого в них распределения молекулярного газа [9].

За последние 20 лет предпринимались многократные попытки объяснить как кольцевое распределение ГМО в Галактике, так и различные распределения молекулярного газа в других галактиках. Среди предлагавшихся механизмов перестройки структуры холодного компонента дисков галактик предлагались: динамическое трение [10,11], вязкость [12-14], одновременное действие динамического трения и вязкости [15,16], исчерпание газа во внутренних областях галактик на образование балджа [2]. Несмотря на интересные результаты, полученные в рамках перечисленных моделей, основной вопрос - о природе наблюдаемого распределения ГМО в спиральных галактиках - остался пока без ответа.

Картина несколько прояснилась (хотя вместе с тем и усложнилась) благодаря новым наблюдениям, проведенным на 45-м радиотелескопе NRO японскими астрофизиками [17,18]. Как совершенно справедливо было подчеркнуто в этих работах, полноценное исследование пространственного распределения молекулярного газа в спиральных галактиках, расположенных вне пределов Местной группы, и построение более-менее надежной классификации, основанной на подобных наблюдениях, невозможно на инструментах с диаметром порядка 10 метров. Дело в том, что они имеют угловое разрешение около  $1'$ , что для расстояний 10 Мпк дает пространственное разрешение примерно 3 кпк. Разрешение же, достигаемое в [17,18], примерно в 4 раза выше, поэтому результаты, полученные в этих работах, по сути, дают нам впервые возможность полноценного анализа распределения холодного газа в дисках спиральных галактик. Что не менее важно, законы пространственного распределения молекулярного газа в галактиках в [17,18] сопоставляются с кривыми вращения этих галактик. Основной вывод, сделанный в [18], состоит в том, что главным фактором, определяющим тот или иной профиль распределения  $H_2$  в спиральных галактиках, является наличие или отсутствие у дисковой галактики бара.

В настоящей работе мы проанализируем некоторые важные ограничения, накладываемые формой кривой вращения спиральной галактики на структуру ГМО и на саму возможность формирования облаков тех или иных масс в различных областях галактики. В конце статьи мы обсудим следствия этих ограничений и результатов упомянутых выше работ на закон распределения молекулярного газа в дисках спиральных галактик.

**2. Влияние сдвиговой неустойчивости на образование ГМО.** Сдвиговая неустойчивость, непосредственно связанная с видом кривой вращения в галактике и возникающая только при наличии дифференциального вращения, заметным образом влияет на возможность существования

ГМО как когерентных структур. Если силы, вызванные наличием дифференциального вращения, на характерных пространственных масштабах порядка размеров облака превосходят гравитационные силы, удерживающие облако как единое целое, то облака таких размеров (и соответствующих масс) не выживают. Это может существенным образом сказаться на спектре масс ГМО и в конечном счете на интенсивности звездообразования.

Условие устойчивости облака по отношению к сдвигу можно записать следующим образом (см., например, [19]):

$$\frac{GM_{cl}}{R^2} > 2\omega R \left[ \omega - \left( \frac{dv}{dr} \right) \right], \quad (1)$$

здесь  $R$  - радиус облака,  $r$  - расстояние от центра галактики до центра облака,  $\omega$  - угловая скорость,  $v$  - линейная скорость вращения на расстоянии  $r$  от центра галактики,  $M_{cl}$  - масса облака. Данный критерий применялся ранее при оценке значимости сдвиговой неустойчивости в спиральных галактиках. Однако следует заметить, что переход к поверхностной плотности межзвездного газа с использованием критерия (1), как это сделано в работе [20], недопустим: поверхностная плотность оперирует с интегральными характеристиками газа вдоль луча зрения независимо от того, облака каких размеров и масс при этом вносят в нее вклад. Критерий же должен применяться к отдельным облакам, а не к межзвездной среде в целом.

Нетрудно видеть, что в предположении о независимости плотности облака  $\rho_{cl}$  от его массы из приведенного выше критерия исчезает радиус облака:

$$\rho_{cl} > \frac{3\omega}{2\pi G} \left[ \omega - \left( \frac{dv}{dr} \right) \right]. \quad (2)$$

В этом случае получается, что облака любой массы (размера), для которых это неравенство выполняется, устойчивы по отношению к галактическому сдвигу. Наблюдательные данные [21-24], однако, говорят о том, что в молекулярных облаках разных масс постоянной является не пространственная плотность, а лучевая концентрация:  $\rho_{cl} R = C$ , где  $C = \text{const}$ . В этом случае получаем следующее ограничение:

$$C > \frac{3\omega R}{2\pi G} \left[ \omega - \left( \frac{dv}{dr} \right) \right], \quad (3)$$

или

$$R < \frac{2\pi GC}{3\omega} \left[ \omega - \left( \frac{dv}{dr} \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

Для оценки значимости полученного ограничения рассмотрим весьма упрощенную кривую вращения галактики, состоящую из двух участков: участка твердотельного вращения, а затем - участка постоянной линейной

скорости вращения ( $v = v_p = \text{const}$ ). Кривые вращения реальных галактик очень схематично могут быть представлены в виде последовательности двух указанных участков. Очевидно, что на первом из них ограничение (4) будет выглядеть так:  $R < \infty$ . Иными словами, на участке твердотельного вращения выживают все облака. Этого, естественно, следовало ожидать, так как на этом участке сдвиг просто отсутствует. Для второго участка получаем неравенство:

$$R < \frac{2\pi GC}{3\omega^2} \quad (5)$$

или

$$R < \frac{2\pi GC r^2}{3v_p^2}. \quad (6)$$

Посмотрим на частном примере к чему приводит выполнение данного неравенства. Пусть при  $R = 50$  пк,  $n_{cl} = 50 \text{ см}^{-3}$  ( $n_{cl}$  - концентрация частиц в облаке). Эти параметры соответствуют массе облака порядка  $10^6 M_\odot$ . Если для скорости вращения принять значение  $v_p = 250 \text{ км/с}$ , то получим ограничение сверху на радиус облака:

$$R < 10 r_1^2 \text{ пк}, \quad (7)$$

где  $r_1$  - расстояние от центра галактики в килопарсеках. Таким образом, в приближении постоянной лучевой концентрации для ГМО на расстоянии в 1 кпк от центра галактики при выбранных значениях параметров под действием галактического сдвига не выживают облака с массой  $M > 3 \cdot 10^4 M_\odot$ . Облака же с массой  $10^6 M_\odot$  - наиболее массивные в ансамбле ГМО - могут существовать только начиная, примерно, с расстояния в 2 кпк. Следует принять во внимание, что найденное ограничение в действительности является еще более строгим, так как гравитационная энергия облака "тратится" еще и на удержание облака как единого целого.

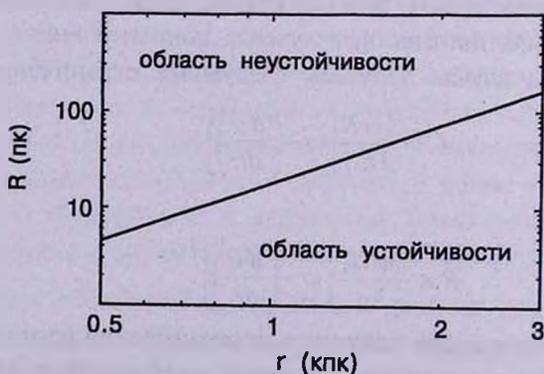


Рис. 1. Зависимость величины предельного радиуса облака от расстояния до центра галактики в предположении постоянной линейной скорости вращения галактики.

Для того, чтобы наглядно продемонстрировать рост максимально возможных с точки зрения устойчивости размера и массы облака с удалением от центра галактики, на рис. 1, 2 представлены графики предельных значений  $R$  и соответствующих им  $M_d$  в зависимости от  $r$ . При этом выбраны следующие значения параметров:  $R = 30$  пк,  $n_d = 100 \text{ см}^{-3}$ ,  $v_p = 250 \text{ км/с}$ . На каждом из графиков области устойчивости расположены под прямой.

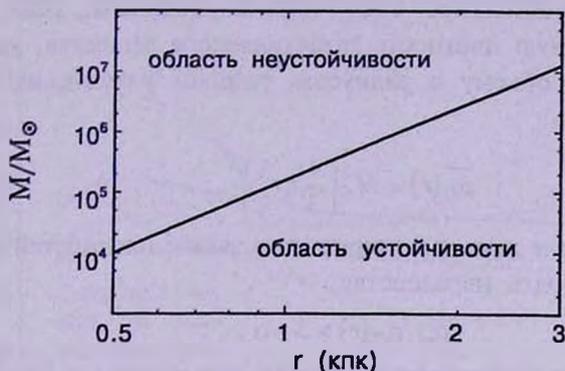


Рис. 2. Зависимость величины предельной массы облака от расстояния до центра галактики в предположении постоянной линейной скорости вращения галактики.

Приведем несколько интересных соотношений, вытекающих из обсуждаемого критерия и позволяющих немного по-иному взглянуть на суть механизма сдвиговой неустойчивости. Воспользуемся для этого исходным соотношением (2). При этом, конечно, будем учитывать то, что плотность молекулярного газа может меняться в зависимости от массы облака. Предположим также, что полная масса галактики возрастает с удалением от центра по закону:

$$M_G \propto r^\alpha. \quad (8)$$

Значению параметра  $\alpha = 3$  соответствует зона твердотельного вращения и не меняющейся с  $r$  плотности галактического вещества  $\rho_G$ , а значению  $\alpha = 1$  - зона постоянной линейной скорости вращения и плотности, убывающей по закону  $r^{-2}$ . Последнее приближенное соотношение позволяет нам получить связь между минимальной плотностью все еще устойчивого облака и линейной скоростью вращения в галактике на расстоянии  $r$  от центра:

$$\rho_{cl} > \frac{3(3 - \alpha) v^2}{4\pi G r^2} \quad (9)$$

или, приводя все к характерным для рассматриваемой задачи величинам,

$$n_{cl} > 10(3 - \alpha) \frac{v_{100}^2}{r^2}, \quad (10)$$

где  $n_d$  - концентрация частиц в облаке,  $v_{100}$  - скорость вращения в единицах 100 км/с,  $r_1$  - расстояние от центра, выраженное в килопарсеках. Из последнего неравенства явно видно, что чем ближе к центру галактики, чем выше скорость вращения и чем сильнее отличие локального закона вращения от твердотельного, тем более жесткие требования неустойчивость накладывает на параметры облака.

Еще одно любопытное соотношение получим, если введем в рассмотрение полную плотность галактического вещества, усредненную по сферическому объему с радиусом, равным расстоянию облака от центра галактики:

$$\overline{\rho_G}(r) = M_G \left( \frac{4}{3} \pi r^3 \right)^{-1}. \quad (11)$$

Тогда отношение двух характеристик в задаче плотностей  $\rho_{cl}$  и  $\overline{\rho_G}(r)$  должно удовлетворять неравенству:

$$\rho_{cl} / \overline{\rho_G}(r) > 3 - \alpha, \quad (12)$$

или, переходя к концентрациям и считая, что частица в ГМО в среднем вдвое тяжелее частицы галактического вещества, получим:

$$2n_{cl} / \overline{n_G}(r) > 3 - \alpha. \quad (13)$$

Еще раз подчеркнем, что в последнем соотношении величина  $n_{cl}$  относится к отдельному облаку, а  $\overline{n_G}(r)$  - характеризует усредненную по объему  $\propto r^3$  концентрацию вещества галактики.

**3. Критерий устойчивости на примере нескольких конкретных галактик.** Неравенства (5)-(7) и (9)-(13), приведенные в предыдущем разделе, используют то или иное предположение относительно вида кривой вращения  $v(r)$ . Вместе с тем, было бы интересно посмотреть, как критерий устойчивости (4) ограничивает параметры ГМО в реальных галактиках, для которых есть данные по кривым вращения, в особенности в центральных областях. В последние годы радионаблюдения позволили построить такие кривые для нескольких десятков относительно близких объектов. Так, например, в [25,26] приведены подробные кривые вращения для 52 спиральных галактик. Авторы этих работ особое внимание обращают на то, что в подавляющем большинстве галактик, которые они проанализировали, кривая вращения резко поднимается уже в самой центральной области галактики (100-500 пк), достигает максимума, а после этого часто имеет либо локальный минимум, либо выходит на плато.

Подобное поведение кривой вращения в области, непосредственно примыкающей к центру галактики, создает весьма благоприятные условия для развития сдвиговой неустойчивости. В качестве примера нами были выбраны 6 объектов (включая и нашу Галактику), для которых были

построены кривые, выделяющие по массе облака области устойчивости в зависимости от расстояния до центра галактики. При этом считалось, что ГМО с массой  $10^6 M_{\odot}$  имеют концентрацию  $30 \text{ см}^{-3}$  и у облаков разных масс постоянна лучевая концентрация. Кривые вращения для выбранных галактик приведены на рис.3, а результаты расчета с использованием критерия (4) - на рис.4.

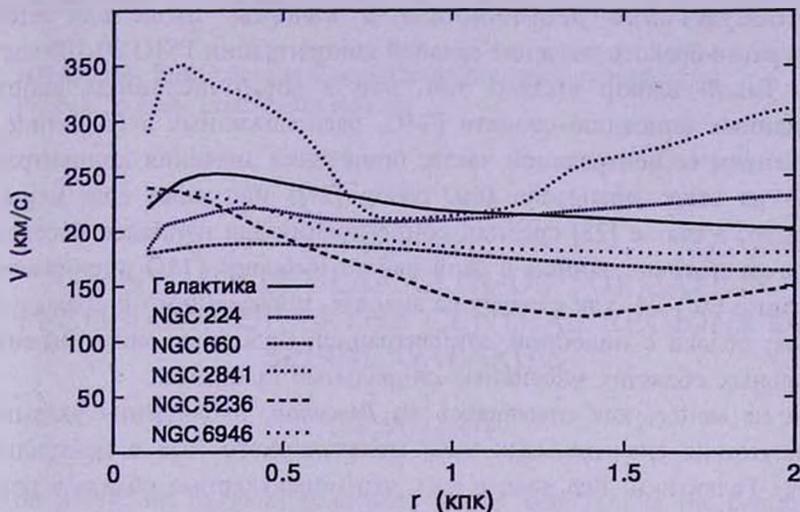


Рис.3. Кривые вращения галактик из используемой выборки по данным работы [26].

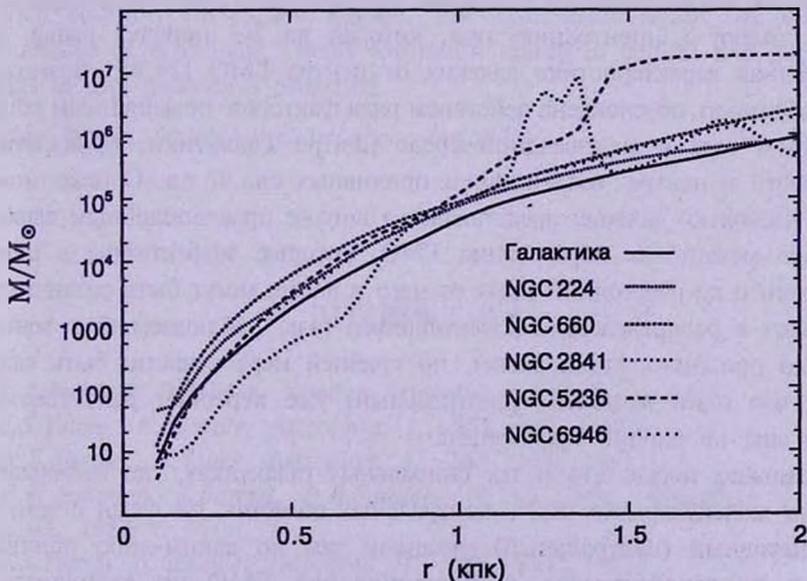


Рис.4. Зависимость величины предельной массы облака от расстояния до центров галактик из используемой выборки.

Мы видим, что для выбранного нами значения концентрации наиболее массивных ГМО, в пределах области с размером в 1 кпк от центра для всех галактик из нашей выборки не могут существовать облака с массами  $10^5 M_{\odot}$  и более, а облака с массами  $10^6 M_{\odot}$  не выживают в области с размером примерно 2 кпк вокруг центра для пяти из шести использованных в качестве примера галактик.

4. *Обсуждение результатов и выводы.* Выше для оценок неоднократно бралось значение средней концентрации ГМО 30-100 частиц в  $\text{см}^3$ . Такой выбор вызван тем, что в многочисленных работах, посвященных описанию свойств ГМО, расположенных в Галактике, за исключением ее центральной части, приводятся значения концентрации именно из этого диапазона (см. обзор [27]) или даже еще меньшие (например, в статье [28] средняя концентрация для наиболее массивных облаков из использованной в этой работе выборки ГМО оценивается в 18 частиц в  $\text{см}^3$ ). И, как следует из анализа, проведенного в предыдущих разделах, облака с подобной концентрацией просто не могут выжить в центральных областях массивных спиральных галактик.

Тем не менее, как отмечалось во *Введении*, наблюдения указывают на присутствие значительных масс молекулярного газа в центральных областях Галактики. Все дело в том, что молекулярные облака в центре Галактики по своим свойствам заметно отличаются от облаков молекулярного газа, расположенных в основном теле Галактики. Главное отличие, на которое мы хотим обратить внимание, заключается в том, что центральные облака имеют концентрацию газа, которая на 2-3 порядка выше, чем аналогичная характеристика далеких от центра ГМО [29,30]. Возможно, эта особенность обусловлена действием ряда факторов: повышенным общим давлением газа в межзвездной среде центра Галактики, проявлением активности в центре, воздействием приливных сил и т.д. Однако можно пойти несколько дальше: представляется вполне правдоподобным вывод о том, что механизмы образования ГМО, которые эффективны в центре Галактики и на расстоянии 2 кпк от него и далее, могут быть различными. И провал в распределении молекулярного газа, наблюдаемый в зоне от 2 кпк до примерно 4 кпк, может, по крайней мере отчасти, быть связан с тем, что один механизм (центральный) уже перестает действовать, а другой еще не вполне эффективен.

Возможно также, что в тех спиральных галактиках, где наблюдается дефицит молекулярного газа в центральных областях, он связан с тем, что альтернативный (центральный) механизм там по каким-либо причинам вообще не задействован, а формирование ГМО по стандартному (характерному для периферийных областей) сценарию подавлено под влиянием сдвиговой неустойчивости. Как бы там ни было, проведенный

анализ позволяет сделать вывод о том, что существование крупномасштабных когерентных структур (ГМО и газо-пылевые комплексы, окруженные оболочкой нейтрального водорода), характерных для нецентральных областей дисков галактик, существенно ограничивается действием сдвиговой неустойчивости в центрах массивных спиральных галактик.

Работа выполнена при частичной финансовой помощи гранта президента РФ по поддержке Ведущих научных школ НШ-1088.2003.2.

НИАИ им. В.В.Соболева Санкт-Петербургского университета,  
Россия, e-mail: evolk@astro.spbu.ru

## GIANT MOLECULAR CLOUDS FORMATION PECULIARITIES IN THE CENTRAL REGIONS OF SPIRAL GALAXIES

E.V.VOLKOV

The limitations on giant molecular clouds formation in the central parts of spiral galaxies induced by the shear instability are considered. The obtained criteria are illustrated on the example of six galaxies for which the detailed rotation curves are known. The conclusion about the different mechanisms of molecular clouds formation acting in central and periphery regions of disk galaxies is proposed.

Key words: *molecular clouds: shear instability*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *L.J.Rickard, P.Palmer*, *Astron. Astrophys.*, **102**, L13, 1981.
2. *J.S.Young, N.Scoville*, *Astrophys. J.*, **258**, 467, 1982.
3. *N.Z.Scoville, J.Young*, *Astrophys. J.*, **265**, 148, 1983.
4. *P.M.Solomon, J.Barrett, D.B.Sanders, R. de Zafra*, *Astrophys. J.*, **266**, L103, 1983.
5. *J.S.Young, N.Scoville*, *Astrophys. J.*, **260**, L41, 1982.
6. *F.Verter*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **57**, 261, 1985.
7. *N.Nakai*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **44**, L27, 1992.

8. *W.B.Burton, M.A.Gordon, T.M.Bania, F.J.Lockman*, *Astrophys. J.*, **202**, 30, 1975.
9. *M.Morris, L.J.Rickard*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **20**, 517, 1982.
10. *В.Г.Сурдин*, *Астрон. циркуляр*, N1113, 3, 1980.
11. *В.М.Липунов*, *Астрон. ж.*, **59**, 286, 1982.
12. *V.Icke*, *Astron. Astrophys.*, **78**, 21, 1979.
13. *В.Г.Горбацкий, В.М.Сербин*, *Астрофизика*, **19**, 79, 1983.
14. *M.Fukunaga*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **35**, 173, 1983.
15. *О.К.Сильченко, В.М.Липунов*, *Астрофизика*, **26**, 363, 1987.
16. *О.К.Сильченко, В.М.Липунов*, *Астрофизика*, **26**, 443, 1987.
17. *K.Nishiyama, N.Nakai*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **53**, 713, 2001.
18. *K.Nishiyama, N.Nakai, N.Kuno*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **53**, 757, 2001.
19. *D.Mihalas, P.M.Routly*, "Galactic Astronomy", Freeman, San Francisco, 1968.
20. *J.D.P.Kenney, J.E.Carlstrom, J.S.Young*, *Astrophys. J.*, **418**, 687, 1993.
21. *R.B.Larson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **194**, 809, 1981.
22. *P.C.Myers*, *Astrophys. J.*, **270**, 105, 1983.
23. *T.Dame, B.G.Elmegreen, R.Cohen, P.Thaddeus*, *Astrophys. J.*, **305**, 892, 1986.
24. *P.M.Solomon, A.R.Rivolo, J.Barrett, A.Yahil*, *Astrophys. J.*, **319**, 730, 1987.
25. *Y.Sofue*, *Astrophys. J.*, **458**, 120, 1996.
26. *Y.Sofue, Y.Tutui, M.Honma et al.*, *Astrophys. J.*, **523**, 136, 1999.
27. *L.Blitz, J.P.Williams*, in "The Origin of Stars and Planetary Systems", Kluwer Academic Publ., 1999, p.3.
28. *P.C.Myers, T.M.Dame, P.Thaddeus et al.*, *Astrophys. J.*, **301**, 398, 1986.
29. *A.Miyazaki, M.Tsuboi*, *Astrophys. J.*, **536**, 357, 2000.
30. *T.Oka, T.Hasegawa, F.Sato et al.*, *Astrophys. J.*, **562**, 348, 2001.

УДК: 524.74

## О ФОРМИРОВАНИИ ФРАКТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ ГАЛАКТИКИ

П.А. ТАРАКАНОВ

Поступила 19 декабря 2003

Принята к печати 4 апреля 2004

Как показывают наблюдения, молекулярные облака в межзвездной среде являются фракталами с размерностью, близкой к 2.35. В работе рассмотрена модель формирования облака из "облачков", выброшенных из звезд. Показано, что движение облачка в межзвездной среде описывается в рамках модели обобщенного броуновского движения и, следовательно, сформировавшееся облако должно иметь фрактальную структуру. Рассмотрена гипотеза, что фрактальная размерность облака полностью определяется законом изменения масс облачков. Обобщенное броуновское движение ансамбля частиц описывается как случайный процесс с зависимым от времени параметром. Рассматривается связь закона роста массы облачка, свойств процесса движения облачков и фрактальной размерности структур, получающихся в результате такого процесса. Показано, что фрактальная размерность формирующихся облаков соответствует "естественному" закону приращения массы при предположении о случайных столкновениях облачков.

1. *Введение.* По современным представлениям, наша Галактика является сложной динамической системой. Она содержит ряд подсистем: звезды, межзвездную среду (МЗС), космические лучи, магнитные поля. Эти подсистемы взаимодействуют друг с другом, оказывая существенное влияние на эволюцию всех компонентов Галактики, причем среди таких взаимодействий особенно важным является взаимодействие звезд и межзвездной среды.

До недавнего времени МЗС изучалась, как правило, без учета ее генетической связи со звездами, причем структура МЗС предполагалась статической, не изменяющейся со временем. Однако, как выяснилось, в рамках таких моделей объяснение формирования структуры МЗС сталкивается с существенными трудностями.

Крупнейшие структурные образования межзвездной среды - гигантские молекулярные облака (ГМО). Они выделяются большой величиной своей массы -  $10^5 + 10^6 M_{\odot}$ . По наблюдениям радиоизлучения молекул (в основном CO) установлено, что ГМО, как правило, вытянуты вдоль плоскости галактического диска, а максимальные размеры их порядка 100 пк [1]. Эти объекты крайне неоднородны и клочковаты, причем имеет место четкая иерархия более плотных и малых сгустков, погруженных в более крупные и разреженные. В Галактике около 5000

облаков с массами, превышающими  $10^5 M_{\odot}$  [2], в них сосредоточена основная доля массы межзвездной среды. Характерное время жизни ГМО оценивается как  $2 \cdot 10^7 + 10^8$  лет [3,4].

До настоящего времени не предложено самосогласованных и соответствующих наблюдениям моделей, объясняющих происхождение гигантских облаков и их наблюдаемые свойства. Все предлагаемые модели не лишены недостатков, причем некоторые наблюдаемые особенности ГМО, в частности, наличие иерархической (фрактальной) структуры, существующими моделями не объясняются.

**2. Фрактальная структура облаков.** Как уже упоминалось выше, межзвездные молекулярные облака обладают крайне неоднородной и клочковатой структурой. С возрастанием разрешающей способности наблюдательной аппаратуры газ также оказывается сильно фрагментированным (см., например, [5]). При дальнейшем увеличении разрешения фрагментация не исчезает и обнаруживается на всех масштабах, больших 400 а.е. [6]. Проследить ее наличие далее не позволяет современная разрешающая способность инструментов. Существенно, что в структурах облаков нет выделенных масштабов, что на данный момент надежно установлено вплоть до масштабов порядка 0.01 пк [7] по размерам и  $10^{-4} M_{\odot}$  по массе [5].

Существуют косвенные данные о наличии более детальной фрагментации. При определении плотности вещества в одной и той же области по наблюдениям в линиях разных молекул результаты различаются более чем на порядок, что не может быть объяснено погрешностью методов наблюдений или определения плотности по ним [8]. Это обстоятельство заставляет предположить существование неразрешенных фрагментов с различной плотностью. Как правило, у всех молекулярных облаков наблюдается сверхтепловое уширение линий. Так, например, у ряда объектов у широких сильных линий молекулы  $^{12}\text{CO } J=1 \rightarrow 0$  наблюдается гауссов профиль, что можно интерпретировать как блендирование отдельных сильных линий с негауссовым профилем от многих фрагментов, движущихся друг относительно друга [8]. В настоящее время считается, что минимальные фрагменты имеют размеры порядка нескольких десятков а.е. [9]. Это предположение косвенно подтверждается данными исследований линии поглощения  $\lambda 21$  см в спектрах пульсаров [10], демонстрирующими наличие в межзвездной среде фрагментации на пространственных масштабах  $5 + 100$  а.е.

Из наблюдений было получено, что фрактальная размерность проекций молекулярных облаков на небесную сферу близка к  $D_2 \approx 1.4$  (см. обзор [9]). Там же отмечается, что даже те молекулярные облака, которые с первого взгляда кажутся не имеющими фрактальной структуры, при

достаточно большом разрешении оказываются фракталами с той же размерностью.

Фрактальная структура характерна не только для межзвездных молекулярных облаков, но и для облаков нейтрального водорода, облаков  $L_{\alpha}$ -леса, а также "обычных" атмосферных облаков и химических систем, в частности, для суспензий и твердых агрегатов [11]. Отметим, что подобные структуры обладают той же пространственной фрактальной размерностью  $D \approx 2.35$ , что и межзвездные облака.

Таким образом, представляется вероятным, что называемые облаками образования различной природы всегда являются фракталами с пространственной размерностью, заключенной в пределах  $2.3 \leq D \leq 2.5$ , что, по-видимому, связано с наличием некоторых общих свойств у таких образований.

Заметим, что сильная неоднородность на больших интервалах масштабов характерна для облачных и облакоподобных структур вообще (молекулярные облака, межгалактические облака, атмосферные облака различных типов и т.п.). В то же время имеется очевидная схожесть внешнего вида всех облаков, несмотря на различный их состав и законы взаимодействия частиц. По-видимому, схожий внешний вид, как и общая фрактальная размерность, определяются некоторой общностью свойств облаков различной природы, которую можно попытаться выделить.

**3. Образование ГМО.** В молекулярных облаках содержится много тяжелых элементов, они образуются из выброшенного звездами вещества, приток которого в межзвездную среду обеспечивается в основном звездным ветром от красных гигантов [12], создающим сравнительно малые облачка. Для того, чтобы из потерянного звездами газа образовалось обычное молекулярное облако, необходимо, чтобы такие облачка от большого количества красных гигантов сблизились на малое расстояние, так как только после сближения возможно взаимодействие выброшенных масс.

Внешние оболочки красных гигантов сильно разрежены, в них существует сильная конвекция, причем размер конвективных ячеек оказывается большим [13]. Вследствие этого звездный ветер красных гигантов существенно неоднороден, вещество выбрасывается в виде отдельных сгустков - "клампов", в отдельных случаях наблюдаемых непосредственно [14]. Темп потери массы типичным красным гигантом составляет порядка  $10^{-4} + 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$  [15], количество вылетающих в год клампов - порядка  $10^1 + 10^2$  [14]. Заметим, что характерные размеры вылетевших клампов составляют десятки а.е., что совпадает с оценкой минимального масштаба фрагментации межзвездной среды.

Время, необходимое для сближения выброшенных газовых масс, составляет  $t \sim 10^7$  лет [16], причем оно приблизительно совпадает со

временем существования ГМО (или даже несколько превосходит его). Перемешивание вещества в получающемся облаке не успевает произойти, поэтому ситуация, когда применимы модели структуризации МЗС, связанные с действием неустойчивостей различных типов, не возникает - время образования квазиравновесной однородной среды, в которой может развиваться неустойчивость, превышает время существования ГМО. Следовательно, гигантские молекулярные облака являются неравновесными системами, а их наблюдаемая структура должна формироваться в процессе формирования облака.

Известно, что одним из основных аргументов против коагуляционных моделей образования ГМО является продолжительность накопления массы облака, превышающая характерное время существования облаков. Однако, поскольку ГМО является неравновесной системой, процессы формирования и разрушения облака могут идти одновременно. Заметим также, что в рамках такого механизма структура ГМО появляется фактически еще до окончательного формирования облака как целого и, следовательно, при формировании структуры облака (особенно мелко-масштабной) коагуляционный механизм может реализовываться в действительности.

Таким образом, межзвездный газ оказывается изначально структурированным. Важнейшим обстоятельством, в силу которого образовавшаяся указанным выше образом фрагментация газа сохраняется, является отсутствие перемешивания облачков - обмена газом между ними практически не происходит. Очевидно, что при малых временах перемешивания иерархичность структуры системы должна была бы сгладиться и она стала бы однородной [11]. Вместе с тем, при сближениях облачка могут объединяться. Поскольку массы элементов малы и относительно друг друга они движутся случайным образом, существенное взаимодействие между ними, по-видимому, возможно только на расстояниях, сравнимых с размерами облачков, и может приводить к агрегации элементов [17].

Для того, чтобы выбрасываемые красными гигантами клампы могли служить "строительным материалом" для образования облаков, требуется, чтобы они не рассеивались в пространстве, не успев встретиться с другими такими же клампами. Вещество, разлетающееся в вакуум, быстро охлаждается, поэтому достаточно корректный расчет динамики этого процесса невозможен без учета молекуляризации вещества клампа, а также, возможно, и образования в нем пыли. Подобный механизм возникновения пылевых частиц (в применении к Солнечной системе) предлагался уже достаточно давно в работе [18], для нас же сейчас существенно, что фазовый переход в расширяющемся в вакуум газе

может привести к практически полной остановке расширения для достаточно заметной доли (до половины) исходной массы расширяющегося клампа [19]. Таким образом, с определенной долей уверенности можно считать, что газовые клампы, выбрасываемые красными гигантами, могут служить материалом для образования межзвездных облаков.

4. *Модель формирования облаков.* Рассмотренные ранее в работе [11] простейшие аналитические модели фрактальных облаков, хотя и имеют достаточно близкую к наблюдаемой фрактальную размерность, не проясняют детали процесса образования облаков. Очевидно, что при образовании облаков путем агрегации газовых клампов возникновение плотных упаковок клампов маловероятно, получающаяся структура должна быть более рыхлой. Это обстоятельство должно приводить к уменьшению фрактальной размерности для феноменологических моделей, однако достаточно точное вычисление фрактальной размерности при использовании только феноменологических моделей невозможно. С другой стороны, также рассмотренные ранее [20] численные модели процесса формирования облаков не позволяют объяснить универсальность фрактальной размерности облачных структур различной природы. Поэтому желательным является построение более детальной аналитической модели.

Известно [21], что структуры, формирующиеся путем агрегации отдельных частиц, являются фрактальными в том случае, если их динамика описывается в рамках представлений об *обобщенном броуновском движении* (другие названия - винеровский процесс, обобщенная марковская цепь).

По определению (см., например, [21]), обобщенным броуновским движением в пространстве  $\mathbb{R}^n$  с показателем Херста  $H$  называется движение частицы, приращение координаты которой зависит от времени специальным образом:

$$\|B_H(t_2) - B_H(t_1)\| \propto \xi |t_2 - t_1|^H, \quad t_2 \geq t_1; \quad \mathbb{R} \xrightarrow{B_H} \mathbb{R}^n, \quad (1)$$

причем это соотношение должно выполняться для любых  $t_1$  и  $t_2$ . Здесь  $\xi$  - нормально распределенная случайная величина,  $\langle \xi \rangle = 0$ . Частным случаем обобщенного броуновского движения при  $H = 1/2$  является обычное броуновское движение.

Легко показать, что обобщенное броуновское движение обладает следующим важным свойством: в случае  $H \neq 1/2$  приращения не являются независимыми, и процесс обладает памятью. В случае  $H > 1/2$  в процессе поддерживается имеющаяся тенденция, а при  $H < 1/2$  тенденция к росту в прошлом означает тенденцию к уменьшению в будущем и наоборот.

Отметим, что время корреляции обобщенного броуновского движения является бесконечно большим. Подобное свойство процесса является необычным для рассматриваемых в большинстве случаев в физике

процессов. Как правило, предполагается, что корреляционное время процесса конечно, любые значения отдельных реализаций процесса в два момента времени  $t_1$  и  $t_2$  при предельном переходе  $|t_2 - t_1| \rightarrow \infty$  обязательно оказываются некоррелированными. Такое предположение является следствием представления о термодинамическом равновесии в системе. Однако системы, описываемые в рамках модели обобщенного броуновского движения, являются существенно неравновесными, поэтому применение равновесных моделей при описании таких структур не является корректным.

Рассмотрим процесс обобщенного броуновского движения с возможностью агрегации элементов при сближении их на достаточно малые расстояния. В результате такого процесса в пространстве  $\mathbb{R}^3$  образуются агрегаты с фрактальной размерностью  $D=3-H$ . Это утверждение не является доказанным строго, но неоднократно проверялось в вычислительных экспериментах (см. обзор [21]). Если движение элементарных облаков в Галактике представимо в рамках модели обобщенного броуновского движения, то можно путем моделирования движения клампа получить значение показателя Херста и оценить таким образом фрактальную размерность получающихся облаков.

Модель, описанная выше, если пренебречь возможностью агрегации элементарных облаков, фактически определяет обычное броуновское движение - полностью случайные блуждания частицы. Единственный неслучайный фактор - асимметрия распределения скоростей звезд - устраняется путем введения соответствующих масштабов для осей координат. Такое движение должно быть хорошо представимо частным случаем модели обобщенного броуновского движения с  $H=1/2$ .

При учете возможной агрегации в процессе появляется память, связанная с накоплением массы элементарным облаком. В таком случае можно ожидать, что движение облака представимо моделью обобщенного броуновского движения с  $H \neq 1/2$ . Поскольку можно полагать, что процесс накопления массы элементарным облаком не сопровождается существенным обратным процессом потери массы (см. выше), то в случае обобщенного броуновского движения элементарных облаков тенденция накопления массы сохраняется и, следовательно, показатель Херста для движения элементарного облака  $H > 1/2$ . В случае обобщенного броуновского движения с  $H > 1/2$  среднее смещение облака от начального положения для любого момента времени оказывается аномально большим по сравнению со случаем обычного броуновского движения, дисперсия приращений координаты облака  $V(t)$  может быть получена из (1):

$$V(t) = \langle (B_H(t) - B_H(0))^2 \rangle \approx \bar{D}|t|, \quad (2)$$

где  $\bar{D}$  - т.н. коэффициент аномальной фрактальной диффузии, являющийся

функцией времени:  $\bar{D} \propto |t|^{2H-1}$ .

Дополнительным аргументом в пользу указанного механизма формирования фрактальной структуры являются также результаты моделирования изображений облаков, проводившиеся несколькими группами исследователей (см., например, [22] и библиографию там же). Выяснилось, что наилучшее сходство модельных изображений с реальными изображениями облаков получается при использовании так называемого "метода случайных сложений", предложенного Фоссом [23]. При использовании этого алгоритма получаются т.н. "броуновские поверхности", которые, как показано в обзоре [21], являются фракталами. Там же показано, что структура, образующаяся в результате обобщенного броуновского движения с агрегацией, является броуновской поверхностью с соответствующей фрактальной размерностью.

Поскольку изображения различных типов облаков хорошо моделируются броуновскими поверхностями, то можно думать, что возникновение фрактальной структуры в облаках любой природы связано с наложением агрегации, обуславливающей эффект памяти процесса, на обычное броуновское движение, которое существует во всех облаках, несмотря на различия в их природе. В таком случае конкретное значение показателя Херста для обобщенного броуновского движения (и, следовательно, фрактальная размерность образующегося облака) определяется исключительно законом изменения массы элементарного облака и не зависит от выбора конкретной физической системы, которая обеспечивает лишь обычное случайное блуждание элементарных облаков.

Недостатком численной модели формирования облака [20] является то, что возможность описания движения элементарного облака в рамках представлений об обобщенном броуновском движении проверяется лишь статистически. Поскольку утверждение о формировании фрактальной структуры с размерностью  $D = 3 - H$  в таком процессе проверено лишь путем численных экспериментов, но строго не доказано, вопрос о свойствах структуры, образующейся в процессе, лишь приближенно описываемом обобщенным броуновским движением, остается открытым. Для того, чтобы использованная в численной модели аппроксимация степенной функцией зависимости координаты облака от времени была оправданной, необходимо убедиться, что она является таковой и в "идеальном" случае.

*5. Аномальная диффузия как универсальный процесс структуризации ГМО.* При рассмотрении всей совокупности "элементарных облачков" "микроскопическое" описание движения непригодно, однако мы можем описывать обобщенное броуновское движение ансамбля частиц как обобщенный процесс диффузии с зависящим от времени коэффициентом - т.е. посредством так называемой аномальной диффузии.

Классическая теория броуновского движения исходит обычно из стохастического уравнения Ланжевена (см., например, монографию [24])

$$\frac{d\bar{p}}{dt} + \Gamma(t)\bar{p} = \bar{F}(t), \quad (3)$$

где  $t$  - время,  $\bar{p}$  - импульс частицы (т.е. облака в нашем случае),  $\bar{F}(t)$  - случайный процесс, описывающий недетерминированную составляющую силы, действующей на частицу ( $\langle \bar{F}(t) \rangle = 0$ ). Член  $\Gamma(t)\bar{p}$  соответствует изменению импульса облачка. Обычно коэффициент  $\Gamma$  считается независимым от времени, в таких случаях результатом решения уравнения Ланжевена является обычное броуновское движение частицы.

В рассматриваемой задаче, поскольку масса облака растет, усиливающееся динамическое трение приводит к уменьшению в среднем скорости движения облака со временем. Однако на начальных стадиях случайного блуждания (с уменьшением средней скорости) более ранние перемещения облака не компенсируются более поздними и вероятность возврата в начальную точку уменьшается. Поэтому облако быстрее удаляется от начальной точки, чем это происходило бы в случае случайного блуждания с постоянной (по величине) скоростью, и следует ожидать, что показатель Херста для такого движения  $H > 1/2$ .

Обсудим конкретный вид зависимости  $\Gamma = \Gamma(t)$ . Представим скорость облака  $\bar{v}(t)$ , также являющуюся случайным процессом, в виде суммы двух слагаемых: детерминированной компоненты скорости  $\bar{u}(t)$  и случайной компоненты  $\bar{w}(t)$ :

$$\bar{v}(t) = \bar{u}(t) + \bar{w}(t). \quad (4)$$

Поскольку  $\Gamma(t)\bar{p}$  - скорость изменения импульса облака, обусловленная детерминированной составляющей силы, действующей на облако, то

$$\Gamma(t) = - \left( \frac{du}{udt} + \frac{dm}{mdt} \right), \quad (5)$$

где  $m(t)$  - масса облака, зависящая от времени,  $u(t)$  - модуль детерминированной компоненты скорости.

Так как облака слипаются только при достаточно малых относительных скоростях (см., например, [25]), то при учете столкновений облака, сопровождающихся изменением его массы, можно считать, что скорости облаков, с которыми происходит слипание, распределены изотропно. При больших относительных скоростях возможно также разрушение облаков, однако учет этого фактора приводит лишь к некоторому увеличению характерного времени формирования структуры [20], но не влияет на получаемую фрактальную размерность.

Предположим для простоты, что расстояние, проходимое облаком между двумя последовательными слипаниями, постоянно. Выбрав в

качестве временного масштаба характерное время  $\tau$  между двумя слипаниями, получаем

$$\int_0^{\tau} \bar{w}(t) dt = 0. \quad (6)$$

Тогда закон роста массы может быть приближенно записан в виде

$$m(t) = m_0 + \alpha \int_0^t u(t') dt' \quad (7)$$

или

$$dm = \alpha u dt, \quad (8)$$

где  $m_0$  - начальная масса облака,  $\alpha$  - некоторая константа.

Запишем закон сохранения энергии для слипающихся облаков, считая, что диссипацией общей кинетической энергии облаков при слипании можно пренебречь. Учет диссипации приводит к неразрешимому аналитически уравнению, в то же время численные эксперименты [25] показывают, что такое приближение можно считать допустимым. Тогда

$$\frac{dm}{m} = -\frac{2 du}{u} \quad (9)$$

и

$$\Gamma(t) = -\frac{v_0^3 \alpha}{2h + 3v_0^3 \alpha t}, \quad (10)$$

где  $v_0$  - начальная скорость облака,  $h = mu^2$  - интеграл энергии.

Уравнение (3) является частным случаем уравнения Ито [26], рассматриваемого в теории случайных процессов. Решение его может быть записано в виде

$$\bar{p} = \exp\left[\frac{u}{3v_0} \ln\left(1 + \frac{3v_0 \alpha t}{2m_0}\right)\right] \cdot \left[ \bar{p}_0 + \int_0^t \frac{d\bar{Q}(t')}{\exp\left[\frac{u}{3v_0} \ln\left(1 + \frac{3v_0 \alpha t'}{2m_0}\right)\right]} \right], \quad (11)$$

где  $\bar{p}_0 = \bar{p}(0)$ ,  $\bar{Q}(t)$  - стационарный марковский случайный процесс, такой, что

$$\frac{d\bar{Q}}{dt} = \bar{F}(t). \quad (12)$$

Введем грубую шкалу времени, "сглаживающую" структуру случайного процесса  $\bar{Q}(t)$  - усредним все рассматриваемые нами величины по некоторому интервалу времени  $\tau$ , с одной стороны, достаточно малому по сравнению с характерными временами формирования структуры, с другой - существенно превышающему тот интервал времени, на котором значения  $\bar{Q}(t)$  могут считаться каким-либо образом скоррелированными.

Вспользуемся теоремой Дуба: для процесса  $\bar{Q}(t)$  корреляционная функция  $\mathfrak{Z}(t) = \mathfrak{Z}(0)e^{-\tau t}$  (см., например, [27]).

Тогда на грубой шкале времени  $\tau$  случайным слагаемым в решении (11) можно пренебречь, а стохастическое решение уравнения (3) оказывается детерминированной функцией, приводимой к виду:

$$\bar{p} = \frac{\left(h + \frac{3}{2} t v_0^3 \varkappa\right)^{1/3}}{h^{1/3}} \bar{p}_0. \quad (13)$$

Очевидно, что при  $t \rightarrow \infty$   $\bar{p} \propto t^{1/3}$ . Тогда зависимость среднего смещения элементарного облака от времени имеет вид:

$$|\bar{r}(t) - \bar{r}(0)| \propto \left| \int_0^t \frac{d\langle \bar{p}(t) \rangle}{m(t)} dt \right| \propto t^{2/3}. \quad (14)$$

Полученный вывод может быть обобщен, если в выражении (8), описывающем закон роста массы, считать коэффициент  $\varkappa$  функцией, зависящей от времени. Решая уравнение (3) (также являющееся уравнением Ито) для случая  $\varkappa = \varkappa(t)$ , получаем показатель Херста для такого закона изменения массы

$$H = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\ln \left( \exp \left[ \frac{1}{3} \int_0^t \frac{\varkappa(s)}{K(s) + C} ds \right] p_0 \right)^2}{\ln t}, \quad (15)$$

где

$$K(t) = \int_0^t \varkappa(s) ds. \quad (16)$$

Если асимптотика для  $K(t)$  имеет вид

$$K(t) \sim t^\alpha, \quad t \rightarrow \infty, \quad (17)$$

то показатель Херста может быть записан как

$$H = \frac{2}{3} \cdot \alpha, \quad (18)$$

Для обсуждавшегося выше случая движения облачка  $\varkappa = \text{const}$  и показатель  $\alpha = 1$ , при этом должны образовываться фрактальные структуры с фрактальной размерностью  $D = 3 - H = 2.33 \approx 2.35$ , которая и следует из наблюдений. По-видимому, процесс формирования фрактальной структуры должен обрываться на тех пространственных масштабах, на которых рост массы элементов со временем по тем или иным причинам прекращается. Существенным обстоятельством является то, что конкретный вид случайной функции  $\bar{F}(t)$  никак не сказывается на результате, условия, налагаемые на функцию  $\bar{F}(t)$ , реализуются как для облаков МЗС Галактики, так и для облачных структур другой

природы. Следовательно, предлагаемый механизм действительно оказывается универсальным и пригоден для объяснения формирования облаков произвольной природы.

Автор благодарен В.Г.Горбацкому за ряд полезных замечаний и советов. Работа была выполнена при финансовой поддержке программы "Ведущие научные школы" (НШ-1088.2003.2).

НИАИ им. В.В.Соболёва Санкт-Петербургского государственного университета, Россия, e-mail: peter@astro.spbu.ru

## ON THE FORMATION OF FRACTAL STRUCTURE OF GIANT MOLECULAR CLOUDS OF GALAXY

P.A.TARAKANOV

As show observations, the molecular clouds in ISM are fractals with fractal dimension about 2.35. The model of formation of a cloud is considered by "cloudlets" aggregation, thrown out from stars. It is shown, that the driving of a cloudlet in the interstellar medium is well described within the framework of model of a generalized Brownian motion and, hence, the formed cloud should have fractal structure. The hypothesis is considered, that the value of fractal dimension of a cloud is completely determined by cloudlet mass modification character. It is possible to describe a generalized Brownian motion of an ensemble of particles as generalized diffusion process with a time-dependent factor. The connection of the law of cloudlet mass increase, properties of process of cloudlets moving and fractal dimension of structures obtained as a result of such process is considered. It is shown, that the fractal dimensionality of formed clouds corresponds to the "natural" mass increment law following from the supposition about stochastic collisions of cloudlets.

Key words: *Galaxy: molecular clouds: fractal structure*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Blitz*, Giant Molecular Clouds in the Galaxy, Pergamon Press, Oxford, 1980, p.1.
2. *N.Z.Scoville, K.Hersh*, *Astrophys. J.*, **229**, 578, 1979.
3. *C.G.Lacey, S.M.Fall*, *Astrophys. J.*, **290**, 154, 1985.
4. *L.Blitz*, CO: 25 Years of Millimeter-wave Spectroscopy, Eds. W.B.Latter et al., Dordrecht: Kluwer, 1995, p.11.
5. *C.Kramer, J.Stutzki, R.Rohrig, U.Corneliussen*, *Astron. Astrophys.*, **329**, 249, 1998.
6. *P.C.Myers*, *Astrophys. J. Lett.*, **496**, L109, 1998.
7. *A.Heithausen et al.*, Interstellar Turbulence, Proc. of the 2nd Guillermo Haro Conference, Eds. J.Franco, A.Carraminana, Cambridge Univ. Press, 1998, p.56.
8. *J.Kwan, D.B.Sanders*, *Astrophys. J.*, **309**, 783, 1986.
9. *B.G.Elmergreen, E.Falgarone*, *Astrophys. J.*, **471**, 816, 1996.
10. *D.A.Frail, J.M.Weisberg, J.M.Cordes, C.Mathers*, *Astrophys. J.*, **436**, 144, 1994.
11. *В.Г.Горбацкий, П.А.Тараканов*, Письма в Астрон. ж., **25**, 270, 1999.
12. *В.Г.Горбацкий*, Введение в физику галактик и скоплений галактик, Наука, М., 1986.
13. *К. де Ягер*, Звезды наибольшей светимости, Мир, М., 1984.
14. *A.Richards et al.*, Asymptotic Giant Branch Stars, IAU Symp. №191, Eds. T. Le Bertre, A.Lebre, C.Waelkens, Univ. Manchester, 1999, p.315.
15. *D.Vanbeveren, C. De Loore, W. Van Rensbergen*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **9**, 63, 1998.
16. *P.M.Solomon, A.R.Rivolo, J.Barrett, A.Yahil*, *Astrophys. J.*, **319**, 730, 1987.
17. *В.Г.Горбацкий, П.А.Тараканов*, *Астрофизика*, **41**, 81, 1998.
18. *Ю.П.Райзер*, Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, 1741, 1959.
19. *Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер*, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.
20. *П.А.Тараканов*, *Астрофизика*, **43**, 229, 2000.
21. *Е.Федер*, Фракталы, Мир, М., 1991.
22. *A.Hetet, J.R.D.Lépine*, *Astron. Astrophys.*, **270**, 451, 1993.
23. *R.F.Voss*, Fundamental Algorithms in Computer Graphics, Ed. R.A.Earnshaw, Springer-Verlag, Berlin, 1985, p.805.
24. *С.Чандрасекар*, Статистические проблемы в физике и астрономии, Гос. изд. ин. лит., М., 1947.
25. *В.Г.Горбацкий, А.Б.Кириенко*, *Астрон. ж.*, **73**, 170, 1996.
26. *В.С.Пугачев, И.Н.Синицын*, Теория стохастических систем, Логос, М., 2002.
27. *И.А.Квасников*, Термодинамика и статистическая физика. Теория неравновесных систем, МГУ, М., 1987.

УДК: 524.577

## ON ROTATION OF AN ISOLATED GLOBULE

A.L.GYULBUDAGHIAN<sup>1</sup>, J.MAY<sup>2</sup>

Received 16 January 2004

Accepted 19 May 2004

During CO observations of new Southern objects with the 15-m SEST mm telescope (Cerro La Silla, Chile) we have found that the globule connected with the object CLN127-128 rotates with an angular velocity  $4.3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ , which corresponds to the velocity of extremely fast rotating globules. The object CLN127-128 is a chain of 3 stars, two of them are connected with bright nebulae, and the third is a suspected Herbig Ae-Be star. All three stars are bright in near IR, which is specific for the existence of circumstellar shells (or disks) around them. The specific angular momentum of the globule confirms that it is in virial equilibrium. Besides the finding of a rotating globule, CO observations suggest the presence of a blue-shifted outflow from CLN127-128 with a velocity of  $-1.1 \text{ km/s}$  (in the system connected with the globule).

Key words: (*stars:*) *globules: rotation*

1. *Introduction.* Dark globules have a rather important role in evolution of stars with low and/or middle masses. Many globules are connected with such stars, mainly pre-main-sequence young stars (T Tauri type, Herbig Ae/Be type, etc.). In this paper we investigate an isolated globule connected with a chain of three stars, one of which is Herbig Ae/Be type and the other two are connected with bright nebulae. We present the results of the CO observations of molecular gas associated to this globule. There is a velocity gradient in the CO emission that can be explained by the presence of a rotating globule. The rotation is rather fast as compared with known so far rotating globules. Arquilla and Goldsmith [1] investigated several rotating globules and they concluded that the rotation of globules is a rather rare phenomenon. Investigation of rotation of globules is important for understanding the evolution of stars: as a rule, the specific angular momentum is much larger for globules than for binary and single stars (see e.g. Kane and Clemens, [2]).

2. *The object CLN127-128 as a chain of three young stars.* This paper is devoted to the results of CO observations of an isolated small dark globule. In the central part of this globule an interesting object is found: a system of three stars, almost on one straight line, the two extreme stars are connected with nebulae while the central one is not. Fig.1 shows the DSS2 R image of CLN127-128. Gyulbudaghian et al. [3] interpreted this object as two stars with cone-like nebulae; in the list of cometary nebulae they have

being named as CLN127-128 (Gyulbudaghian, [4]), with the central star just in the middle of them. Bruck & Godwin [5] interpreted this object as a central star with two lobes, but with *I* and *R* filters the three stars have almost the same images, so it is difficult to argue against their star origin. The central



Fig.1. DSS2 R image of CLN127-128. N is to the top, E to the left. The sizes of image are 18' x 18'. The arrow shows three stars, composing CLN127-128.

star has a B8 type spectrum with  $H\alpha$ ,  $H\beta$  in emission (Bruck & Godwin, [5]). The spectra of the nebulae have  $H\alpha$ ,  $H\beta$  etc. in absorption and the spectrum of the southern object (star) resembles the spectrum of an A0 type star (Bruck & Godwin, [5]); as the colours of southern and northern stars are rather similar, we can conclude that the spectrum of the northern star is also near A0.

The spectrum of the central star is extremely puzzling. The strength of the sodium D lines is compatible with a star of type K2-K5, but none of the other features of late-type star, namely the Mg I triplet at  $\lambda 5781\text{\AA}$  and G band, the *H* and *K* lines of Ca II or the TiO bands are present [5]. The star *UBV* colours, however, are consistent with a B8 star reddened by 1<sup>m</sup>.5 in *B-V*. Therefore we can conclude that the spectrum of the central star corresponds to a B8e + K2 type.

An IRAS point source, IRAS 13542-6335, is connected with CLN127-128 [6]. In [7] the ranges of IR colour indexes are calculated, which are valid for different kinds of objects. For  $R(1,2) = \log((F(100) \times 12)/(F(12) \times 25))$ ,  $R(2,3) = \log((F(60) \times 25)/(F(25) \times 60))$ ,  $R(3,4) = \log((F(100) \times 60)/(F(60) \times 100))$  the following ranges, for three different kinds of young objects, are obtained. 1. Objects connected with water masers. For them  $R(1,2) = (0.2 - 0.8)$ ;  $R(2,3) = (0 - 1.3)$ ,  $R(3,4) = (-0.3 - 0.3)$ . 2. T Tauri type stars. For them

$R(1,2) = (-0.25 - 0.15)$ ;  $R(2,3) = (-0.5 - 0.1)$ ;  $R(3,4) = (-0.25 - 0.2)$ . 3. Cold sources embedded in dark clouds. For them  $R(3,4) > 0.3$ . For the source IRAS 13542-6335 we have  $R(1,2) = -0.15$ ;  $R(2,3) = 0.6$ ,  $F(100)$  is given in [6] with large error, so we did not calculate  $R(3,4)$ . We can see that  $R(1,2)$  corresponds to a T Tauri type star, and  $R(2,3)$  to an object connected with water maser, therefore we can conclude that IRAS 13542-6335 can be a T Tauri type star, but with a rather thick envelope. The IR source can coincide with the central star of CLN127-128, because the Ae/Be Herbig stars mainly have IR colours typical for T Tauri type stars (see e.g. [8]), and the difference of coordinates between the central star and the IRAS source is about 10" (the error of coordinates in [6] is about 0.5).

It is interesting to consider also the 2MASS data on these three stars. For the southern star we have:  $R - J = 1.155$ ,  $J - H = 0.245$ ,  $H - K = 0.19$  (all data in this paper on  $R$ ,  $J$ ,  $H$ ,  $K$  bands are taken from Internet, Vizier). For the northern star:  $R - J = 0.897$ ,  $J - H = 0.454$ ,  $H - K = 0.308$ . The spectra of these stars are close to A0. In Table 1 the 2MASS and  $R$  data for several occasional A0 type stars are given. We can see from Table 1 that almost all colours are about zero, as we could anticipate for A0 type stars. The data for southern and northern stars are rather different from zero, hence we can conclude that there are thick dust shells around these stars.

Table 1

R AND 2MASS DATA ON A0 TYPE STARS

| Name            | Spectra | $R - J$ | $J - H$ | $H - K$ |
|-----------------|---------|---------|---------|---------|
| HD 4902         | A0 V    | 0.06    | -0.01   | -0.03   |
| HD 4881         | A0 V    | 0.2     | 0.0     | 0.02    |
| CLN127-128 s.s. | A0      | 1.155   | 0.245   | 0.19    |
| CLN127-128 n.s. | A0      | 0.897   | 0.454   | 0.308   |

For the central star we have:  $R - J = 3.157$ ,  $J - H = 0.755$ ,  $H - K = 0.547$ . In Table 2 there are data on  $R$  and 2MASS colours on several Herbig Ae/Be stars (see [9]). The large value of  $R - J$  for the central star we can explain as an existence of a double star, one Ae/Be type, and the second K2 type, or an Ae/Be type star with a thick dust shell.

In Table 3 there are data on several occasional B8 and K2 type stars (these stars were taken from [10]).

We can see from Table 3 that the central star has much larger values of  $R - J$ ,  $J - H$  and  $H - K$  than the occasional B8 type stars, moreover, larger than for occasional K2 type stars. These values for the central star are comparable with those for Herbig Ae/Be stars with shell or nebula (V380 Ori, PV Cep, HK Ori, MWC 1080, see Table 2), therefore we can

Table 2

2MASS AND *R* DATA ON SEVERAL HERBIG Ae/Be STARS

| Name            | Spectra   | <i>R</i> - <i>J</i> | <i>J</i> - <i>H</i> | <i>H</i> - <i>K</i> |
|-----------------|-----------|---------------------|---------------------|---------------------|
| V380 Ori        | A+neb     | 2.71                | 1.14                | 1.02                |
| V586 Ori        | A2Ve      | 1.05                | 0.54                | 0.72                |
| NX Pup          | A0/F2IIIc | 1.42                | 1.29                | 1.21                |
| HD203024        | Ae        | 0.52                | 0.17                | 0.09                |
| MWC 863         | A0/4Ve    | 1.95                | 0.74                | 0.73                |
| T Ori           | B8-A3eap  | 1.68                | 1.03                | 1.02                |
| PV Cep          | A5e+shell | 4.45                | 2.85                | 2.2                 |
| HKOri           | B7-A4ep   | 3.0                 | 1.1                 | 1.0                 |
| TY CrA          | B9Ve      | 2.0                 | 1.52                | 0.3                 |
| HD53367         | B1/2ne    | 0.77                | 0.11                | 0.1                 |
| MWC 300         | B1Iac     | 1.19                | 1.15                | 1.95                |
| AS 442          | B8e       | 1.95                | 0.95                | 1.08                |
| MWC 361         | B2Ve      | 1.39                | 0.64                | 0.82                |
| MWC 1080        | B0e+shell | 3.54                | 1.48                | 1.15                |
| CLN127-128 c.s. | B8e+K2    | 3.16                | 0.76                | 0.55                |

Table 3

*R* AND 2MASS DATA ON SEVERAL B8 AND K2 TYPE STARS

| Name    | Spectra | <i>R</i> - <i>J</i> | <i>J</i> - <i>H</i> | <i>H</i> - <i>K</i> |
|---------|---------|---------------------|---------------------|---------------------|
| HD 8053 | B8 V    | 0.01                | -0.11               | 0.02                |
| HD 8346 | B8 V    | 0.07                | -0.07               | 0.03                |
| HD 9234 | B8 V    | 0.32                | -0.01               | 0.02                |
| HD 3765 | K2 V    | 1.71                | 0.42                | 0.11                |
| HD 4256 | K2 V    | 1.8                 | 0.43                | 0.13                |
| HD 4628 | K2 V    | 1.43                | 0.65                | 0.04                |
| HD 4635 | dK2     | 1.68                | 0.44                | 0.08                |

conclude that the central star is rather a Herbig Ae/Be star with a shell than a double star.

The axis of the object lies at position angle  $34^{\circ}.0$  W of N. The three stars are collinear within  $0^{\circ}.2$ . The major axis of the globule is oriented  $18^{\circ}$  from that of three stars system.

The northern star is variable, the brightness of central star at least in *B* appears unchanged (Bruck & Godwin, [5]).

We can suppose that here we have a group of three young stars just emerged from the globule. Such groups of young stars just emerged from dark nebulae have been found also in other places (see e.g. Gyulbudaghian et al., [11]). The existence of such groups is in favor of the idea that many low mass stars are born in groups. Such groups of low mass stars are very unstable because the gravitational attraction is rather low (in the case of systems

consisting of high mass stars the instability of systems is not so definite).

3. *Rotation of globule connected with CLN127-128.* The globule was observed with the 15-m SEST (Swedish-ESO Submillimetre Telescope) telescope (Cerro La Silla, Chile).

The telescope beam size at 115 GHz is 45" and the beam efficiency is 0.70. The positions toward CLN127-128 were observed with a spacing of 40" in frequency-switched mode, with a frequency throw of 10 MHz. The telescope was equipped with a SIS detector and a high-resolution acousto-optical spectrometer with 1000 channels and a velocity resolution of 0.112 km/s.

Fig.2 shows the  $^{12}\text{CO}$  (1-0) spectra observed toward CLN127-128, arranged in a map-like distribution. In Table 4 the distribution of CO velocity, obtained from Fig.2, is given. The rows correspond to right ascension (1950), increasing from top to bottom, the columns correspond to declination (1950), increasing from right to left. The width of each column is 40", the width of each row is also 40". The place of three stars is marked by asterisk. The coordinates of the system of three stars are: R.A.(1950) =  $13^{\text{h}}54^{\text{m}}18^{\text{s}}.0$ , DECL.(1950) =  $-63^{\circ}36'00''$ . A velocity gradient is evident in the W - E direction, from -22.5 km/s to -18.2 km/s. As established by Ho & Therebey [12], a rotating molecular cloud has the following characteristics: a clearly defined velocity gradient and a flattened cloud morphology, where the elongation is parallel to the velocity gradient as to be expected in rotation. These characteristics of rotation take place in the case of the globule investigated in this paper. The globule is flattened with a length to width ratio of 1.7.

There is an interesting phenomenon associated to these data (see Fig.2). From row 1 to row 7 the velocity of the globule material at the edges is more negative than the velocity of the main body of the globule. While from row 7 to row 17 the velocity of the globule material at the edges is less negative than the velocity of main body of the globule. We can interpret it as follows. There is a rotation of the globule as a whole around the axis, passing approximately through row 7. The material near the edges is less dense and during the rotation is falling behind the main body of the globule. In the system connected with the globule we will have velocity 0 km/s near the axis of rotation of globule, that is the velocity of globule in the LSR is -21.4 km/s. Fig.2 shows the distribution of velocity in the system connected with the globule.

The distance to the globule is 1 kpc (Bruck & Godwin, [5]). We can calculate the momentum of inertia, angular velocity of rotation, specific angular momentum and energy of rotation of the globule.

The angular velocity of rotation of the globule  $\omega = \Delta V / \Delta R$ , that means it is equal to the gradient of the radial velocity, and hence  $\omega = 4.3 \text{ km/s} / 3.2 \text{ pc} = 4.3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ . From the data the diameter of the globule was measured to be about 640", while the velocity difference for this size gives 4.3 km/s (from

RA:  $13^{\text{h}}54^{\text{m}}18^{\text{s}}.0$  (1950)  
dec:  $-63^{\circ}36'00''$  (1950)

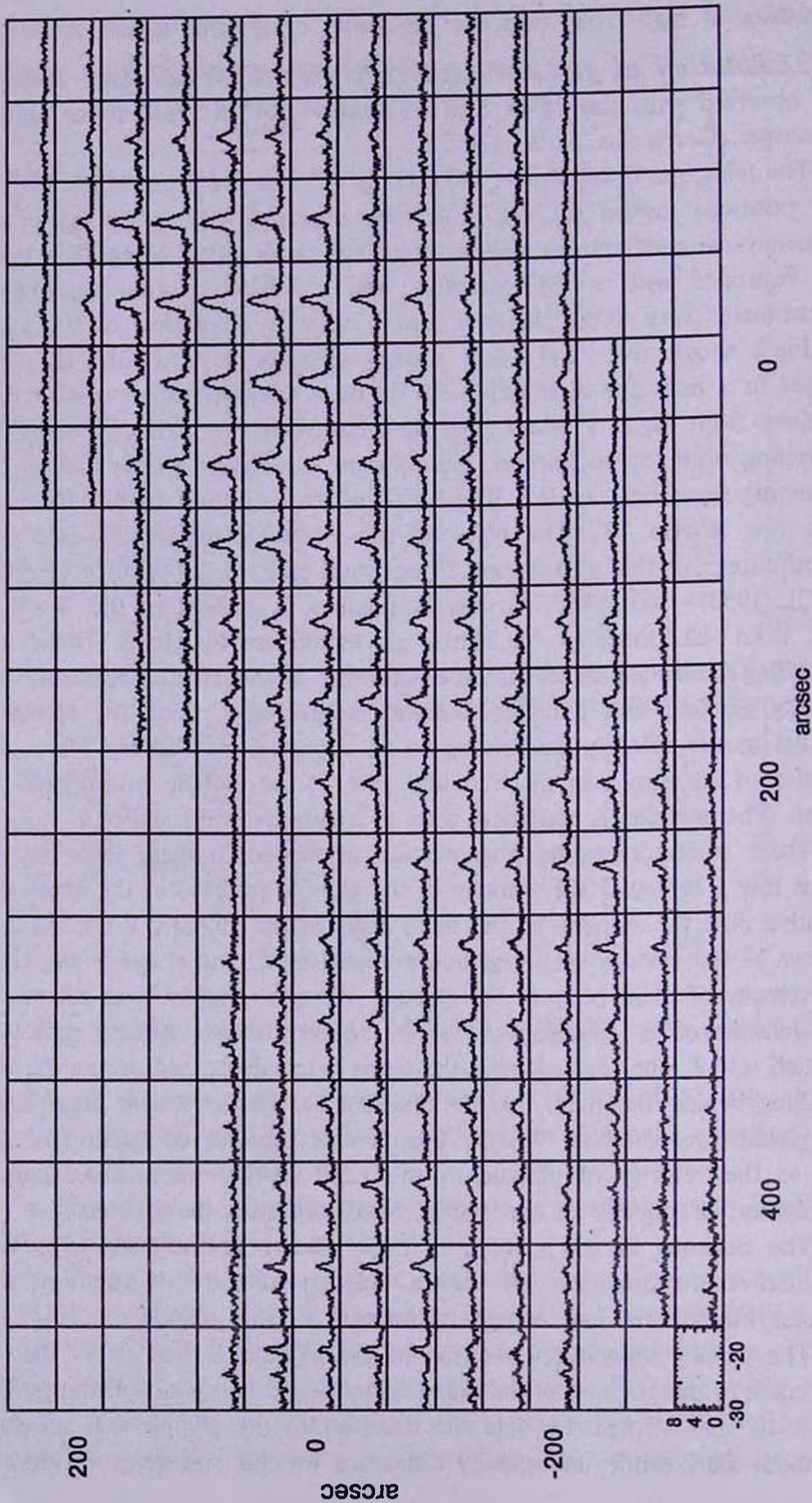


Fig.2.  $^{12}\text{CO}$  spectra toward CLN127-128, arranged in a map-like distribution.

-1.1 km/s to 3.2 km/s). Taking the distance of the globule to be 1 kpc, 640" corresponds to 3.2 pc. The period of rotation will be  $T = 2\pi/\omega = 4.7 \cdot 10^6$  year. The momentum of inertia  $I = (1/2)Mr^2$  (for the disk, as we supposed that the globule has a flattened disk-like structure), where  $M$  - the mass of the globule,  $r$  - radius of disk. The mass of the globule was estimated in [5] as being about 50 solar masses. We will have  $I = 2.1 \cdot 10^{59} \text{ g}^2 \text{ cm}^2 \text{ s}^2$ . The energy of rotation  $W = 1/2 I \omega^2 = (1/4)Mr^2 \omega^2$ ,  $W = 4.6 \cdot 10^{45}$  erg. The angular momentum  $J = I \omega$ ,  $J = 2.2 \cdot 10^{22} \text{ g pc}^2 \text{ s}^{-1}$ . The specific angular momentum  $J/M = 2.2 \cdot 10^{-13} \text{ pc}^2 \text{ s}^{-1}$ .

In [2] the rotation of globules without embedded stars is investigated. The specific angular momentum  $J/M$  of the starless globules ranges from  $4 \cdot 10^{-17}$  to  $2 \cdot 10^{-15} \text{ pc}^2 \text{ s}^{-1}$  and is similar to the values found for dense  $\text{NH}_3$  cores in molecular clouds [13]. Simon et al. [14] made a near IR lunar occultation and direct imaging survey of T Tau binary systems in Ophiuchus and Taurus star-formation regions. The binaries observed ranged in separation from 3AU to almost 1400AU and on average contained 50 times less specific angular momentum than the Goodman et al. dense cores [13] or the Yun & Clemens [10] embedded protostellar binaries ( $10^{-15} \text{ pc}^2 \text{ s}^{-1}$ ) or the starless globules [2].

Table 4

DISTRIBUTION OF RADIAL VELOCITY ALONG THE GLOBULE

| 200"  |       |       | 0     |       |       |       | -200" |       |       |       |       |       |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
|       |       |       | -22.0 | -22.0 |       |       |       |       |       |       |       |       |
|       | -22.5 | -22.5 | -22.5 | -22.5 | -22.0 | -22.0 |       |       |       |       |       |       |
| -22.5 | -22.5 | -22.5 | -22.5 | -22.5 | -22.5 | -22.0 | -22.0 | -22.0 | -22.0 |       |       |       |
| -21.4 | -21.4 | -21.4 | -22.0 | -22.0 | -22.0 | -22.0 | -22.0 | -22.0 |       |       |       |       |
| -22.5 | -22.5 | -22.5 |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|       | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -22.0 | -22.0 | -22.0 | -21.4 |       |       |       |       |
|       | -22.5 | -22.5 | -22.5 | -22.5 | *     |       |       |       |       |       |       |       |
|       | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -20.9 |       |       |       |       |
|       |       | -22.5 | -22.5 | -22.5 | -22.5 |       |       |       |       |       |       |       |
|       | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 |       |       |
|       |       | -21.4 | -20.9 | -20.9 | -20.9 | -20.9 | -20.9 | -20.9 | -20.9 | -21.4 | -21.4 | -22.0 |
|       |       |       | -20.4 | -20.4 | -20.4 | -20.4 | -20.4 | -20.9 | -20.9 | -21.4 | -21.4 | -21.4 |
|       |       |       | -20.9 | -20.9 | -20.4 | -20.4 | -20.4 | -20.4 | -20.9 | -20.9 | -20.9 | -20.9 |
|       |       |       |       |       | -20.4 | -20.4 | -20.4 | -20.4 | -20.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 |
|       |       |       |       |       | -19.3 | -19.3 | -19.8 | -19.8 | -20.4 | -21.4 | -21.4 | -21.4 |
|       |       |       |       |       | -19.3 | -19.3 | -19.8 | -19.8 | -19.8 | -20.4 | -20.4 |       |
|       |       |       | -19.8 | -19.8 | -19.3 | -19.3 | -19.3 | -19.3 | -19.8 | -20.4 | -20.4 |       |
|       |       |       | -19.3 | -18.8 | -18.8 | -18.8 | -18.8 | -18.8 | -19.3 | -19.8 |       |       |
|       |       |       |       | -18.8 | -18.8 | -18.8 | -18.8 | -18.2 | -18.8 | -19.3 |       |       |
|       |       |       |       | -18.8 | -18.8 | -18.8 | -18.2 | -18.8 | -19.3 |       |       |       |

In our case the specific angular momentum of the globule ( $2.2 \cdot 10^{-13} \text{ pc}^2 \text{ s}^{-1}$ ) is much larger than in all cases described above. We can suspect that large amounts of angular momentum are being lost due to processes occurring after cloud core formation and fragmentation.

The CO observations suggest that, besides the rotation of the globule, a blue-shifted outflow from CLN127-128 in the NE direction exists (see Fig.2, where the double values of velocity are present). The velocity of outflow is  $-22.5 \text{ km/s}$ , or in the system connected with the globule,  $-1.1 \text{ km/s}$ , see Table 5.

Table 5

DISTRIBUTION OF RADIAL VELOCITY (IN THE SYSTEM, CONNECTED WITH GLOBULE) ALONG THE GLOBULE

| 200"       |              |              | 0            |              |              |       | -200" |       |       |       |      |      |       |
|------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|-------|-------|-------|-------|-------|------|------|-------|
|            |              |              | -0.54        | -0.54        |              |       |       |       |       |       |      |      |       |
|            | -1.1         | -1.1         | -1.1         | -1.1         | -0.54        | -0.54 |       |       |       |       |      |      |       |
| -1.1       | -1.1         | -1.1         | -1.1         | -1.1         | -1.1         | -0.54 | -0.54 | -0.54 | -0.54 | -0.54 |      |      |       |
| 0;<br>-1.1 | 0;<br>-1.1   | 0;<br>-1.1   | -0.54        | -0.54        | 0.54         | 0.54  | 0.54  | 0.54  | 0.54  | 0.54  |      |      |       |
|            | 0.0;<br>-1.1 | 0.0;<br>-1.1 | 0.0;<br>-1.1 | 0.0;<br>-1.1 | -0.54<br>*   | -0.54 | -0.54 | -0.54 | 0.0   |       |      |      |       |
|            | 0.0          | 0.0;<br>-1.1 | 0.0;<br>-1.1 | 0.0;<br>-1.1 | 0.0;<br>-1.1 | 0.0   | 0.0   | 0.0   | 0.54  |       |      |      |       |
|            | 0.0          | 0.0          | 0.0          | 0.0          | 0.0          | 0.0   | 0.0   | 0.0   | 0.0   | 0.0   |      |      |       |
|            |              | 0.0          | 0.54         | 0.54         | 0.54         | 0.54  | 0.54  | 0.54  | 0.54  | 0.54  | 0.0  | 0.0  | -0.54 |
|            |              |              | 1.1          | 1.1          | 1.1          | 1.1   | 1.1   | 1.1   | 0.54  | 0.54  | 0.0  | 0.0  | 0.0   |
|            |              |              | 0.54         | 0.54         | 1.1          | 1.1   | 1.1   | 1.1   | 1.1   | 0.54  | 0.54 | 0.54 | 0.54  |
|            |              |              |              |              | 1.1          | 1.1   | 1.1   | 1.1   | 1.1   | 1.1   | 0.0  | 0.0  | 0.0   |
|            |              |              |              |              | 2.1          | 2.1   | 1.6   | 1.6   | 1.1   | 1.1   | 0.0  | 0.0  | 0.0   |
|            |              |              |              |              | 2.1          | 2.1   | 1.6   | 1.6   | 1.6   | 1.1   | 1.1  |      |       |
|            |              |              | 1.6          | 1.6          | 2.1          | 2.1   | 2.1   | 2.1   | 1.6   | 1.1   | 1.1  |      |       |
|            |              |              | 2.1          | 2.7          | 2.7          | 2.7   | 2.7   | 2.7   | 2.1   | 1.6   | 1.1  |      |       |
|            |              |              |              | 2.7          | 2.7          | 2.7   | 2.7   | 3.2   | 2.7   | 2.1   |      |      |       |
|            |              |              |              | 2.7          | 2.7          | 2.7   | 3.2   | 2.7   | 2.1   |       |      |      |       |

4. *Summary.* The CO observations of an interesting globule were carried out. The existence of a velocity gradient along the globule (in W-E direction) implies the presence of rotation of the globule as a whole, with an angular velocity of rotation  $\omega = 4.3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$  and an energy of rotation  $W = 4.6 \cdot 10^{45} \text{ erg}$  (if the distance is 1 kpc). We could establish the place of the axis of rotation analysing the complex structure of the rotation: at the edges of the globule the material is falling behind the main body of the globule (in the part approaching

us the velocity of that material is larger than the velocity of main body of the globule while in the part moving away from us the velocity is smaller). These observations also suggest the existence of a blue-shifted outflow in the NE direction from CLN127-128, the connected object with the globule (a chain of three stars), with outflow velocity  $-1.1$  km/s (in the system connected with the globule).

*Acknowledgements.* We would like to thank Prof. Guido Garay for fruitful discussions. A.L.G. is indebted to the staff of the Department of Astronomy, Universidad de Chile and ESO-Chile for hospitality and help during his stay in Chile (March-April 2002). J.M. acknowledges the partial support from FONDECYT through grant 1010431 and from the Chilean Centro de Astrofisica FONDAP 15010003.

<sup>1</sup> Byurakan Astrophysical Observatory,  
Armenia, e-mail: agyulb@bao.sci.am

<sup>2</sup> Departamento de Astronomia, Universidad de Chile,  
Chile, e-mail: jmay@das.uchile.cl

## О ВРАЩЕНИИ ОДНОЙ ИЗОЛИРОВАННОЙ ГЛОБУЛЫ

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН<sup>1</sup>, Х.МАЙ<sup>2</sup>

В результате CO наблюдений новых южных объектов на 15-м телескопе SEST (Ла Силлья, Чили) выяснилось, что глобула, связанная с объектом CLN127-128, вращается с угловой скоростью  $4.3 \cdot 10^{-14}$  с<sup>-1</sup>, которая соответствует скорости наиболее быстро вращающихся глобул. Объект CLN127-128 является цепочкой из трех звезд, две из них связаны с яркими туманностями, третья (центральная) является кандидатом в Ae/Be звезды Хербига. Все три звезды яркие в ближнем ИК, что свидетельствует о наличии околос звездных оболочек (иди дисков) вокруг них. Удельный момент вращения глобулы подтверждает, что глобула находится в вириальном равновесии. Кроме вращения глобулы, CO наблюдения показывают наличие молекулярного истечения из CLN127-128 (к нам), со скоростью  $-1.1$  км/с (в системе, связанной с глобулой).

## REFERENCES

1. *R.Arquilla, P.F.Goldsmith*, *Astrophys. J.*, **303**, 356, 1986.
2. *B.D.Kane, D.P.Clemens*, *Astron. J.*, **113**, 1799, 1997.
3. *A.L.Gyulbudaghian, L.F.Rodriguez, V.M.Villanueva*, *Rev. Mexicana Astron. Astrophys.*, **25**, 19, 1993.
4. *A.L.Gyulbudaghian*, *Astrofizika*, **41**, 581, 1998.
5. *M.T.Bruck, P.J.Godwin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **206**, 37, 1984.
6. IRAS Point Source Catalog, Version 2, 1988, Washington, D.C.
7. *J.Wouterloot, C.Walmsley*, *Astron. Astrophys.*, **168**, 237, 1986.
8. *A.L.Gyulbudaghian, R.Schwartz, F.S.Nazaretyan*, *Soobsh. Byurakan. Obs.*, **63**, 3, 1990.
9. *P.Corporon, A.-M.Lagrange*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **136**, 429, 1999.
10. Star Catalogue 2000.0. V.1, ed. A.Hirshfeld & R.W.Sinnott, Sky Publishing Corporation, 1982.
11. *A.L.Gyulbudaghian, R.D.Schwartz, L.F.Rodriguez*, in "Flare stars in star clusters, associations and Solar vicinity", ed. L.V.Mirzoyan et al., 1990, p.279.
12. *P.T.P.Ho, S.Therebey*, *Astrophys. J.*, **423**, 320, 1994.
13. *A.A.Goodman, P.J.Benson, G.A.Fuller, P.C.Myers*, *Astrophys. J.*, **406**, 528, 1993.
14. *M.Simon, A.M.Chez, Ch.Leinert et al.*, *Astrophys. J.*, **443**, 625, 1995.
15. *J.L.Yun, D.P.Clemens*, *Astron. J.*, **108**, 612, 1994.

УДК: 524.72-355

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЪЕКТОВ BIG. III

А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 10 июня 2003

Принята к печати 19 мая 2004

Приводятся результаты спектральных наблюдений 66 объектов выборки BIG (Byurakan-IRAS Galaxies), выполненных на 1.93-м телескопе Обсерватории Верхнего Прованса (ОНР, Франция). У 64 галактик наблюдаются эмиссионные линии. Определены красные смещения, вычислены лучевые скорости, расстояния и абсолютные звездные величины, определены параметры спектральных линий, построены диагностические диаграммы и проведена классификация объектов по типам активности, вычислены ИК и далекие ИК-светимости. Из 66 объектов (соответствующих 61 IRAS источнику) 6 оказались Sy2, 2 - LINER, 8 - AGN (Sy2 или LINER), 10 - Composite, 34 - III и 4 - Em без определения типа. Вычислено, что IRAS 07479 + 7832 = BIG d141a является сверхсветимой ИК галактикой (ULIG), а 21 являются LIG. Приводятся спектры некоторых исследуемых галактик.

1. *Введение.* Инфракрасные источники, выявленные спутником IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) [1,2], пролили новый свет на наше понимание как галактических объектов (звезд и туманностей), так и (в особенности) процессов звездообразования в галактиках, активности галактических ядер и взаимодействий галактик. В частности, особый интерес вызывает открытие галактик с высокой ИК-светимостью - LIG (Luminous Infrared Galaxies), ULIG (Ultra Luminous Infrared Galaxies) и HLIG (Hyper Luminous Infrared Galaxies) [3], значительного числа новых AGN среди наиболее мощных IRAS галактик [4,5], "затемненных" (obscured) IRAS галактик и соответственно, нового населения инфракрасных AGN [6].

Выборка BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) [7] составлена вследствие оптических отождествлений источников IRAS PSC [1] в области  $+61^\circ \leq \delta \leq +90^\circ$  на высоких галактических широтах ( $|b| \geq 15^\circ$ ) (см. [8], и ссылки в ней). В этой программе, наряду с данными IRAS и обзоров DSS1 [9] и DSS2 [10], используется Первый Бюраканский Спектральный Обзор неба (FBS - First Byurakan Survey) [11], что (для ярких объектов) обеспечивает выявление интересных галактик (например, объектов с УФ избытками и кандидатов в AGN) еще до спектральных наблюдений.

Последующие спектральные наблюдения объектов BIG проводятся с помощью 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории (БАО, Армения), 6-м телескопа Специальной астрофизической обсерватории (САО, Россия), и 1.93-м телескопа Обсерватории Верхнего Прованса (ОНР, Франция) с использованием как стандартной методики одномерных

спектров, так и (в некоторых случаях) с получением прямых изображений для детального исследования структуры объектов и двумерной спектроскопии с помощью мультиспектрального спектрографа CAO MPFS [12].

Цель данной работы (и вообще последующей спектроскопии объектов BIG) определить красные смещения и типы активности объектов выборки BIG, выявить действительные оптические двойники IRAS источников (при наличии кратных галактик и групп), а также выявить наиболее интересные объекты (AGN и галактики высокой ИК светимости) в выборке BIG для их дальнейшего изучения с более крупными наземными и орбитальными телескопами. Данная работа является 3-й в серии систематических спектральных наблюдений объектов BIG. В предыдущих работах [13,14] опубликованы результаты наблюдений 54 галактик (соответствующих 42 IRAS источникам) с помощью 6-м телескопа CAO РАН. Опубликованы также результаты спектральных наблюдений 16-кратных (в основном - взаимодействующих) IRAS галактик [15].

В данной статье приводятся результаты спектральных наблюдений еще для 66 объектов BIG.

*2. Наблюдения и обработка.* Наблюдения проводились 27-30 октября 1997г. и 13-19 января 1999г. на 1.93-м телескопе Обсерватории Верхнего Прованса с длиннощельным (5'.5) спектрографом CARELEC [16], установленном в фокусе Кассегрена.

В 1997г. использовалась решетка 150/мм с углом блеска на 5000 Å и дисперсией в 263 Å/мм (7.1 Å/pix) и CCD TK512CB 512x512 с размером пикселей в 27x27 мкм. Соответственно, наблюдался спектральный диапазон  $\lambda$ 3810 – 7365 Å. Ширина щели была равна 2".0, соответствующая проекции на приемнике в 52 мкм или 1.9 pix. Спектральное разрешение, измеренное на эмиссионных линиях ночного неба, равно 14.3 Å FWHM (номинальное спектральное разрешение  $R = 450\lambda/\Delta\lambda$  на  $\lambda$  блеска). Для калибровки потоков наблюдались стандартные звезды EG 145 и Feige 66 [17], которые также использовались для исправления наблюдений за атмосферное поглощение. 30 октября, для оценки максимально возможного разрешения близко расположенных спектральных линий (для последующей классификации объектов), при наблюдении 2-х объектов использовалась решетка 1200/мм с дисперсией в 33 Å/мм (0.89 Å/pix) и соответственно получался диапазон в  $\lambda$ 6509 – 6965 Å и спектральное разрешение в 1.8 Å.

Во время наблюдений в 1999г. использовалась решетка 300/мм с углом блеска на 4000 Å и дисперсией в 133 Å/мм (1.8 Å/pix), фильтр GG435 и новая CCD-матрица EEV42-20 2048x1024 с размером пикселей в 13.5x13.5 мкм. Соответственно, наблюдался спектральный диапазон  $\lambda$ 4262 – 7910 Å. Ширина щели была равна 2".0 (52 мкм или 3.8 pix), спектральное разрешение - 6.6 Å ( $R = 900\lambda/\Delta\lambda$  на  $\lambda$  блеска). В качестве

стандартов наблюдались EG 162, EG 247 и Feige 66 [17].

Цель спектрографа во время наблюдений в основном была ориентирована на север-юг ( $PA = 0^\circ$ ), за исключением случаев, когда структура галактики требовала другой ориентации или при наличии нескольких галактик в кратной системе, когда можно было получить спектры наибольшего числа объектов, в частности, с целью определения принадлежности ближайших галактик одной и той же группе и их параллельного изучения.

В табл.1 приводится журнал наблюдений. В последовательных столбцах приводятся: IRAS и предварительные (т.к. часть объектов еще не опубликована) ВIG названия объектов (с указанием компонентов), звездные величины, номер оригинального списка (если объект уже опубликован), дата наблюдения, длительность экспозиции и ссылки литературы. Звездные величины для некоторых объектов взяты из [18]. Всего произведено 66 экспозиций для 61 ВIG объекта (66 галактик с

Таблица 1

## ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ НА ТЕЛЕСКОПЕ ОНР В 1997 И 1999гг.

| IRAS PSC   | ВIG   | V    | номер списка* | дата наблюдения | Exp (с) | Лит. |
|------------|-------|------|---------------|-----------------|---------|------|
| 1          | 2     | 3    | 4             | 5               | 6       | 7    |
| 03304+8456 | c025a | 16.8 |               | 14.01.1999      | 1200    | [18] |
| 03333+7851 | d008b | 15.0 |               | 13.01.1999      | 1200    | [26] |
| 03347+7748 | d010a | 15.5 |               | 13.01.1999      | 1200    | [26] |
| 03386+7909 | d016  | 15.9 |               | 15.01.1999      | 1200    | [18] |
| 03485+7703 | d025a | 15.6 |               | 14.01.1999      | 1200    |      |
| 04033+6942 | c011  | 15.9 | 1             | 27.10.1997      | 1200    | [26] |
|            |       |      |               | 30.10.1997      | 1200    |      |
| 04079+7033 | c014  | 14.5 | 1             | 27.10.1997      | 1200    | [26] |
|            |       |      |               | 30.10.1997      | 1200    |      |
| 04098+7818 | d044  | 15.6 |               | 18.01.1999      | 1200    |      |
| 04140+7448 | d049  | 16.0 |               | 14.01.1999      | 1200    |      |
|            |       |      |               | 15.01.1999      | 1200    |      |
| 04183+7457 | d053  | 14.7 |               | 15.01.1999      | 1200    | [26] |
| 05097+7954 | d074  | 15.2 |               | 13.01.1999      | 1200    |      |
| 05126+6516 | b003  | 15.4 | 5             | 14.01.1999      | 1200    |      |
| 05196+7257 | c064  | 17.4 | 1             | 29.10.1997      | 1200    |      |
| 05214+7741 | d081a | 16.3 |               | 14.01.1999      | 1200    | [18] |
| 05229+6826 | b008  | 14.5 | 5             | 15.01.1999      | 1200    |      |
| 05275+6600 | b014  | 16.0 |               | 14.01.1999      | 1200    |      |
| 05395+7550 | d094  | 15.0 |               | 13.01.1999      | 1200    | [18] |
| 05475+7449 | d104  | 16.0 |               | 15.01.1999      | 1200    |      |
| 05577+6141 | a027  | 16.1 | 2             | 29.10.1997      | 1200    |      |
| 06022+7559 | d110  | 16.8 |               | 15.01.1999      | 745     |      |
|            |       |      |               | 18.01.1999      | 1200    |      |
| 06273+6858 | b054b | 16.4 | 5             | 14.01.1999      | 1200    |      |
| 06273+6858 | b054c | 15.7 | 5             | 14.01.1999      | 1200    | [27] |

Таблица 1 (продолжение)

| 1          | 2     | 3    | 4  | 5          | 6    | 7    |
|------------|-------|------|----|------------|------|------|
| 06319+7536 | d120a | 18.1 |    | 18.01.1999 | 1200 |      |
| 06545+6647 | b068  | 16.1 | 5  | 15.01.1999 | 1200 | [18] |
| 07021+7349 | d134  | 14.0 |    | 15.01.1999 | 1200 | [18] |
| 07158+7706 | d135a | 15.5 |    | 13.01.1999 | 1200 | [18] |
| 07205+7842 | d137  | 16.3 |    | 15.01.1999 | 352  |      |
|            |       |      |    | 18.01.1999 | 1200 |      |
| 07225+7653 | d138  | 16.1 |    | 14.01.1999 | 1200 |      |
| 07479+7832 | d141a | 18.3 |    | 14.01.1999 | 1200 |      |
| 08054+6824 | b080  | 14.1 | 5  | 14.01.1999 | 1200 |      |
| 08142+6821 | b081  | 16.0 |    | 18.01.1999 | 1200 |      |
| 08247+7311 | d147  | 14.9 |    | 15.01.1999 | 1200 |      |
| 08259+7427 | d148  | 17.3 |    | 15.01.1999 | 1200 |      |
| 08317+7602 | d150  | 17.0 |    | 18.01.1999 | 1200 |      |
| 09037+6937 | c140  | 16.8 | 9  | 18.01.1999 | 1200 |      |
| 09162+6539 | b103  | 15.5 | 6  | 18.01.1999 | 1200 | [18] |
| 09180+6532 | b106  | 16.0 |    | 18.01.1999 | 1200 |      |
| 09233+7825 | d169  | 14.7 |    | 19.01.1999 | 1200 |      |
| 09244+7405 | d170  | 17.2 |    | 19.01.1999 | 1500 |      |
| 09305+6813 | b114  | 15.7 |    | 19.01.1999 | 1200 | [27] |
| 09406+6840 | b123  | 16.3 | 6  | 15.01.1999 | 1200 |      |
| 10172+7548 | d191  | 16.2 |    | 19.01.1999 | 1200 |      |
| 10210+7528 | d193  | 15.5 |    | 19.01.1999 | 1200 | [18] |
| 10252+7013 | c199  | 16.0 | 10 | 15.01.1999 | 1200 |      |
| 10270+7302 | d195a | 12.5 |    | 16.01.1999 | 1200 | [18] |
| 10272+6953 | c200  | 14.5 | 10 | 15.01.1999 | 1200 |      |
| 10276+7443 | d196  | 17.3 |    | 19.01.1999 | 1200 |      |
| 10383+7637 | d207  | 16.2 |    | 19.01.1999 | 1200 |      |
| 10529+7144 | c208  | 14.0 | 10 | 16.01.1999 | 1200 |      |
| 11008+7915 | d219a | 16.7 |    | 19.01.1999 | 1200 |      |
| 11008+7915 | d219b | 16.5 |    | 19.01.1999 | 1200 |      |
| 11053+7037 | c211  | 14.0 | 10 | 16.01.1999 | 1200 |      |
| 11059+7117 | c213  | 17.9 | 10 | 16.01.1999 | 1200 |      |
| 11069+7438 | d222  | 16.2 |    | 15.01.1999 | 1200 |      |
| 11085+7712 | d224a | 15.6 |    | 19.01.1999 | 1800 |      |
| 11085+7712 | d224b | 18.0 |    | 19.01.1999 | 1800 |      |
| 11436+7438 | d237  | 14.8 |    | 15.01.1999 | 1200 | [18] |
| 12312+6939 | c224  | 15.4 | 10 | 19.01.1999 | 1200 |      |
| 12477+7936 | d258a | 14.7 |    | 15.01.1999 | 1200 | [18] |
| 12477+7936 | d258b | 15.7 |    | 15.01.1999 | 1200 |      |
| 12483+7332 | d259  | 14.9 |    | 15.01.1999 | 1200 | [18] |
| 12502+7625 | d260  | 16.5 |    | 15.01.1999 | 1200 |      |
| 13045+7016 | c229a | 16.2 | 10 | 16.01.1999 | 1200 |      |
| 13045+7016 | c229b | 16.4 | 10 | 16.01.1999 | 1200 |      |
| 13286+7258 | c232  | 14.0 | 10 | 15.01.1999 | 1200 |      |
| 13300+7219 | c234  | 15.2 | 10 | 19.01.1999 | 900  |      |

\* Списки объектов ВIG: 1 - А.М.Микаелян, *Астрофизика*, 40, 1, 1997; 2 - А.М.Микаелян, К.С.Гигоян, Д.Руссей, *Астрофизика*, 40, 581, 1997; 5 - А.М.Микаелян, *Астрофизика*, 43, 425, 2000; 6 - А.М.Микаелян, *Астрофизика*, 44, 43, 2001; 9 - А.М.Микаелян, Л.А.Саргсян, *Астрофизика*, 46, 2003; 10 - А.М.Микаелян, Л.А.Саргсян, *Астрофизика*, 47, 109, 2004.

учетом компонентов), наблюдался 71 спектр (т.к. для 5 объектов наблюдалось по 2 спектра, а в пяти случаях наблюдалось одновременно по две галактики). Помимо перечисленных в табл.1 объектов, было проведено также и множество вспомогательных экспозиций для исправления поля и чувствительности CCD и перехода на длины волны (использовалась лампа He), а также для наблюдения стандартных звезд.

Обработка осуществлялась в пакете программ ESO MIDAS. Использовалась программа «exohp» (и соответствующие вспомогательные программы) для автоматической обработки спектров 1.93-м телескопа, любезно предоставленная нам М.-П.Верон-Сетти [19]. В программе осуществляется исправление поля CCD, очистка космических частиц, вычитание фона неба и устранение атмосферного поглощения, переход на длины волны, исправление за зенитное расстояние и переход от относительных интенсивностей на энергетические потоки с помощью стандартной звезды.

В ходе анализа спектров (выполненном также в пакете программ MIDAS) отождествлялись все спектральные линии, измерялись их положения и красные смещения, полные ширины линий FWHM на уровне нулевой интенсивности (непрерывного спектра), полные ширины линий на уровне половины интенсивности FWHM, эквивалентные ширины EW и интенсивности линий. Оценены отношения S/N для полученных спектров, которые колеблются в пределах 5-80.

3. *Результаты наблюдений.* На рис.1 приведены щелевые CCD спектры 36 галактик, полученные на 1.93-м телескопе ОНР. Все галактики без исключения показывают эмиссионные линии. Детальное описание спектров и другие характеристики исследуемых объектов приводятся в следующем разделе.

В табл.2 приводятся параметры основных эмиссионных линий исследуемых IRAS галактик. В последовательных столбцах приводятся: название объектов, FWHM и EW для спектральных линий H $\beta$ , [OIII]  $\lambda$ 5007, [OI]  $\lambda$ 6300, H $\alpha$  и [NII]  $\lambda$ 6584. Для FWHM учитывалась инструментальная полуширина.

Для классификации объектов по типам активности использовались диагностические диаграммы, основанные на отношениях интенсивностей эмиссионных линий [20] и эмпирическое разделение на области Sy2, LINER и NII, выполненное в результате классификации большого количества объектов [21]. На рис.2 приводятся соответствующие диагностические диаграммы с использованием отношений [OIII]  $\lambda$ 5007/H $\beta$  и [NII]  $\lambda$ 6584/H $\alpha$ ; и [OIII]  $\lambda$ 5007/H $\beta$  и [OI]  $\lambda$ 6300/H $\alpha$ . Выполнена классификация объектов на NII, LINER, Sy2 и Comp. Тип NII соответствует галактикам с очагами звездообразования. Некоторые из них, особенно имеющие более широкие эмиссионные линии (близкие к линиям Sy2), могут быть

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ОСНОВНЫХ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ  
ЛИНИЙ ОБЪЕКТОВ BIG\*

| BIG   | H $\beta$ $\lambda$ 4861 |      | [OIII] $\lambda$ 5007 |       | [OI] $\lambda$ 6300 |     | H $\alpha$ $\lambda$ 6563 |       | [NII] $\lambda$ 6584 |      |
|-------|--------------------------|------|-----------------------|-------|---------------------|-----|---------------------------|-------|----------------------|------|
|       | FWHM                     | EW   | FWHM                  | EW    | FWHM                | EW  | FWHM                      | EW    | FWHM                 | EW   |
| 1     | 2                        | 3    | 4                     | 5     | 6                   | 7   | 8                         | 9     | 10                   | 11   |
| e025a | 8.7                      | 12.1 | 12.3                  | 5.5   | 6.7                 | 1.8 | 8.8                       | 67.2  | 9.4                  | 26.5 |
| d008b | 6.9                      | 5.0  | 2.6                   | 1.8   |                     |     | 7.3                       | 43.9  | 7.6                  | 18.4 |
| d010a |                          |      | 3.1                   | 4.5   |                     |     | 7.1                       | 15.4  | 6.5                  | 11.0 |
| d016  | 4.7                      | 2.1  | 9.9                   | 24.1  | 7.0                 | 1.7 | 7.1                       | 20.4  | 9.1                  | 20.9 |
| d025a | 6.1                      | 12.8 | 3.7                   | 4.2   |                     |     | 7.3                       | 54.4  | 7.5                  | 31.1 |
| c011  |                          |      |                       |       | 9.4                 | 2.0 | 10.9                      | 9.2   | 10.2                 | 7.2  |
| c014  | 4.6                      | 5.6  | 3.2                   | 12.8  |                     |     | 4.2                       | 74.7  | 4.6                  | 31.5 |
| d049  | 5.3                      |      | 1.7                   | 0.8   | 7.3                 | 1.2 | 7.4                       | 1.6   | 11.1                 | 10.2 |
| d053  | 7.3                      |      | 14.3                  | 5.1   |                     |     | 8.2                       | 18.5  | 7.7                  | 13.0 |
| d074  | 4.3                      | 1.8  |                       |       |                     |     | 9.4                       | 18.8  | 9.6                  | 11.3 |
| b003  |                          |      |                       |       |                     |     | 7.2                       | 13.9  | 7.9                  | 7.6  |
| c064  | 16.1                     |      | 14.6                  |       | 15.0                |     | 19.7                      |       | 20.5                 |      |
| d081a |                          |      | 2.0                   | 0.8   |                     |     | 7.2                       | 17.0  | 8.6                  | 16.0 |
| b008  | 4.6                      | 1.8  |                       |       |                     |     | 7.8                       | 16.6  | 8.0                  | 8.2  |
| b014  |                          |      |                       |       |                     |     | 8.9                       | 15.6  | 10.6                 | 12.4 |
| d094  | 6.4                      | 1.9  | 3.4                   | 1.1   |                     |     | 6.4                       | 20.9  | 6.2                  | 8.6  |
| d104  |                          |      | 10.3                  | 2.3   |                     |     | 8.3                       | 11.2  | 10.2                 | 10.0 |
| a027  |                          |      |                       |       |                     |     | 19.5                      |       |                      |      |
| d110  |                          |      |                       |       |                     |     | 7.8                       | 18.3  | 11.5                 | 6.5  |
| b054b | 3.6                      | 1.8  | 14.4                  | 2.1   |                     |     | 7.2                       | 15.1  | 7.2                  | 7.7  |
| b054c | 9.7                      | 13.7 | 8.5                   | 76.7  | 10.4                | 8.2 | 10.9                      | 53.7  | 10.4                 | 34.4 |
| d120a | 11.1                     | 3.6  | 8.0                   | 7.0   |                     |     | 12.6                      | 40.9  | 11.6                 | 28.5 |
| b068  | 5.0                      | 6.2  | 10.1                  | 5.2   | 3.7                 | 2.1 | 6.0                       | 33.0  | 5.5                  | 13.5 |
| d134  |                          |      | 3.8                   | 1.3   | 1.9                 | 1.2 | 9.3                       | 11.6  | 10.7                 | 11.4 |
| d135a | 6.4                      | 4.6  | 3.8                   | 2.0   |                     |     | 8.7                       | 31.4  | 7.3                  | 13.8 |
| d137  | 7.5                      | 4.0  | 11.5                  | 22.3  | 8.7                 | 3.0 | 9.2                       | 32.5  | 12.6                 | 29.3 |
| d138  |                          |      |                       |       |                     |     | 9.4                       | 5.3   | 10.2                 | 6.7  |
| d141a | 4.4                      | 4.3  |                       |       |                     |     | 8.7                       | 31.1  | 6.1                  | 19.0 |
| b080  | 6.4                      | 4.8  | 7.7                   | 14.2  | 3.6                 | 0.9 | 6.4                       | 18.2  | 7.1                  | 14.1 |
| b081  | 7.4                      | 6.3  | 8.2                   | 3.4   | 7.0                 | 1.7 | 8.5                       | 40.5  | 8.6                  | 25.9 |
| d147  | 11.6                     | 4.5  | 4.9                   | 2.0   | 3.7                 | 1.9 | 9.9                       | 37.3  | 9.1                  | 14.4 |
| d148  | 7.6                      | 22.5 | 6.9                   | 13.8  | 5.4                 | 3.1 | 8.2                       | 108.2 | 7.7                  | 50.1 |
| d150  | 4.4                      | 2.6  | 8.8                   | 2.4   | 9.0                 | 1.7 | 13.0                      | 27.5  | 13.0                 | 16.8 |
| c140  | 8.0                      | 10.2 | 4.2                   | 6.3   | 4.8                 | 1.3 | 6.8                       | 44.7  | 7.0                  | 18.1 |
| b103  | 5.1                      | 1.1  | 5.0                   | 1.2   | 4.2                 | 0.7 | 9.7                       | 14.1  | 10.5                 | 6.9  |
| b106  | 6.9                      | 6.2  | 3.1                   | 1.2   | 1.4                 | 2.4 | 7.5                       | 39.0  | 8.2                  | 15.7 |
| d169  | 11.2                     | 2.9  |                       |       | 2.9                 | 1.2 | 8.8                       | 15.6  | 10.4                 | 10.3 |
| d170  | 11.0                     | 4.1  | 9.4                   | 28.7  |                     |     | 8.1                       | 25.3  | 1.5                  | 32.6 |
| b114  | 7.9                      | 7.3  | 12.7                  | 116.2 | 17.7                | 7.6 | 7.2                       | 55.9  | 12.2                 | 49.6 |
| b123  | 6.6                      | 28.8 | 6.2                   | 40.8  | 5.9                 | 2.5 | 6.1                       | 116.9 | 6.4                  | 36.4 |
| d191  | 5.8                      | 6.5  | 3.9                   | 1.7   | 4.7                 | 2.0 | 7.4                       | 43.6  | 7.9                  | 23.5 |
| d193  | 6.8                      | 14.7 | 7.1                   | 15.4  | 8.0                 | 2.3 | 6.9                       | 70.9  | 7.1                  | 37.8 |
| c199  | 9.6                      | 7.8  | 9.3                   | 6.2   | 1.6                 | 0.8 | 11.7                      | 55.4  | 13.0                 | 27.5 |

Таблица 2 (продолжение)

| 1     | 2    | 3    | 4   | 5    | 6   | 7   | 8    | 9    | 10   | 11   |
|-------|------|------|-----|------|-----|-----|------|------|------|------|
| d195a | 4.9  | 2.9  | 1.9 | 5.0  |     |     | 5.3  | 9.7  | 7.7  | 6.1  |
| c200  | 19.3 |      | 3.7 | 2.3  |     |     | 9.4  | 11.6 | 9.6  | 8.3  |
| d196  |      |      |     |      |     |     | 4.9  | 5.9  | 6.8  | 6.3  |
| d207  | 4.0  |      | 0.7 | 1.8  |     |     | 3.8  | 3.6  | 9.1  | 7.1  |
| c208  | 7.3  | 10.2 | 7.1 | 7.9  | 8.8 | 2.1 | 9.5  | 44.0 | 9.0  | 21.1 |
| d219a | 11.1 | 7.0  | 4.5 | 5.6  | 6.6 | 4.3 | 9.9  | 52.6 | 9.9  | 27.1 |
| d219b | 6.0  | 10.1 | 5.7 | 6.6  | 5.1 | 2.2 | 5.8  | 58.2 | 5.9  | 24.5 |
| c211  | 5.4  | 1.3  |     |      |     |     | 5.8  | 7.9  | 6.7  | 3.3  |
| c213  | 1.6  | 5.6  |     |      | 2.0 | 2.1 | 8.4  | 40.4 | 7.2  | 35.0 |
| d222  | 6.3  | 4.0  | 7.1 | 3.6  | 4.4 | 1.1 | 8.4  | 30.9 | 8.1  | 20.0 |
| d224a | 4.7  | 2.6  | 8.0 | 2.6  | 3.8 | 2.2 | 9.3  | 22.5 | 13.4 | 14.9 |
| d224b |      |      | 1.5 | 1.7  | 4.7 | 3.1 | 8.0  | 14.1 | 6.6  | 13.0 |
| d237  | 7.2  | 9.3  | 8.4 | 23.4 | 2.3 | 2.3 | 10.0 | 45.0 | 9.2  | 26.3 |
| c224  | 3.8  | 1.1  | 2.4 | 1.7  | 3.3 | 0.4 | 7.2  | 6.8  | 7.2  | 3.5  |
| d258a | 6.9  | 12.2 | 6.9 | 6.0  | 4.7 | 1.8 | 6.8  | 61.1 | 6.1  | 25.8 |
| d259  | 6.6  | 8.6  | 6.7 | 3.0  | 7.3 | 1.7 | 6.1  | 48.8 | 6.1  | 21.3 |
| d260  | 6.2  | 5.1  | 7.7 | 1.8  | 3.4 | 0.9 | 8.4  | 39.6 | 8.4  | 19.7 |
| c229a | 2.8  | 20.3 | 2.3 | 7.5  | 2.8 | 7.9 | 3.7  | 39.8 | 3.7  | 43.7 |
| c229b | 4.4  | 3.4  | 4.2 | 2.6  |     |     | 8.1  | 22.3 | 8.5  | 11.9 |
| c232  | 1.8  |      | 2.7 | 2.2  |     |     | 9.5  | 8.1  | 11.1 | 7.8  |
| c234  |      |      |     |      | 3.4 | 1.1 | 5.4  | 7.4  | 8.1  | 5.5  |

\* Спектры объектов d044 и d258b имеют плохое качество и линий не наблюдается.

причислены к типу галактик с околядерной вспышкой звездообразования [22]. Тип LINER обозначает ядерные эмиссионные области низкой ионизации [23]. Тип Composite обозначает объекты, у которых наблюдается

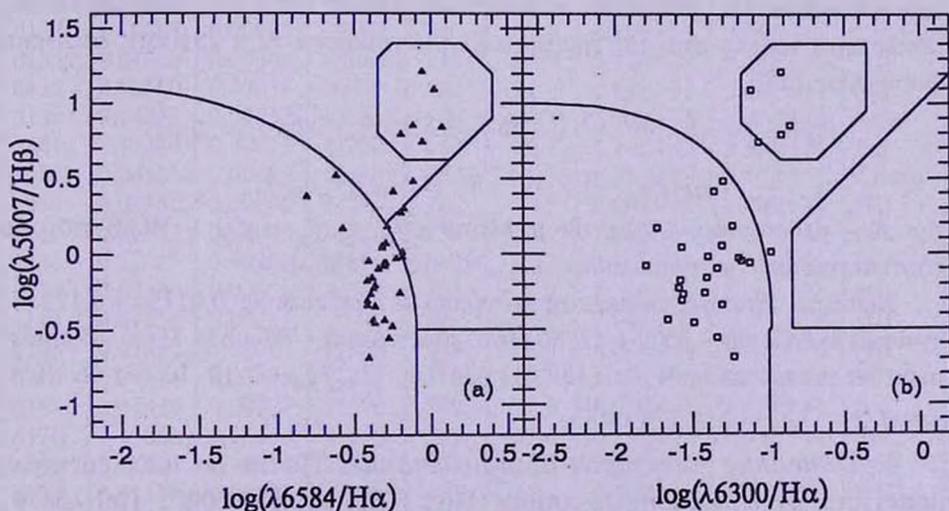


Рис.2. Диагностические диаграммы для объектов VIG, построенные на основе отношений интенсивностей эмиссионных линий: а) [OIII]  $\lambda_{5007}/H\beta$  и [NII]  $\lambda_{6584}/H\alpha$ ; б) [OIII]  $\lambda_{5007}/H\beta$  и [OI]  $\lambda_{6300}/H\alpha$ .

составной спектр, состоящий одновременно из активного ядра (Sy2 или LINER) и околядерной области звездообразования [24]. Всего на диагностических диаграммах ([OIII]  $\lambda 5007/\text{H}\beta$ )/([NII]  $\lambda 6584/\text{H}\alpha$ ) и ([OIII]  $\lambda 5007/\text{H}\beta$ )/([OI]  $\lambda 6300/\text{H}\alpha$ ) имеется 41 и 29 объектов соответственно.

В табл.3 приведены результаты наблюдений всех 66 галактик с их основными вычисленными параметрами. В последовательных столбцах приводятся: BIG название объектов; красные смещения, определенные по эмиссионным линиям ( $z_{em}$ ) и их среднеквадратичные ошибки; лучевые скорости ( $v_r$ ), определенные по эмиссионным  $z$  (и вычисленные по релятивистической формуле); соответствующие расстояния объектов, вычисленные при  $H=75$  км/с Мпк; абсолютные звездные величины ( $M_p$ ); инфракрасные ( $L_{IR}$ ) и далекие инфракрасные ( $L_{FIR}$ ) светимости в единицах светимостей Солнца; тип активности объектов. (":" обозначает объекты с неуверенной классификацией). Типы объектов с определенными отношениями интенсивностей эмиссионных линий соответствуют их расположениям на диагностических диаграммах. Для остальных объектов проведена приблизительная классификация. Типом "AGN" обозначены объекты, проявляющие признаки активности по эмиссионным линиям без точного определения класса. Тип "Em" относится к спектру с признаками эмиссии без возможности более точного определения класса объекта. Некоторые спектры имеют большие шумы и их класс активности невозможно определить.

Инфракрасные ( $L_{IR}$ , светимость в диапазоне 8-1000 мкм) и далекие инфракрасные ( $L_{FIR}$ , светимость в диапазоне 40-500 мкм) светимости вычислены с использованием более точных данных IRAS FSC [2] (т.к. для исследуемых объектов в каталоге IRAS PSC [1], как правило, приведены только верхние границы для потоков на 12 и 25 мкм), согласно формулам [25]:

$$L_{IR}(L_{\odot}) = 5.6 \cdot 10^5 \cdot R^2 \cdot (13.56 f_{12} + 5.26 f_{25} + 2.54 f_{60} + f_{100}),$$

$$L_{FIR}(L_{\odot}) = 5.6 \cdot 10^5 \cdot R^2 \cdot (2.58 f_{60} + f_{100}),$$

где  $R$  - расстояния объектов в Мпк, а  $f_{12}$ ,  $f_{25}$ ,  $f_{60}$  и  $f_{100}$  - IRAS потоки соответственно в диапазонах 12, 25, 60 и 100 мкм.

Значения красных смещений колеблются в диапазоне  $0.01194 + 0.17344$ , лучевых скоростей -  $3560 + 47580$  км/с, расстояний -  $47 + 634$  Мпк, абсолютных звездных величин -  $-16^m.7 + -24^m.0$ ,  $L_{IR}/L_{\odot} - 7.19 \cdot 10^9 + 1.16 \cdot 10^{12}$ ,  $L_{FIR}/L_{\odot} - 3.59 \cdot 10^9 + 8.66 \cdot 10^{11}$ .

4. *Описание спектров и примечания.* Почти во всех спектрах присутствуют эмиссионные линии  $\text{H}\beta$ , [OIII]  $\lambda\lambda 4959/5007$ ,  $\text{HeI} \lambda 5876$ , [OI]  $\lambda\lambda 6300/6363$ ,  $\text{H}\alpha$ , [NII]  $\lambda\lambda 6548/6584$  и [SII]  $\lambda\lambda 6717/6731$ , а также абсорбционные линии  $\text{MgI} \lambda 5180$  и  $\text{NaI} \lambda 5890$ . Другими встречающимися

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДУЕМЫХ  
ОБЪЕКТОВ BIG

| BIG   | $z_{\text{em}}$ | $\sigma(z_{\text{em}})$ | $v_r$<br>км/с | $\Gamma$<br>Мпк | $M_V$ | $L_{IR} / L_{\odot}$ | $L_{FIR} / L_{\odot}$ | Тип    |
|-------|-----------------|-------------------------|---------------|-----------------|-------|----------------------|-----------------------|--------|
| 1     | 2               | 3                       | 4             | 5               | 6     | 7                    | 8                     | 9      |
| e025a | 0.05085         | 0.00032                 | 14870         | 198             | -19.7 | 9.70E+10             | 6.81E+10              | HII    |
| d008b | 0.05606         | 0.00011                 | 16350         | 218             | -21.7 | 2.52E+11             | 8.30E+10              | HII    |
| d010a | 0.03463         | 0.00015                 | 10210         | 136             | -20.2 | 1.10E+11             | 6.14E+10              | Comp:  |
| d016  | 0.05594         | 0.00013                 | 16310         | 218             | -20.8 | 1.14E+11             | 7.28E+10              | Sy2    |
| d025a | 0.07005         | 0.00013                 | 20280         | 270             | -21.6 | 3.19E+11             | 1.07E+11              | HII    |
| c011  | 0.01614         | 0.00011                 | 4800          | 64              | -18.1 | 7.01E+10             | 6.48E+10              | LINER  |
| c014  | 0.01320         | 0.00002                 | 3930          | 52              | -19.1 | 1.53E+10             | 4.60E+09              | HII    |
| d044  | ?               |                         |               |                 |       |                      |                       | ?      |
| d049  | 0.03381         | 0.00015                 | 9970          | 133             | -19.6 | 4.46E+10             | 2.71E+10              | AGN    |
| d053  | 0.03249         | 0.00013                 | 9590          | 128             | -20.8 | 7.17E+10             | 2.69E+10              | Comp:  |
| d074  | 0.05696         | 0.00012                 | 16600         | 221             | -21.5 | 1.54E+11             | 7.84E+10              | HII    |
| b003  | 0.04022         | 0.00024                 | 11820         | 158             | -20.6 | 2.02E+11             | 3.99E+10              | HII    |
| c064  | 0.10295         | 0.00017                 | 29300         | 391             | -20.6 | 9.96E+11             | 2.91E+11              | Sy2    |
| d081a | 0.07693         | 0.00011                 | 22190         | 296             | -21.1 | 3.76E+11             | 2.65E+11              | AGN    |
| b008  | 0.01664         | 0.00005                 | 4950          | 66              | -19.6 | 2.55E+10             | 7.72E+09              | HII    |
| b014  | 0.03059         | 0.00020                 | 9040          | 120             | -19.4 | 9.96E+10             | 6.15E+10              | AGN:   |
| d094  | 0.02478         | 0.00026                 | 7340          | 98              | -20.0 | 3.10E+10             | 2.24E+10              | HII    |
| d104  | 0.05153         | 0.00009                 | 15060         | 201             | -20.5 | 1.14E+11             | 7.44E+10              | Comp:  |
| a027  | 0.03058         |                         | 9030          | 120             | -19.3 | 6.12E+10             | 2.31E+10              | Em     |
| d110  | 0.08169         | 0.00040                 | 23510         | 313             | -20.7 | 3.40E+11             | 2.64E+11              | HII    |
| b054b | 0.06654         | 0.00020                 | 19300         | 257             | -20.7 | 2.03E+11             | 1.15E+11              | HII    |
| b054c | 0.06555         | 0.00016                 | 19020         | 254             | -21.3 | 1.97E+11             | 1.12E+11              | Sy2    |
| d120a | 0.09154         | 0.00022                 | 26210         | 349             | -19.6 | 2.75E+11             | 2.02E+11              | Comp   |
| b068  | 0.01601         | 0.00016                 | 4770          | 64              | -17.9 | 8.73E+09             | 4.83E+09              | HII    |
| d134  | 0.10307         | 0.00025                 | 29340         | 391             | -24.0 | 5.38E+11             | 3.76E+11              | LINER: |
| d135a | 0.04850         | 0.00004                 | 14200         | 189             | -20.9 | 8.24E+10             | 5.28E+10              | HII    |
| d137  | 0.08660         | 0.00026                 | 24860         | 331             | -21.3 | 4.18E+11             | 2.89E+11              | Sy2    |
| d138  | 0.04837         | 0.00032                 | 14160         | 189             | -20.3 | 6.90E+10             | 4.27E+10              | AGN    |
| d141a | 0.17344         | 0.00015                 | 47580         | 634             | -20.7 | 1.16E+12             | 8.66E+11              | Em     |
| b080  | 0.04126         | 0.00009                 | 12120         | 162             | -21.9 | 6.31E+10             | 3.56E+10              | Comp   |
| b081  | 0.03880         | 0.00008                 | 11410         | 152             | -19.9 | 9.59E+10             | 6.90E+10              | HII    |
| d147  | 0.06552         | 0.00010                 | 19010         | 254             | -22.1 | 1.30E+11             | 7.11E+10              | HII    |
| d148  | 0.12315         | 0.00005                 | 34690         | 462             | -21.0 | 3.08E+11             | 1.75E+11              | HII    |
| d150  | 0.09309         | 0.00030                 | 26630         | 355             | -20.8 | 2.14E+11             | 1.40E+11              | HII    |
| c140  | 0.01254         | 0.00013                 | 3740          | 50              | -16.7 | 7.44E+09             | 3.59E+09              | HII    |
| b103  | 0.03792         | 0.00022                 | 11160         | 149             | -20.4 | 6.04E+10             | 3.62E+10              | HII    |
| b106  | 0.03816         | 0.00005                 | 11230         | 150             | -19.9 | 1.09E+11             | 8.40E+10              | HII    |
| d169  | 0.07474         | 0.00027                 | 21590         | 288             | -22.6 | 2.28E+11             | 1.67E+11              | Em     |
| d170  | 0.15860         | 0.00054                 | 43850         | 585             | -21.6 | 6.53E+11             | 3.65E+11              | Sy2    |
| b114  | 0.07101         | 0.00014                 | 20550         | 274             | -21.5 | 2.22E+11             | 1.15E+11              | Sy2:   |
| b123  | 0.01194         | 0.00002                 | 3560          | 47              | -17.1 | 7.19E+09             | 4.83E+09              | HII    |
| d191  | 0.05920         | 0.00033                 | 17240         | 230             | -20.6 | 9.31E+10             | 5.76E+10              | HII    |
| d193  | 0.02787         | 0.00007                 | 8250          | 110             | -19.7 | 8.75E+10             | 6.24E+10              | HII    |

Таблица 3 (продолжение)

| 1     | 2       | 3       | 4     | 5   | 6     | 7        | 8        | 9     |
|-------|---------|---------|-------|-----|-------|----------|----------|-------|
| c199  | 0.11798 | 0.00020 | 33320 | 444 | -22.2 | 8.27E+11 | 6.10E+11 | HII   |
| d195a | 0.02243 | 0.00074 | 6650  | 89  | -22.2 | 1.48E+10 | 8.38E+09 | HII   |
| c200b | 0.03872 | 0.00022 | 11390 | 152 | -21.4 | 4.47E+10 | 2.96E+10 | Comp: |
| d196  | 0.05755 | 0.00009 | 16770 | 224 | -19.4 | 1.40E+11 | 1.08E+11 | AGN   |
| d207  | 0.03147 | 0.00016 | 9290  | 124 | -19.3 | 5.01E+10 | 3.64E+10 | AGN   |
| c208  | 0.06190 | 0.00019 | 18000 | 240 | -22.9 | 1.55E+11 | 9.45E+10 | HII   |
| d219a | 0.06196 | 0.00008 | 18010 | 240 | -20.2 | 2.55E+11 | 1.04E+11 | HII   |
| d219b | 0.06196 | 0.00011 | 18010 | 240 | -20.4 | 2.55E+11 | 1.04E+11 | HII   |
| c211  | 0.04117 | 0.00007 | 12100 | 161 | -22.0 | 5.43E+10 | 2.94E+10 | HII   |
| c213  | 0.13875 | 0.00007 | 38760 | 517 | -20.7 | 6.34E+11 | 4.55E+11 | Comp: |
| d222  | 0.03945 | 0.00016 | 11600 | 155 | -19.7 | 7.62E+10 | 5.38E+10 | HII   |
| d224a | 0.10025 | 0.00029 | 28570 | 381 | -22.3 | 4.93E+11 | 3.88E+11 | Comp: |
| d224b | 0.09962 | 0.00032 | 28400 | 379 | -19.9 | 4.87E+11 | 3.84E+11 | AGN   |
| d237  | 0.05601 | 0.00010 | 16330 | 218 | -21.9 | 1.10E+11 | 6.23E+10 | Comp: |
| c224  | 0.06917 | 0.00025 | 20040 | 267 | -21.7 | 1.39E+11 | 7.67E+10 | HII   |
| d258a | 0.03381 | 0.00005 | 9970  | 133 | -20.9 | 4.22E+10 | 2.76E+10 | HII   |
| d258b | ?       |         |       |     |       |          |          | ?     |
| d259  | 0.03139 | 0.00004 | 9270  | 124 | -20.6 | 3.00E+10 | 1.74E+10 | HII   |
| d260  | 0.06342 | 0.00011 | 18420 | 246 | -20.5 | 1.20E+11 | 7.11E+10 | HII   |
| c229a | 0.06459 | 0.00003 | 18750 | 250 | -20.8 | 1.38E+11 | 7.52E+10 | Em    |
| c229b | 0.06453 | 0.00022 | 18740 | 250 | -20.6 | 1.38E+11 | 7.51E+10 | HII   |
| c232  | 0.03045 | 0.00019 | 9000  | 120 | -21.4 | 3.17E+10 | 2.35E+10 | AGN   |
| c234  | 0.03596 | 0.00033 | 10590 | 141 | -20.6 | 5.43E+10 | 3.89E+10 | Comp  |

линиями являются эмиссионные линии H $\gamma$ , HeII  $\lambda$ 6686 и [FeVII]  $\lambda$ 6087. Непрерывный спектр часто значительный, что указывает на сильную звездную составляющую (материнскую галактику) вокруг наблюдаемого ядра. В некоторых случаях наблюдается одновременно эмиссия и абсорбция в линиях H $\beta$  и H $\alpha$ , и в силу слабости эмиссионной H $\beta$ , она теряется в поглощении, а H $\alpha$  ослабляется или наблюдается ямка в профили эмиссионной линии. Ниже приводится описание спектров и комментарии для наиболее интересных объектов, в частности AGN.

IRAS 03347+7748 = BIG d010a. Отношение интенсивностей линий: [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$  = 0.71. Можно классифицировать как Comp. Наблюдается слабый непрерывный спектр, указывающий на красную галактику.

IRAS 03386+7909 = BIG d016. [OIII] $\lambda$ 5007/H $\beta$  = 12.30, [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$  = 1.04 и [OI] $\lambda$ 6300/H $\alpha$  = 0.08. Классический Sy2. Наблюдается слабый непрерывный спектр.

IRAS 04033+6942 = BIG c011. [OIII] $\lambda$ 5007/H $\beta$  = 2.40, [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$  = 0.76 и [OI] $\lambda$ 6300/H $\alpha$  = 0.42. По диагностическим диаграммам классифицируется как LINER. Наблюдается непрерывный спектр, указывающий на красную галактику.

IRAS 04140+7448 = BIG d049. Отношения интенсивностей линий формально равны: [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$  = 6.24, [OI] $\lambda$ 6300/H $\alpha$  = 0.72, однако слабость линии H $\alpha$  указывает на наличие наложенного абсорбционного компонента. Поэтому объект классифицирован как AGN без точного определения типа. Наблюдаются линии поглощения H $\beta$ , MgI  $\lambda$ 5180 и NaI  $\lambda$ 5890.

IRAS 04183+7457 = BIG d053. [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$  = 0.69, чем объект располагается в районе между типами AGN и HII. Классифицируется как Comp. Наблюдается красный

непрерывный спектр и линии поглощения H $\beta$ , MgI  $\lambda$ 5180 и NaI  $\lambda$ 5890.

- IRAS 05196+7257 = BIG c064. [OIII] $\lambda$ 5007/H $\beta$ =7.12, [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.76 и [OI] $\lambda$ 6300/H $\alpha$ =0.14. Классический Sy2.
- IRAS 05214+7741 = BIG d081a. Отсутствие H $\beta$  не позволяет классифицировать объект по диагностическим диаграммам, однако отношение линий [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.93 соответствует Sy2 (или LINER). Наблюдается слабый непрерывный спектр.
- IRAS 05275+6600 = BIG b014. [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.79, чем объект располагается в области между типами AGN и HII. Звездная составляющая значительна: наблюдается красный непрерывный спектр и сильная линия поглощения NaI  $\lambda$ 5890.
- IRAS 05475+7449 = BIG d104. [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.86, чем объект располагается в районе между типами AGN и HII. Классифицируется как Comp. Звездная составляющая значительна: наблюдается красный непрерывный спектр и линии поглощения H $\beta$ , MgI  $\lambda$ 5180 и NaI  $\lambda$ 5890.
- IRAS 06273+6858 = BIG b054bc. Компоненты "b" и "c" находятся в непосредственной близости и сильно взаимодействуют. Расположение щели спектрографа (PA = 60°) позволило одновременно наблюдать оба компонента. Отношение интенсивностей линий компонента "c" [OIII] $\lambda$ 5007/H $\beta$ =6.11, [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.64 и [OI] $\lambda$ 6300/H $\alpha$ =0.12. По диагностическим диаграммам классифицируется как классический Sy2. Наблюдения позволили подтвердить физическую связь двух галактик (скорость их относительного движения равна 280 км/с).
- IRAS 06319+7536 = BIG d120a. [OIII] $\lambda$ 5007/H $\beta$ =1.98 и [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.67. По диагностическим диаграммам классифицируется как Comp.
- IRAS 07021+7349 = BIG d134. [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.97 и [OI] $\lambda$ 6300/H $\alpha$ =0.11. Звездная составляющая значительна (непрерывный спектр и линии поглощения H $\beta$ , MgI  $\lambda$ 5180 и NaI  $\lambda$ 5890). Отсутствие эмиссионной H $\beta$  не позволяет классифицировать объект по диагностическим диаграммам, однако ввиду сильной линии [OI] $\lambda$ 6300 это по видимому LINER.
- IRAS 07205+7842 = BIG d137. [OIII] $\lambda$ 5007/H $\beta$ =5.56, [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.88 и [OI] $\lambda$ 6300/H $\alpha$ =0.08. Классический Sy2. Наблюдается слабый непрерывный спектр.
- IRAS 07225+7653 = BIG d138. [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =1.25, однако слабость линии H $\alpha$  указывает на наличие наложенного абсорбционного компонента. Поэтому объект классифицирован как AGN без точного определения типа. Звездная составляющая очень значительна: наблюдаются линии поглощения H $\beta$ , MgI  $\lambda$ 5180 и NaI  $\lambda$ 5890.
- IRAS 07479+7832 = BIG d141a. Имеет наибольшее красное смещение, полученное для галактик выборки BIG. По ИК-светимости можно классифицировать как ULIG.
- IRAS 08054+6824 = BIG b080. [OIII] $\lambda$ 5007/H $\beta$ =3.01, [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.77 и [OI] $\lambda$ 6300/H $\alpha$ =0.05. Располагается в области между AGN и HII и по диагностическим диаграммам классифицируется как Comp.
- IRAS 09244+7405 = BIG d170. [OIII] $\lambda$ 5007/H $\beta$ =6.89, [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =1.17, что по диагностическим диаграммам соответствует классическому Sy2. Непрерывный спектр указывает на голубую галактику.
- IRAS 09305+6813 = BIG b114. [OIII] $\lambda$ 5007/H $\beta$ =16.38, [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.88 и [OI] $\lambda$ 6300/H $\alpha$ =0.12. Классический Sy. Наблюдаются также линии Fe, в частности [FeVII] $\lambda$ 6087 и возможно, линии FeII, что может быть признаком типа NLS1 (Narrow Line Seyfert 1, [28]).
- IRAS 10272+6953 = BIG c200b. [NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =0.70. Есть признаки наличия наложенного абсорбционного компонента. Звездная составляющая значительна: наблюдаются глубокие линии поглощения H $\beta$ , MgI  $\lambda$ 5180 и NaI  $\lambda$ 5890. Можно классифицировать как Comp.
- IRAS 10276+7443 = BIG d196. Отношение интенсивностей линий формально равно log[NII] $\lambda$ 6584/H $\alpha$ =1.04, однако слабость линии H $\alpha$  указывает на наличие наложенного абсорбционного компонента. Поэтому объект классифицирован как AGN без точного определения типа. Звездная составляющая очень значительна: наблюдаются линии поглощения H $\beta$ , MgI  $\lambda$ 5180 и NaI  $\lambda$ 5890.

- IRAS 10383+7637 = BIG d207. [NII] $\lambda$ 6584/ $H\alpha$  = 1.95, однако слабость линии  $H\alpha$  указывает на наличие наложенного абсорбционного компонента. Поэтому объект классифицирован как AGN без точного определения типа. Звездная составляющая очень значительна: наблюдаются линии поглощения  $H\beta$ , MgI  $\lambda$ 5180 и NaI  $\lambda$ 5890.
- IRAS 11008+7915 = BIG d219ab. Расположение щели спектрографа ( $PA = 124^\circ$ ) позволило одновременно наблюдать компоненты "а" и "б". Наблюдения позволили подтвердить физическую связь двух галактик (красное смещение обоих компонентов в точности одинаково).
- IRAS 11059+7117 = BIG c213. [NII] $\lambda$ 6584/ $H\alpha$  = 0.81 и [OI] $\lambda$ 6300/ $H\alpha$  = 0.06. Отсутствие  $H\beta$  не позволяет классифицировать объект по диагностическим диаграммам, однако по отношениям имеющихся линий располагается между AGN и III. Можно отнести к Composite.
- IRAS 11085+7712 = BIG d224ab. Компоненты "а" и "б" находятся в непосредственной близости и сильно взаимодействуют. Расположение щели спектрографа ( $PA = 25^\circ$ ) позволило одновременно наблюдать оба компонента. Отношение интенсивностей линий компонента "а" [OIII] $\lambda$ 5007/ $H\beta$  = 1.02, [NII] $\lambda$ 6584/ $H\alpha$  = 0.64 и [OI] $\lambda$ 6300/ $H\alpha$  = 0.10. Объект располагается в районе между LINER и III и можно классифицировать как Comp. Непрерывный спектр указывает на голубую галактику. Отношение интенсивностей линий компонента "б" [NII] $\lambda$ 6584/ $H\alpha$  = 0.90 и [OI] $\lambda$ 6300/ $H\alpha$  = 0.22, однако слабость линии  $H\alpha$  указывает на наличие наложенного абсорбционного компонента. Поэтому объект классифицирован как AGN без точного определения типа. Наблюдения позволили подтвердить физическую связь двух галактик (скорость их относительного движения равна 170 км/с).
- IRAS 11436+7438 = BIG d237. По-видимому, наложение галактики Sy2 и области III. Классифицируется как Comp.
- IRAS 12477+7936 = BIG d258ab. Расположение щели спектрографа ( $PA = 45^\circ$ ) позволило одновременно наблюдать компоненты "а" и "б", однако из-за плохого качества спектра компонент "б" не удается классифицировать.
- IRAS 13045+7016 = BIG c229ab. Расположение щели спектрографа ( $PA = 30^\circ$ ) позволило одновременно наблюдать компоненты "а" и "б". Для компонента "а" невозможно определить класс активности (классифицирован как Em). Наблюдения позволили подтвердить физическую связь двух галактик (скорость их относительного движения равна всего 10 км/с).
- IRAS 13286+7258 = BIG c232. [NII] $\lambda$ 6584/ $H\alpha$  = 0.97, однако относительная слабость линии  $H\alpha$  указывает на наличие наложенного абсорбционного компонента. Поэтому объект классифицирован как AGN без точного определения типа. Звездная составляющая очень значительна: наблюдается интенсивный непрерывный спектр и линии поглощения  $H\beta$ , MgI  $\lambda$ 5180 и NaI  $\lambda$ 5890.
- IRAS 13300+7219 = BIG c234. [NII] $\lambda$ 6584/ $H\alpha$  = 0.74 и [OI] $\lambda$ 6300/ $H\alpha$  = 0.15. Располагается в области между AGN и III и классифицируется как Comp.

5. *Анализ полученных результатов и заключение.* В данной работе проведены спектральные наблюдения 66 BIG объектов. Определены параметры спектральных линий для всех объектов, вычислены красные смещения, лучевые скорости, расстояния, абсолютные звездные величины, инфракрасные и далекие инфракрасные светимости, построена диагностическая диаграмма на основе отношений интенсивностей эмиссионных линий и определен тип активности объектов. Объекты имеют красные смещения в диапазоне  $0.01194 + 0.17344$ , абсолютные звездные величины  $-16^m.7 + -24^m.0$ ,  $L_{IR}/L_\odot - 7.19 \cdot 10^9 + 1.16 \cdot 10^{12}$  и  $L_{FIR}/L_\odot - 3.59 \cdot 10^9 + 8.66 \cdot 10^{11}$ . На рис.3 приведено распределение объектов по упомянутым характеристикам.

Среди исследуемых объектов обнаружено 6 галактик типа Sy2, 2 LINER, 8 AGN (Sy или LINER), 10 Composite, 34 HII, 4 имеют эмиссионный спектр (обозначены как Em), но по типу активности не классифицируются из-за плохого качества спектров и 2 объекта имеют большие шумы в спектрах без каких-либо линий. Среди исследуемых объектов 43 являются радиоисточниками NVSS [29], причем среди них попадают 20 из 26 AGN, что подтверждает высокую вероятность оказания AGN ИК-источников, совпадающих с радиоисточниками.

Объект IRAS 07479+7832 = BIG d141a является сверхсветимой ИК-галактикой (ULIG) и 21 являются галактиками LIG. По близости значений  $z$  выявлены 4 физические пары, являющиеся оптическими двойниками IRAS источников. Полученная в среднем высокая ИК-светимость для всех этих объектов подтверждает мнение о том, что по-видимому, явление LIG/ULIG связано со взаимодействиями галактик.

Результаты данной работы подтвердили наличие интересных объектов среди галактик BIG. Конечной целью спектральных наблюдений выборки является выявление интересных объектов для последующих наблюдений с более крупными телескопами, определения ее состава в отношении различных типов галактик, а также оценка состава IRAS источников на

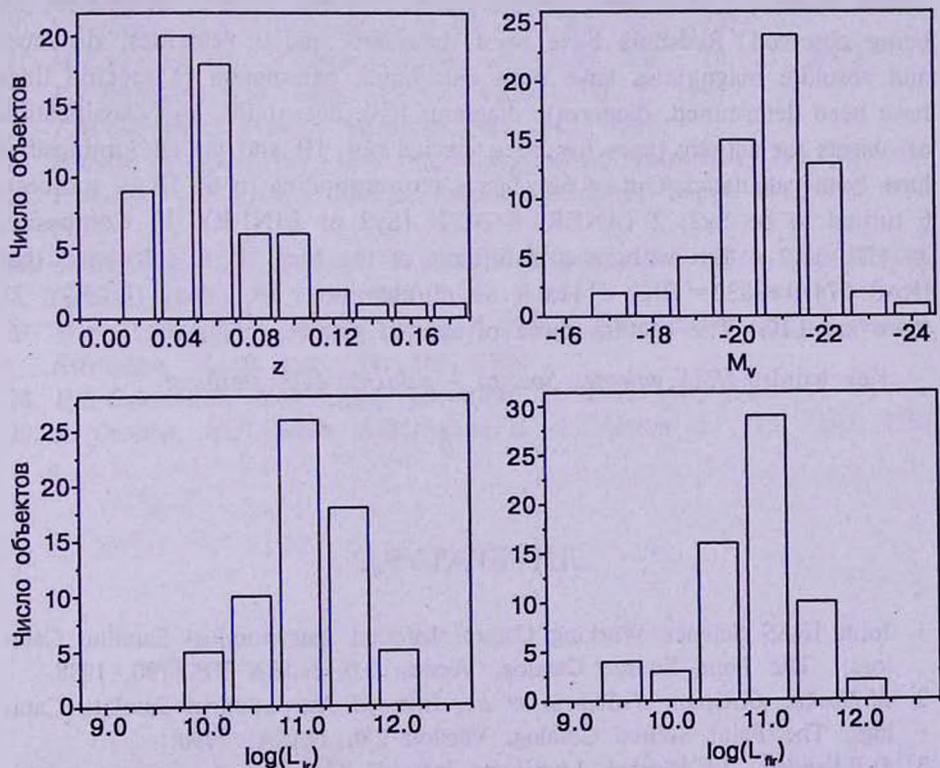


Рис.3. Распределение исследуемых объектов BIG по  $z$ ,  $M_V$ ,  $L_V$  и  $L_{IR}$ .

высоких галактических широтах.

Работа была выполнена благодаря Французско-Армянскому сотрудничеству (Jumelage), в рамках которого автор посетил ОНР для проведения наблюдений. Автор благодарит Ф.Верона и М.-П.Верон-Сетти за полезные обсуждения и советы по улучшению работы, а также за любезное предоставление программы "extohp" для автоматической обработки спектров.

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

## SPECTRAL OBSERVATIONS OF BIG OBJECTS. III

А.М.МICKAELIAN

The results of spectral observations of 66 objects from the BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) sample made with the Observatoire de Haute-Provence (OHP, France) 1.93-m telescope are given. Emission lines in 64 galaxies are being observed. Redshifts have been measured, radial velocities, distances and absolute magnitudes have been calculated, parameters of spectral lines have been determined, diagnostic diagrams have been built, and classification of objects for activity types has been carried out, IR and far IR luminosities have been calculated. Out of 66 objects (corresponding to 61 IRAS sources), 6 turned to be Sy2, 2 LINER, 8 AGN (Sy2 or LINER), 10 Composite, 34 HII, and 4 Em without a definition of the type. It is calculated that IRAS 07479+7832 = BIG d141a is an ultraluminous IR galaxy (ULIG), 21 more are LIG. The spectra some of studied galaxies are given.

Key words: *IRAS galaxies: Spectra - galaxies: AGN: starburst*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Joint IRAS Science Working Group. Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Point Source Catalog, Version 2.0, NASA RP-1190, 1988.
2. M. Moshir, G. Kopan, T. Conrow et al., Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Faint Source Catalog, Version 2.0, NASA, 1990.
3. D.B. Sanders, I.F. Mirabel, Luminous Infrared Galaxies, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 34, 749, 1996.

4. *H.E.Smith*, ASP Conf. Ser., 284, 157, 2002.
5. *S.Veilleux*, ASP Conf. Ser., 284, 111, 2002.
6. *A.J.Barger, L.L.Cowie, E.A.Richards*, Astron. J., 119, 2092, 2000.
7. *A.M.Mickaelian, S.K.Balayan, S.A.Hakopian*, ASP Conf. Ser., 284, 217, 2002.
8. *А.М.Микаелян*, Астрофизика, 45, 357, 2002.
9. *T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick*, ASP Conf. Ser., 61, 34, 1994.
10. *B.M.Lasker, J.Doggett, B.McLean et al.*, The Second Generation Digitized Sky Survey, ASP Conf. Ser., 101, 88, 1996.
11. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*, Commun. Special Astrophys. Obs., 62, 5, 1989.
12. *V.L.Afanasyev et al.*, 1995, at <<http://www.sao.ru/bta/btabm.html#\instr>>
13. *А.М.Микаелян, С.А.Акопян, С.К.Балаян, А.Н.Буренков*, Письма в Астрон. ж., 24, 736, 1998.
14. *С.К.Балаян, С.А.Акопян, А.М.Микаелян, А.Н.Буренков*, Письма в Астрон. ж., 27, 330, 2001.
15. *А.М.Микаелян, Л.Р.Оганесян, Л.А.Саргсян*, Астрофизика, 47, 109, 2004.
16. *G.Lemaitre, D.Kohler, D.Lacroix, J.-P.Meunier, A.Vin*, Astron. Astrophys., 228, 546, 1989.
17. *P.Massey, K.Strobel, J.V.Barnes, E.Anderson*, Astrophys. J., 328, 315, 1988.
18. *A.R.Klemola, B.F.Jones, R.V.Hanson*, Astron. J., 94, 501, 1987.
19. *М.П.Верон-Сетти*, частное сообщение, 1999.
20. *S.Veilleux, D.E.Osterbrock*, Astrophys. J., 63, 295, 1987.
21. *M.P.Veron-Cetty, P.Veron*, Astron. Astrophys. Rev., 10, 81, 2000.
22. *R.J.Terlevich*, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 6, 1, 1997.
23. *T.M.Heckman*, Astron. Astrophys., 87, 142, 1980.
24. *P.Véron, A.C.Gonçalves, M.-P.Véron-Cetty*, Astron. Astrophys., 319, 52, 1997.
25. *P.-A.Duc, I.F.Mirabel, J.Maza*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 124, 533, 1997.
26. *G.H.T.Hau, H.C.Ferguson, O.Lahav, D.Lynden-Bell*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 277, 125, 1995.
27. *M.H.K. De Grijp, W.C.Keel, G.K.Miley, P.Goudfrooij, J.Lub*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 96, 389, 1992.
28. *D.E.Osterbrock, R.W.Pogge*, Astrophys. J., 297, 166, 1985.
29. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al.*, Astron. J., 115, 1693, 1998.

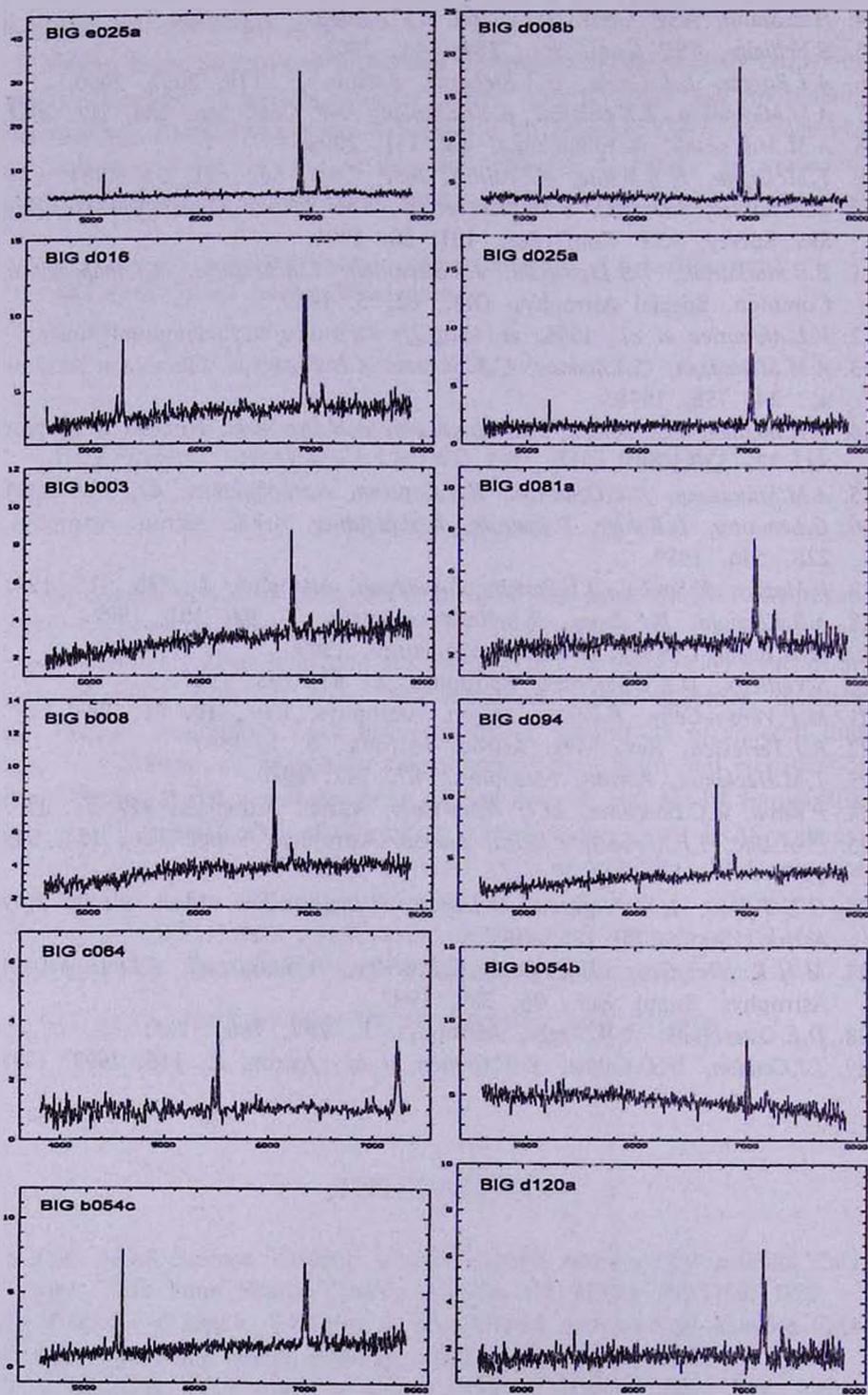


Рис.1. Спектры 36 объектов BIG, полученные на 1.93-м телескопе ОНР.

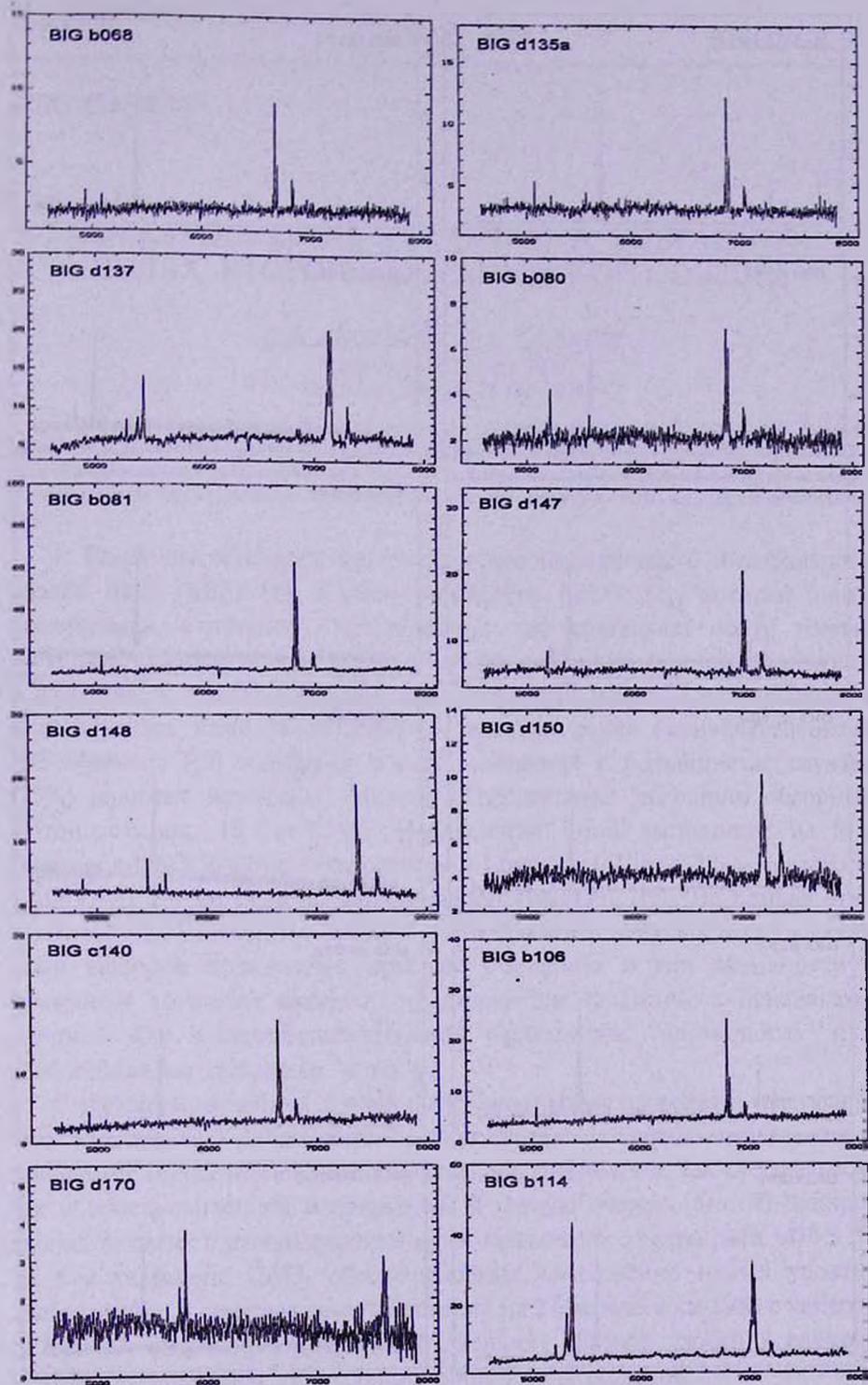


Рис.1. (продолжение).

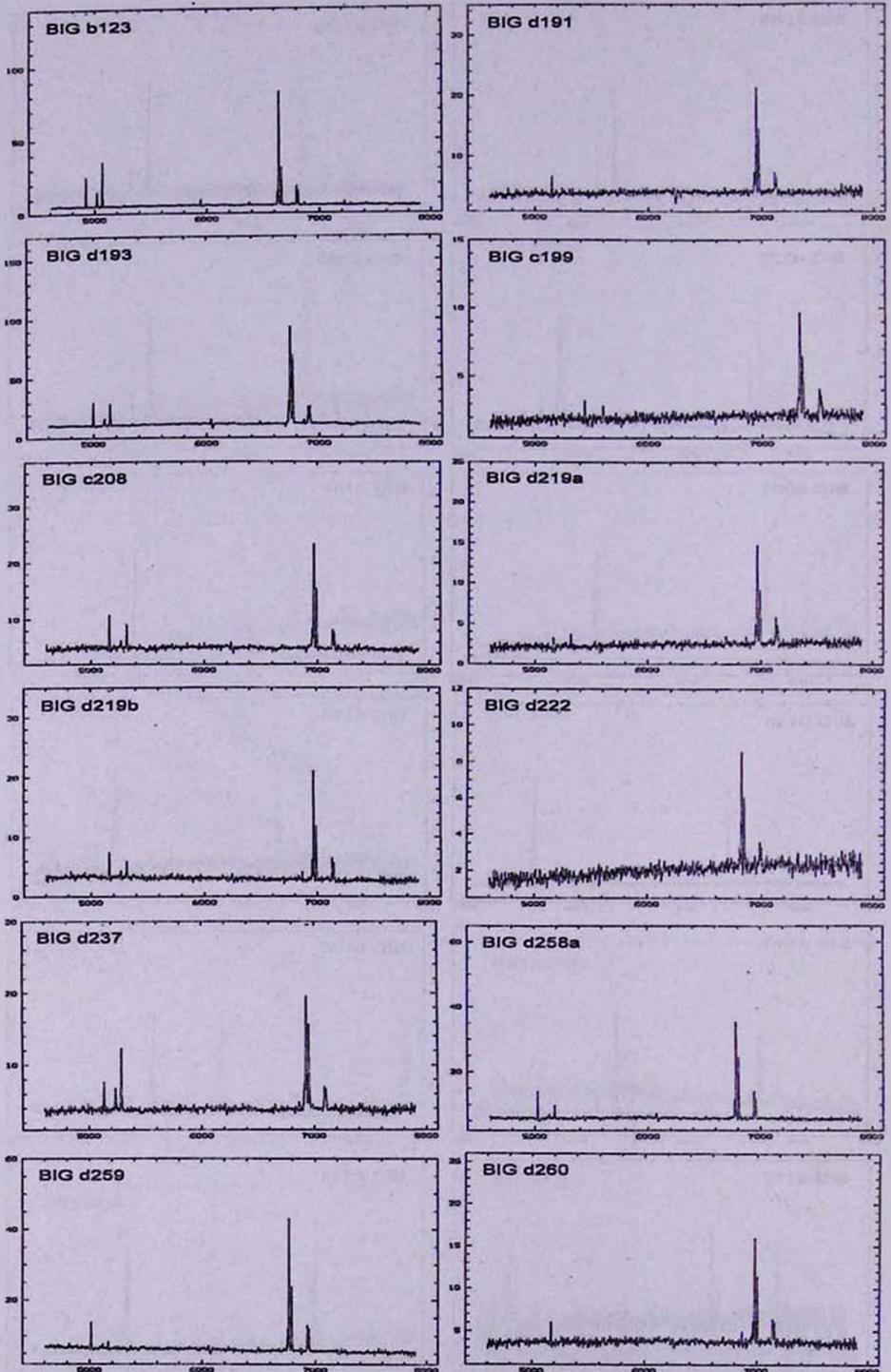


Рис.1. (продолжение).

УДК: 524.74-355

СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК В ИЗБРАННЫХ  
ПОЛЯХ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА

С.А.АКОПЯН, С.К.БАЛАЯН

Поступила 14 ноября 2003

Принята к печати 19 мая 2004

Приводятся результаты спектроскопии 35-ти галактик из избранных полей Второго Бюраканского спектрального обзора неба. Наблюдения выполнены на 2.6-м телескопе БАО с использованием спектральной камеры SCORPIO. Большинство объектов наблюдались с целью уточнения классификационного типа, согласно представленной в статье адаптированной схеме.

1. *Введение.* Выборки галактик Второго Бюраканского спектрального обзора неба (SBS) [1] в семи избранных полях [2], которые нами исследуются, включают ~500 объектов, что составляет почти третью часть всех галактик обзора, отобранных по низкодисперсионным спектрам в 65 полях. С целью завершения последующей щелевой спектроскопии этих объектов нами были получены спектры ранее не наблюдававшихся 203 объектов ([3] и ссылки в ней), имеющих в большинстве случаев (75%) видимые величины, близкие к предельным значениям обзорных фотопластинок,  $18 < m < 19.5$ . Наблюдения были выполнены на 6-м телескопе САО РАН со спектрографом Long Slit [4] и на 2.6-м телескопе БАО НАН РА со спектральной камерой YuuFOSC [5]. На основе этих и других опубликованных данных ([6] и ссылки в ней) для всех галактик семи выборок определены красные смещения и тип активности - построены конечные выборки, группирующие галактики с признаками ядерной или звездообразовательной активности, "нормальные" или абсорбционные галактики и т.д.

С учетом накопленных данных в настоящее время проводится следующий этап исследований - "детальная" спектроскопия галактик - наблюдения с приборами, обеспечивающими получение дополнительной, как спектральной, так и пространственной информации. В первую очередь, это 3D-спектроскопия галактик с использованием мультызрачкового спектрографа MPFS [7] на 6-м телескопе САО, обеспечивающая качественно новый уровень исследований, и спектральные наблюдения на 2.6-м телескопе БАО с камерой SCORPIO, широкий спектральный диапазон которой удобен в случаях, требующих уточнения классификационного типа объектов.

В данной работе приводятся результаты, полученные на 2.6-м

телескопе со SCORPIO.

*2. Наблюдения и обработка.* Две идентичные спектральные камеры первичного фокуса, названные SCORPIO (Spectral Camera with Optical Reducer for Photometrical and Interferometrical Observations), были изготовлены в лаборатории спектроскопии и фотометрии внегалактических объектов CAO - одна для 2.6-м телескопа БАО, вторая [8] для 6-м телескопа CAO. SCORPIO - это многорежимный фокальный редуктор первичного фокуса, предназначенный для наблюдения звездообразных и протяженных объектов. С камерой, установленной на 2.6-м телескопе, реализованы два режима наблюдений - режим получения прямых изображений (широкополосная и узкополосная фотометрия) и спектроскопия с длинной щелью.

На 2.6-м телескопе SCORPIO используется в комбинации с  $2K \times 2K$  ПЗС-матрицей Lick3 на базе Loral 2063  $\times$  2058, элементы которой имеют размер  $15 \text{ мкм}^2$ , шум считывания  $\sim 5e^-$ . Результирующее поле зрения телескопа составляет  $14' \times 14'$ , пространственное разрешение -  $0.42''$ /элемент. В спектральной моде используется гризма с решеткой 600 штрих/мм, с результирующей линейной дисперсией  $1.7 \text{ \AA}/\text{эл}$ .

Наблюдения проводились в декабре 2001г. и в феврале-марте 2002г. Перед получением спектра для большинства объектов снимались прямые изображения без фильтра. В некоторых случаях, таких, как наличие компонент или протяженной морфологии, прямые снимки получались с наложенным изображением щели. Щель, размером  $6' \times 2'$ , была зафиксирована в направлении E-W (П.У. =  $90^\circ$ ).

Журнал наблюдений приводится в табл.1. Названия объектов, данные в первом столбце таблицы в формате SBS BHHMM + DDdA, приведены в соответствии с уточненными по DSS-2 (Digitized Sky Survey) экваториальными координатами соответствующей эпохи. Если данный объект в литературе встречается и под другим SBS-названием, оно приводится в скобках. Экваториальные координаты, JRA и JDec, приводятся в двух следующих столбцах таблицы, время суммарной экспозиции объекта за ночь и дата наблюдений - в третьем и четвертом столбцах, соответственно.

Редукция данных проводилась по стандартной схеме, для чего в каждую из ночей наблюдались спектрофотометрические стандарты [9], определялось электронное смещение (bias), темновой ток (dark), плоское поле (flat field), регистрировался спектр сравнения от газоразрядной лампы с наполнением He-Ne-Ar. Для редукции данных использовался программный пакет ESO-MIDAS.

По одиночным линиям спектра сравнения была определена зависимость инструментального профиля линий от длины волны, что учитывалось при расчете параметров спектральных линий объектов. В частности, в

Таблица 1

## ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

| SBS название<br>объекта | R.A.       | Dec.      | Суммарная<br>экспозиция<br>(с) | Дата<br>наблюдений |
|-------------------------|------------|-----------|--------------------------------|--------------------|
|                         | (2000)     |           |                                |                    |
| 0747+593                | 07 51 51.1 | +59 10 36 | 4800                           | 22-12-01           |
| 0748+608                | 07 52 24.1 | +60 44 40 | 2400                           | 22-12-01           |
| 0753+610B               | 07 58 10.4 | +60 56 38 | 2400                           | 22-12-01           |
| 0754+574                | 07 58 31.0 | +57 16 37 | 5700                           | 22-12-01           |
| 0806+579B               | 08 10 15.4 | +57 49 09 | 2400                           | 24-12-01           |
| 0807+588                | 08 11 57.6 | +58 42 02 | 2400                           | 24-12-01           |
| 0808+580A [0807+580B]   | 08 12 08.6 | +57 54 27 | 4800                           | 24-12-01           |
| 0810+581                | 08 14 38.7 | +58 01 19 | 2400                           | 24-12-01           |
| 0933+508                | 09 37 11.0 | +50 36 44 | 4800                           | 21-12-01           |
| 0935+523 [0936+523]     | 09 39 22.1 | +52 07 20 | 3000                           | 24-12-01           |
| 0938+545                | 09 41 56.1 | +54 17 02 | 2400                           | 15-02-02           |
| 0939+527                | 09 42 24.4 | +52 29 42 | 2400                           | 22-12-01           |
| 0940+511 [0940+510]     | 09 44 01.7 | +50 52 44 | 4800                           | 21-12-01           |
| 0940+544                | 09 44 17.2 | +54 11 28 | 6000                           | 16-02-02           |
| 0943+563B [0943+563]    | 09 47 13.3 | +56 06 07 | 4800                           | 16-02-02           |
| 0944+526                | 09 47 36.1 | +52 23 49 | 3700                           | 21-12-01           |
| 0948+557                | 09 51 42.2 | +55 31 28 | 6000                           | 17-02-02           |
| 0951+504                | 09 54 35.0 | +50 14 31 | 4800                           | 21-12-01           |
| 0954+533                | 09 57 48.3 | +53 07 49 | 6000                           | 17-02-02           |
| 0955+526 [0954+526]     | 09 58 22.3 | +52 26 49 | 4800                           | 14-02-02           |
| 0955+540                | 09 59 09.1 | +53 46 55 | 2400                           | 15-02-02           |
|                         |            |           | 3000                           | 16-02-02           |
| 1000+536                | 10 04 15.9 | +53 23 31 | 3000                           | 17-02-02           |
| 1000+561 [1000+560]     | 10 04 16.0 | +55 51 29 | 2400                           | 14-02-02           |
| 1000+560 [1001+560]     | 10 04 18.1 | +55 50 49 | 6000                           | 17-02-02           |
| 1113+598 [1114+598]     | 11 16 53.7 | +59 31 48 | 2400                           | 17-02-02           |
| 1122+610                | 11 25 15.3 | +60 46 57 | 2400                           | 07-03-02           |
| 1200+608                | 12 03 03.7 | +60 31 16 | 2400                           | 06-03-02           |
| 1204+591A               | 12 07 02.3 | +58 49 57 | 2400                           | 06-03-02           |
| 1204+591B               | 12 07 03.0 | +58 49 41 | 2400                           | 06-03-02           |
| 1210+537 [1210+537A]    | 12 12 56.1 | +53 27 36 | 2400                           | 07-03-02           |
| 1215+565                | 12 17 49.6 | +56 14 42 | 4800                           | 07-03-02           |
| 1225+571                | 12 28 00.5 | +56 53 56 | 2400                           | 07-03-02           |
| 1230+560                | 12 32 24.9 | +55 43 57 | 2400                           | 07-03-02           |
| 1520+572                | 15 21 27.0 | +57 04 03 | 2400                           | 06-03-02           |
| 1538+574B               | 15 40 04.8 | +57 15 01 | 2400                           | 06-03-02           |

длинноволновой области регистрируемого диапазона, куда попадает линия  $\text{H}\alpha$  наблюдавшихся объектов, начиная с  $\lambda \approx 660$  нм прослеживается асимметричное с "красной" стороны уширение инструментального профиля линий, которое на краю диапазона,  $\lambda > 720$  нм, достигает 20-30%.

Регистрограммы спектров наблюдавшихся галактик приводятся в конце статьи.

3. *Свойства исследуемых галактик.* Как уже было отмечено, наблюдения со SCORPIO проводились с целью получения дополнительной спектральной информации и уточнения классификации галактик.

Классификация галактик проводилась в рамках разработанной с целью эффективного использования всего имеющегося спектрального материала адаптированной схемы, структура которой показана на рис.1. В основе схемы лежат известные диагностические критерии [10-18]. Галактики, обладающие звездообразовательной активностью любого типа (starburst, II, BCG и др.), объединены под названием SfG (Starforming Galaxies)\*,

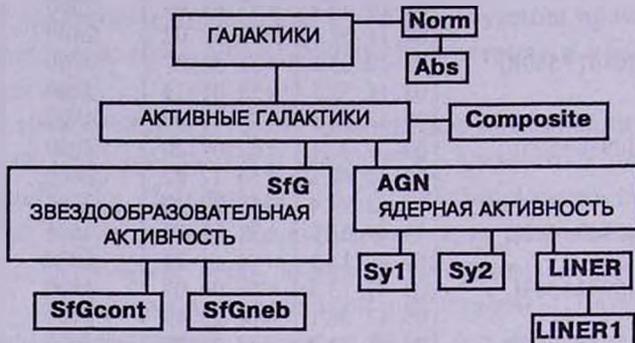


Рис.1. Адаптированная схема классификации галактик.

два подкласса из числа которых образованы по аналогии со схемой Терлевича [16]. Для отделения галактик со звездообразовательной активностью SfG от галактик с признаками ядерной активности AGN (Active Galactic Nuclei), используются отношения запрещенных и разрешенных линий [10]. Названия Sy1 и Sy2 используются для более широкого класса объектов, а галактики типа "одномерный LINER", ранее обозначаемые нами LINER:, выделены в отдельный подкласс, названный LINER1, куда попали также и некоторые из галактик ранее классифицированных Norm. Ниже приводится более детальное описание подклассов, образующих схему:

**Sy1** - галактики типа Sy1.5 и ниже [11,12];

**Sy2** -  $[NII]\lambda 6584 \text{ \AA} / H\alpha > 0.7$  и  $[OIII]\lambda 5007 \text{ \AA} / H\beta > 3$ ; галактики типа Sy1.6 и выше [11,12];

**LINER** - соответствие хотя бы двух отношений интенсивностей спектральных линий классическому определению [13];

**LINER1** - одномерный LINER -  $[NII]\lambda 6584 \text{ \AA} / H\alpha > 0.7$  (по аналогии с [14]), при наличии или отсутствии данных о линиях  $[OIII]\lambda 5007 \text{ \AA}$  и  $H\beta$ ;

**Composite** - галактики, обнаруживающие признаки и ядерной, и звездообразовательной активности (по аналогии с [15]);

\* Вместо используемого в предыдущих работах III.

**SfGneb** - галактики в фазе звездообразования, названной в схеме Терлевица [16] небулярной фазой, которая определяется, в частности, соотношением  $EW\text{ H}\alpha > 100\text{ \AA}$ ;

**SfGcont** - галактики в одной из двух фаз звездообразования, названных в схеме Терлевица [16] ранней континуальной и поздней континуальной, для которых соотношение  $EW\text{ H}\alpha < 100\text{ \AA}$  является общим;

**Norm** - галактика, в спектре которой в эмиссии присутствует только слабая  $\text{H}\alpha$ ,  $EW\text{ H}\alpha < 5\text{ \AA}$ , при наличии или отсутствии абсорбционных линий (по аналогии с [17]);

**Abs** - галактика, в спектре которой присутствуют только абсорбционные линии, и при этом имеющийся спектральный диапазон включает область линии  $\text{H}\alpha$  [19].

В табл.2 собраны данные, характеризующие наблюдавшиеся галактики. В первом столбце приводится SBS-название объекта, аналогично табл.1, во втором - значение геоцентрического красного смещения, рассчитанное при значении постоянной Хаббла  $H = 75\text{ км/с Мпк}$ . Глазомерная оценка видимой величины объекта  $m_v$  и размеры галактик в третьем и четвертом столбцах, соответственно, взяты из оригинальных работ [20] и ссылки. В случаях, когда размеры относятся к ядерной области галактики, в скобках приводятся также размеры всей галактики, определенные, как и значения позиционного угла галактик, приведенные в пятом столбце таблицы, по DSS-2. В двух последних столбцах приводятся результаты классификации: в шестом - ранее предполагаемый тип объекта и соответствующая ссылка, в седьмом - определенный по новым спектрам классификационный тип, согласно описанной выше адаптированной схеме. Звездочкой отмечены те галактики, которые по значениям диаметра и светимости при соответствующем спектре могут быть причислены к голубым компактным галактикам BCG (Blue Compact Galaxy) [18].

Сопоставления приведенных в табл.2 значений размеров и позиционного угла объектов с указанными выше размером и положением щели в большинстве случаев достаточно, чтобы представить отображаемую спектром часть галактики.

Две галактики, для которых ориентация щели совпала с направлением большой оси галактики, показывают значительную скорость вращения. Эллипсовидная галактика SBS 0753+610B - одна из наиболее крупных из числа наблюдавшихся со SCORPIO. Наклон линии поперечного разреза спектра по  $\text{H}\alpha$  указывает на вращение со скоростями, достигающими  $\sim 460\text{ км/с}$ . В случае линзовидной галактики SBS 0808+580A дисперсия скоростей достигает  $\sim 280\text{ км/с}$  на краях галактики.

Галактик с признаками ядерной активности, согласно новым спектрам, как следует из последнего столбца табл.2, - семь. Одна из них, SBS

## СВОЙСТВА ГАЛАКТИК

| SBS-название объекта | $z$   | $m_r$ | Диаметр (")      | П.У. | Рансе пред-полагасмый тип объекта | Класс. по адаптированной схеме |
|----------------------|-------|-------|------------------|------|-----------------------------------|--------------------------------|
| 0747+593             | 0.100 | 18.0  | 7                | -    | Norm [24]                         | SfGcont                        |
| 0748+608             | 0.019 | 15.2  | 10(18 x 30)      | 160  | HII-Norm [23]                     | SfGcont                        |
| 0753+610B            | 0.022 | 15.5  | 27 x 15          | 110  | Norm [23]                         | LINER1                         |
| 0754+574             | 0.077 | 18.5  | 6                | -    | Norm: [24]                        | Norm                           |
| 0806+579B            | 0.026 | 18.0  | 12 x 7(18 x 7)   | 30   | Norm-HII [23]                     | SfGcont                        |
| 0807+588             | 0.027 | 15.7  | 22 x 16(40 x 17) | 120  | HII-Norm [23]                     | SfGcont                        |
| 0808+580A            | 0.026 | 17.5  | 24 x 8           | 100  | LINER: [23]                       | SfGcont                        |
| 0810+581             | 0.027 | 15.3  | 6(15 x 9)        | 150  | Norm [23]                         | LINER1                         |
| 0933+508             | 0.025 | 17.5  | 10               | -    | LINER: [23]                       | SfGcont                        |
| 0935+523             | 0.049 | 17.5  | 9 x 7            | 170  | Abs-Norm [23]                     | SfGcont                        |
| 0938+545             | 0.050 | 15.7  | 15 x 10          | 70   | Norm-HII [23]                     | SfGcont                        |
| 0939+527             | 0.057 | 17.5  | 9 x 7            | 15   | Abs-Norm [23]                     | Abs                            |
| 0940+511             | 0.038 | 17.5  | 14 x 8           | 175  | LINER: [23]                       | SfGneb                         |
| 0940+544             | 0.006 | 19.5  | 4                | -    | Composite [23]                    | SfGneb*                        |
| 0943+563B            | 0.026 | 18.0  | 6                | -    | BCG [23]                          | SfGneb*                        |
| 0944+526             | 0.049 | 17.5  | 12               | -    | HII-Norm [23]                     | SfGcont                        |
| 0948+557             | 0.097 | 18.0  | 9 x 6            | 20   | LINER: [23]                       | SfGcont                        |
| 0951+504             | 0.053 | 17.5  | 12               | -    | Sy2 [23]                          | Sy2                            |
| 0954+533             | 0.079 | 18.0  | 9 x 6            | 10   | HII [23]                          | SfGcont                        |
| 0955+526             | 0.048 | 18.0  | 14 x 9           | 140  | Norm: [25]                        | SfGcont                        |
| 0955+540             | 0.040 | 16.5  | 12 x 9           | 85   | HII [23]                          | SfGcont                        |
| 1000+536             | 0.026 | 15.7  | 12 (50 x 17)     | 90   | LINER: [25]                       | SfGneb                         |
| 1000+561             | 0.026 | 15.7  | 14 (15 x 10)     | 135  | HII: [23]                         | SfGcont                        |
| 1000+560             | 0.026 | 18.5  | 4 (40 x 4)       | 45   | HII: [25]                         | SfGcont                        |
| 1113+598(N+S)        | 0.081 | 16.2  | 8 x 12           | 30   | ?+LINER [23]                      | LINER1+LINER1                  |
| 1122+610             | 0.034 | 18.5  | 5                | -    | BCG [22]                          | SfGcont*                       |
| 1200+608             | 0.066 | 17.0  | 13               | -    | LINER [22]                        | LINER1                         |
| 1204+591A            | 0.031 | 16.5  | 14 x 7           | 85   | LINER: [21]                       | LINER1                         |
| 1204+591B            | 0.031 | 17.0  | 12 x 7           | 95   | LINER [21]                        | SfGcont                        |
| 1210+537             | 0.005 | 16.5  | 12 x 9           | 165  | Sy2: [23]                         | SfGcont                        |
| 1215+565             | 0.016 | 18.0  | 5                | -    | LINER: [26]                       | Norm                           |
| 1225+571             | 0.028 | 17.5  | 9 x 6            | 30   | LINER: [23]                       | SfGcont                        |
| 1230+560             | 0.033 | 17.0  | 11 x 8           | 40   | LINER: [23]                       | SfGcont                        |
| 1520+572             | 0.072 | 18.5  | 9                | -    | LINER: [23]                       | SfGcont*                       |
| 1538+574B            | 0.081 | 17.0  | 8                | -    | Starburst [22]                    | SfGneb                         |

\* BCG

0951+504, как и ранее, классифицирована Sy2, остальные - LINER1. Среди них двойная система SBS 1113+598 (VII Zw384, IRASF11139+5948), компоненты которой по отдельности наблюдались впервые. Спектры компонент идентичны и обе классифицированы LINER1. На рис.2а и 2б приводятся прямые снимки, полученные со SCORPIO до начала каждой из экспозиций, иллюстрируя положение щели для северной и южной компонент, SBS1113+598N и SBS1113+598S, соответственно.

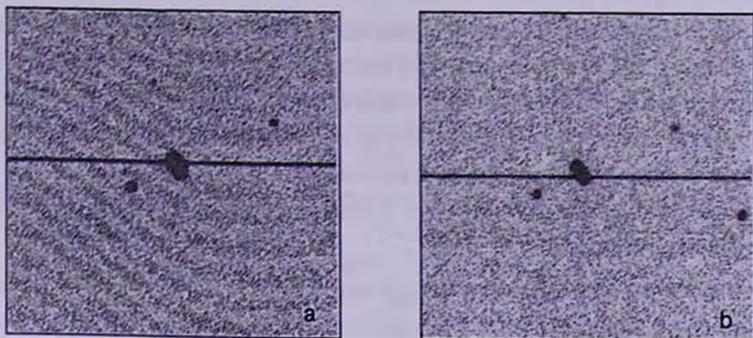


Рис.2. Полученные на 2.6-м телескопе прямые снимки с наложенным изображением щели: а - SBS1113+598N; б - SBS1113+598S.

Четыре галактики, классифицированные LINER1, кроме упомянутой пары, имеют примерно одинаковое значение  $EW\ H\alpha \approx 5\text{\AA}$ , т.е. пограничное для галактик типа Norm. Две из них, SBS 0753+610B и SBS 0810+581, ранее были классифицированы Norm, две другие, SBS 1200+608 и SBS 1204+591A, классифицировались LINER. Галактика SBS 1204+591B, составляющая физическую пару с SBS 1204+591A, ранее также классифицированная LINER, согласно новым спектрам находится в ранней континуальной фазе звездообразовательной активности - SfGcont.

О звездообразовательной активности свидетельствуют спектры большинства наблюдавшихся галактик, параметры четырех соответствуют и голубым компактным галактикам, BCG.

В континуальных фазах звездообразования, SfGcont, находятся 22 галактики. Ранее полученные спектры восьми из их числа, а именно, SBS 0808+580A, SBS 0933+508, SBS 0948+557, SBS 1204+591B, SBS 1210+537, SBS 1225+571, SBS 1230+560 и SBS 1520+572, не исключали наличия ядерной активности. В наиболее активной, небулярной фазе, SfGneb, находятся пять галактик. Две из них ранее были классифицированы адекватно: SBS 1538+574B - Startburst, SBS 0943+563B - BCG. Три другие наблюдались для уточнения слабых признаков ядерной активности: SBS 0940+511 и SBS 1000+536 считались LINER, SBS 0940+544 - Composite.

Три из наблюдавшихся со SCORPIO галактик не обнаруживают признаков, свойственных активным галактикам. Из них две, SBS 0939+527, классифицированная Abs, и SBS 0754+574, классифицированная Norm, практически подтвердили ранее предположенный тип. Галактика SBS 1215+565, тоже классифицированная Norm, ранее считалась LINER.

4. *Заключение.* Полученные со спектральной камерой SCORPIO на 2.6-м телескопе БАО щелевые спектры 35 галактик Второго Бюраканского

обзора обеспечили возможность уверенно классифицировать эти объекты и завершить тем самым классификацию в рамках адаптированной схемы всех исследуемых ~500 галактик обзора в избранных полях. Дальнейшие исследования включают и детальные исследования отдельных, наиболее интересных объектов, и статистический анализ данных, в частности, оценку эффективности отбора галактик при проведении Второго Бюраканского обзора.

Работа поддержана грантом Армянского Национального Фонда Науки и Образования ANSEF (Armenian National Scientific and Educational Fond) № 04-ps-astroex-815-144 (William S.Mesrobian Award in Astronomy).

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

## SPECTROSCOPY OF GALAXIES IN THE SELECTED FIELDS OF THE SECOND BYURAKAN SURVEY

S.A.HAKOPIAN, S.K.BALAYAN

The results of spectroscopy of 35 galaxies from the selected fields of the Second Byurakan Survey are presented. Observations were carried out with the spectral camera SCORPIO, maintained at the 2.6-m telescope of BAO. Most part of objects have been observed with an aim to clarify classification type in frames of adapted classification scheme, presented in the paper too.

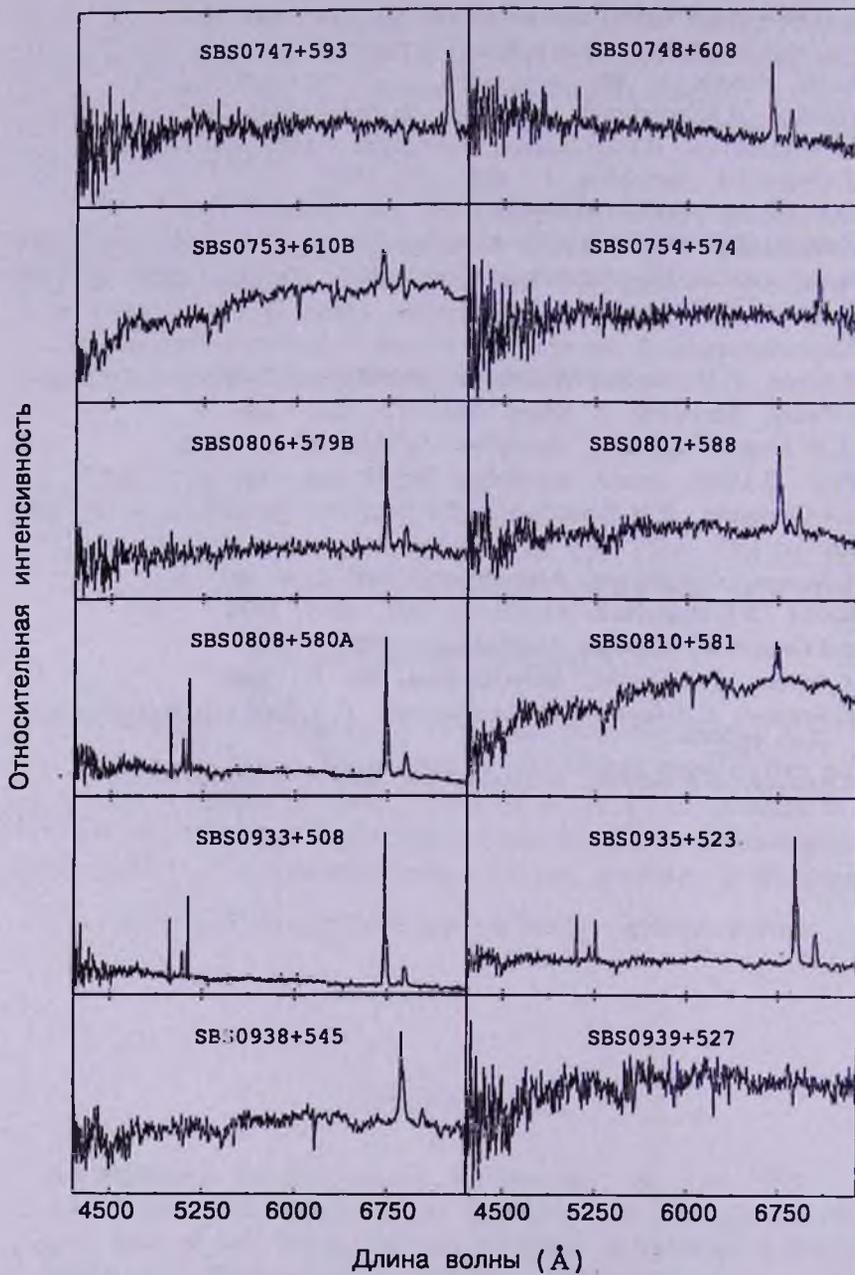
Key words: *galaxies: spectroscopy: classification - galaxies: active*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
2. S.A.Hakopian, S.K.Balayan, "Active Galactic Nuclei and Related Phenomena", Proc. of IAU Symp. 194, eds. Y.Terzian, D.Weedman, E.Khachikian, Astron. Soc. Pacif., Chelsea, Michigan, 1999, 162.
3. С.А.Акопян, С.К.Балаян, *Астрофизика*, 45, 329, 2002.
4. <http://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices.html>3
5. Т.Н.Мовсессиан, Ж.Булестеиш, Ж.-Л.Гаш, С.Н.Заратсиан, С.К.Балаян, М.Н.Закариан, *Baltic Astronomy*, 9, 652, 2000.

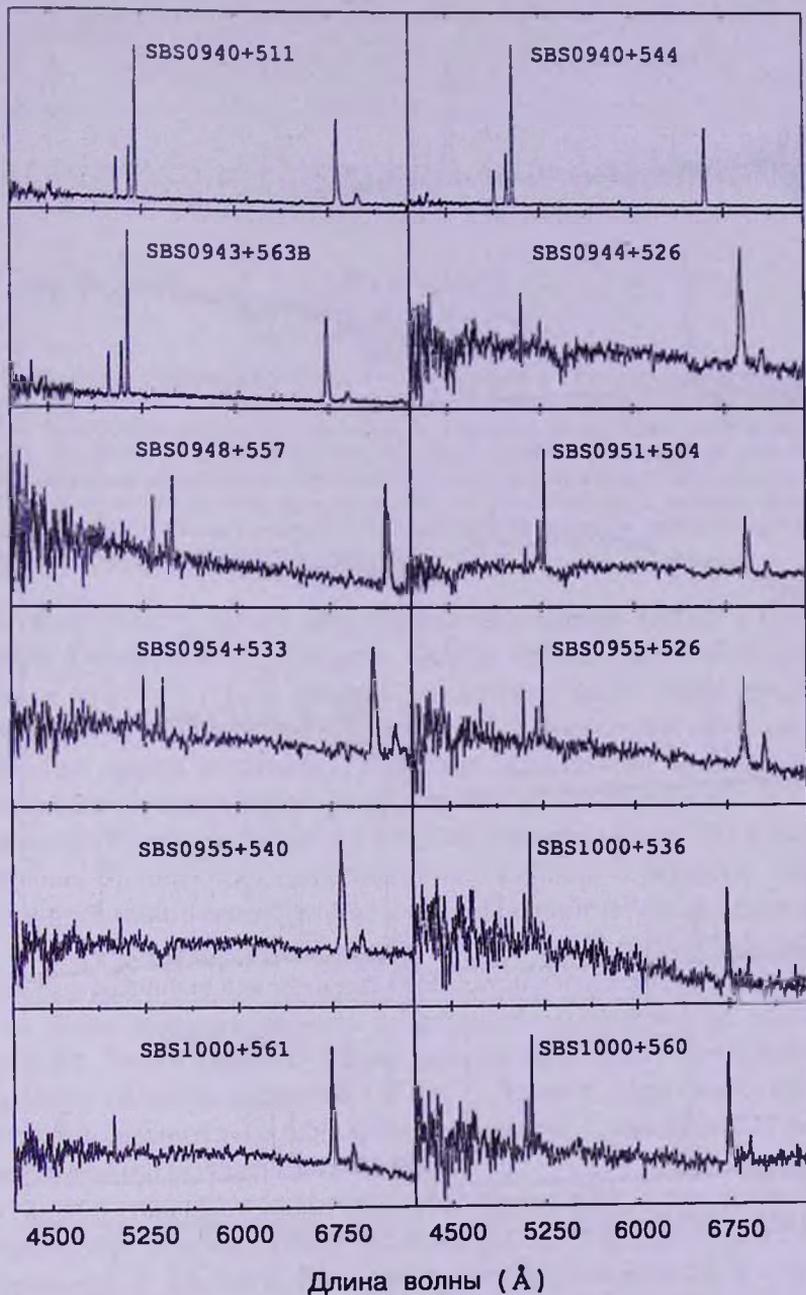
6. *J.A.Stepanian, V.H.Chavushyan, L.Carrasco, J.R.Valdes, R.M.Mujica, H.M.Tovmassyan, V.T.Ayuzyan*, *Astron. J.*, **124**, 1283, 2002.
7. [http://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/mpfs/mpfs\\_main.html](http://www.sao.ru/hq/lsvfo/devices/mpfs/mpfs_main.html)
8. <http://www.sao.ru/hq/moisav/scorpio/scorpio.html>
9. *J.B.Oke*, *Astron. J.*, **99**, 1621, 1990.
10. *S.Veilleux, D.E.Osterbrock*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **63**, 295, 1987.
11. *E.Ye.Khachikyan, D.W.Weedman*, *Astrophys. J.*, **192**, 581, 1974.
12. *D.E.Osterbrock*, *Astrophys. J.*, **404**, 551, 1993.
13. *T.M.Heckman*, *Astron. Astrophys.*, **87**, 142, 1980.
14. *A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **57**, 503, 1985.
15. *P.Veron, A.C.Goncalves, M.P.Veron-Cetty*, *Astron. Astrophys.*, **319**, 52, 1997.
16. *R.Terlevich*, *Rev. Mex. Astron. y Astrofis. (Serie de Conferencias)*, **6**, 1, 1997.
17. *I.M.Gioia, T.Maccacaro, R.E.Schild, A.Wolter, J.T. Stocke, S.L.Morris, J.P.Henry*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **72**, 567, 1990.
18. *W.L.W.Sargent, L.Searle*, *Astrophys. J.*, **162**, L155, 1970.
19. *E.Bica, D.Alloin*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **70**, 281, 1987.
20. *Дж.А.Степанян, В.М.Липовецкий, Л.К.Ерастова*, *Астрофизика*, **32**, 441, 1990.
21. *С.А.Акопян, С.К.Балаян*, *Астрофизика*, **44**, 588, 2001.
22. *A.Martel, D.E.Osterbrock*, *Astron. J.*, **107**, 1283, 1994.
23. *Дж.А.Степанян*, Частное сообщение, 1995.
24. *С.А.Акопян, С.К.Балаян*, *Астрофизика*, **43**, 13, 2000.
25. *С.К.Балаян, С.А.Акопян, В.Л.Афанасьев, С.Н.Додонов*, *Астрофизика*, **44**, 199, 2001.
26. *С.А.Акопян, С.К.Балаян*, *Астрофизика*, **45**, 329, 2002.

## ЩЕЛЕВЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК SBS



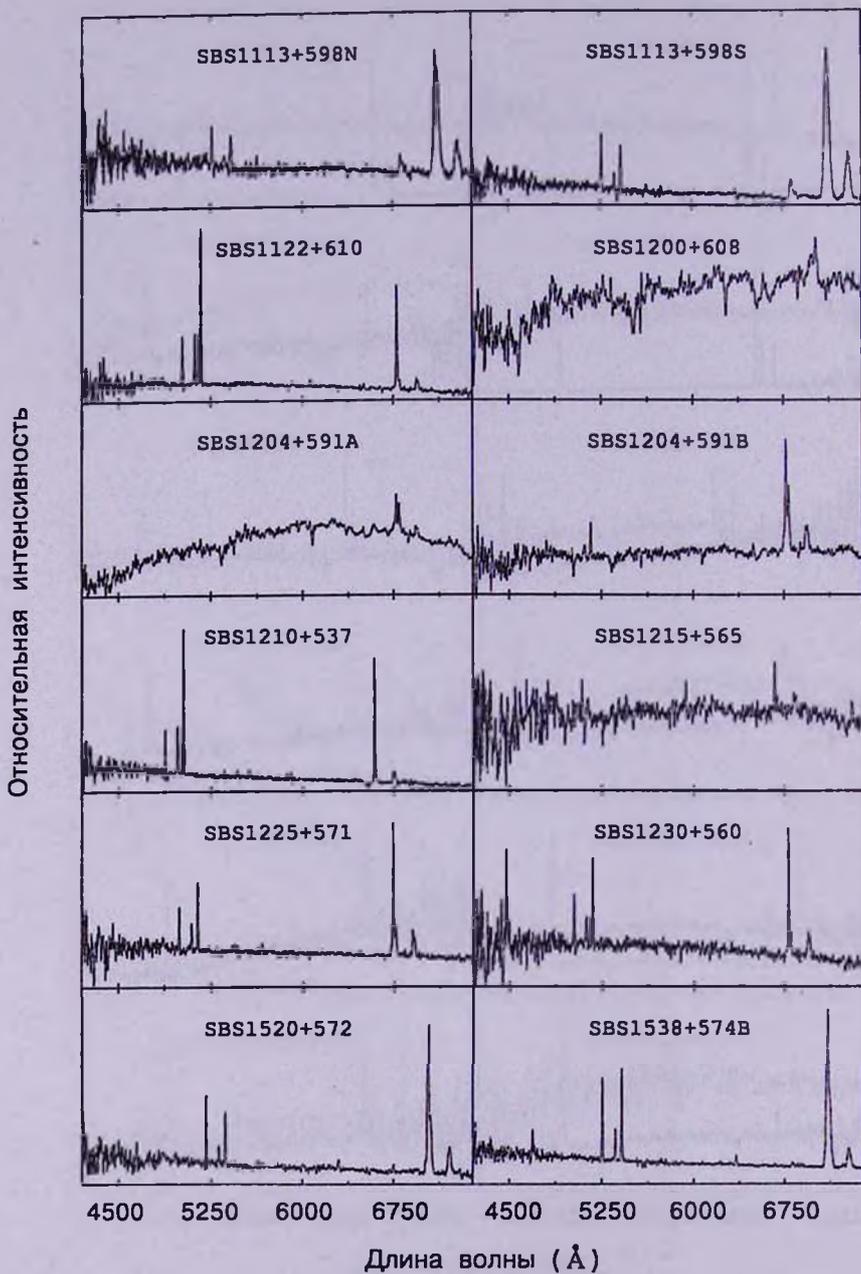
## ЩЕЛЕВЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК SBS

Относительная интенсивность



Длина волны (Å)

## ЩЕЛЕВЫЕ СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК SBS



УДК: 524.333

КЛАССИЧЕСКИЕ ЦЕФЕИДЫ И РАССТОЯНИЯ HST  
ПРОГРАММНЫХ ГАЛАКТИК

Г.В.АБРАМЯН

Поступила 21 мая 2003

Принята к печати 19 мая 2004

С помощью полученных нами ранее PL-соотношений и с применением отличающейся от принятой Фридманом и др. методики, были пересмотрены расстояния HST программных галактик. Полученные расстояния этих галактик в среднем имеют более высокие внутренние точности, чем достигнутые ранее другими авторами. Кроме того, при выводе расстояний не были использованы коррекции за металличность и за неполноту выборки КЦ. Несмотря на это, принятые нами модули расстояний с дисперсией  $\pm 0.395$  совпадают с данными Фридмана и др., что свидетельствует о незначительности или даже полном отсутствии указанных двух эффектов для выборки КЦ HST программных галактик.

1. *Введение.* С целью определения постоянной Хаббла в Основном Проекте Космического Телескопа Хаббла (Hubble Space Telescope Key Project - HSTKP) [1], в качестве первичных индикаторов расстояний были приняты классические цефеиды (КЦ). Постулируя значение  $18^m.50$  в качестве модуля расстояния Большого Магелланова Облака (БМО) и основываясь на полученных Удельским и др. [2] соотношениях период-светимость (PL) для полос V и I КЦ БМО, Фридман и др. [1] определили расстояния 31 галактики (расположенные в объеме с радиусом  $\sim 25$  Мпк). Полученные таким способом расстояния авторами [1] были использованы для калибровки вторичных методов определения расстояний галактик, тем самым расширяя как количество объектов с известными расстояниями, так и объем рассматриваемого пространства (примерно до расстояний  $\sim 400$  Мпк). Таким образом, ныне действующая шкала внегалактических расстояний целиком опирается на КЦ и поэтому дальнейшее уточнение расстояний сравнительно близлежащих галактик с помощью КЦ пока что остается весьма актуальной проблемой.

С другой стороны, в наших работах [3-5] получен ряд новых результатов, относящихся к абсолютной калибровке (с помощью HIPPARCOS параллакс) и точности PL-соотношений, пульсирующих в фундаментальной моде (FU) КЦ.

В данной работе, с целью улучшения точности определения расстояний сравнительно близлежащих галактик, нами предпринята попытка пересмотра этих расстояний на основе полученных в работе [5] абсолютных калибровок

КЦ и с помощью методики, отличающейся от принятой в [1].

2. *Вопрос выбора PL-соотношений.* На Космическом Телескопе Хаббла (HST) наблюдательный материал для КЦ программных галактик был получен в полосах  $V$  и  $I$  [1]. По этой причине основное внимание будем уделять PL-соотношениям именно для этих полос. Сводка наиболее обсуждаемых в настоящее время в научной литературе  $V$  и  $I$  PL-соотношений, наряду с полученными нами в работе [5] аналогичными данными, приведена в табл.1, столбцы которой обозначают: 1 - порядковый номер; 2, 3, 4 - полоса, нуль-пункт и наклон PL-соотношений, соответственно; 5, 6 - значения модуля расстояния БМО, вычисленные нами на основе FU КЦ с  $\log P > 0.4$  выборки OGLE [2]; 7 - примечания; 8 - источники PL-соотношений.

Приведенные в табл.1 значения модуля расстояния БМО нами были получены двумя способами: а) с использованием свободных от межзвездного поглощения OGLE  $V_0$  и  $I_0$  величин и при  $R_V/(R_V - R_I) = 2.55$  (согласно [2]), б) согласно работе [3] при  $R_V/(R_V - R_I) = 2.443$ ,  $R_V = 3.19$  и:

$$E(\langle B \rangle - \langle V \rangle) = -0.374 - 0.166 \log P + 0.766(\langle V \rangle - \langle I \rangle). \quad (1)$$

Отметим, что наши решения 1-3 (табл.1) получены для наклонов PL-соотношений на основе FU КЦ БМО с  $\log P > 0.4$  выборки OGLE [2], а 4-6 - 25 FU КЦ Галактики выборки Джерена и др. [6]. Решения 13 и 14 Джерена и др. [6] также были получены для наклонов PL-соотношений FU КЦ Галактики. Остальные все решения табл.1 относятся к FU КЦ БМО. Кроме решений под номерами 7-9 и 11-14, для всех остальных нуль-пункты определены на основе HIPPARCOS параллаксов. Нуль-пункты решений 7-9 определены Удельским и др. [2] с помощью последовательности красных звезд (red clump) БМО, а нуль-пункты решений 11-14 определены Джереном и др. [6] на основе расстояний 28 FU КЦ Галактики (измеренные авторами работы [6] с помощью метода Эванса-Барнеса). Из табл.1 видно, что применение решений 7-9 и 11-14 к FU КЦ БМО приводит к короткой шкале внегалактических расстояний. Кроме этих, остальные все решения, как уже было отмечено, основаны на HIPPARCOS нуль-пунктах и определенные на их основе значения модуля расстояния БМО расположены в пределах: для случая а)  $18^m.45 < DM_{\text{БМО}} < 18^m.59$  (ширина интервала -  $0^m.14$ ) и для б)  $18^m.51 < DM_{\text{БМО}} < 18^m.62$  (ширина интервала -  $0^m.11$ ). Таким образом, ширина интервала сужается на  $0^m.03$ , когда в качестве исходных данных принимаются параметры выше рассмотренного случая б), что позволяет нам выбрать его основным.

Дальнейшее рассмотрение табл.1 показывает, что нуль-пункт PL-соотношения  $M_I = -3.05 \log P - 1.84$  Ланоикса и др. [13] значительно отличается как от наших, так и от данных Гроновагена и Оудмажера

Таблица 1

СВОДКА V И I PL-СОТНОШЕНИЙ FU КЦ

| №  | По-<br>лоса | $\alpha$<br>$\sigma_\alpha$ | $\delta$<br>$\sigma_\delta$ | $DM_{LMC}$<br>$\sigma_{DM}$<br>сл. а) | $DM_{LMC}$<br>$\sigma_{DM}$<br>сл. б) | Исходные данные, на<br>основе которых получены<br>PL-соотношения   | Ис-<br>точ-<br>ник |
|----|-------------|-----------------------------|-----------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|--|--------------------|
| 1  | V           | -1.416<br>0.121             | -2.754<br>0.015             | 18.520<br>0.273                       | 18.549<br>0.084                       | $\alpha$ - на основе HIPPARCOS<br>параллаксов, $\delta$ - на основе выб.   | [5]                |
| 2  | I           | -1.915<br>0.121             | -2.971<br>0.015             | 18.535<br>0.176                       | 18.560<br>0.084                       | OGLE [2], $E(B-V)$ и $R_\lambda$ - [3]   |                    |
| 3  | $W_{VI}$    | -2.636<br>0.114             | -3.284<br>0.015             | 18.490<br>0.084                       | 18.577<br>0.084                       |  |                    |
| 4  | V           | -1.224<br>0.115             | -2.996<br>0.092             | 18.487<br>0.280                       | 18.516<br>0.098                       |  |                    |
| 5  | I           | -1.724<br>0.115             | -3.216<br>0.099             | 18.505<br>0.184                       | 18.530<br>0.099                       | Джесна и др. [6],<br>$E(B-V)$ и $R_\lambda$ - [3]  |                    |
| 6  | $W_{VI}$    | -2.441<br>0.114             | -3.533<br>0.117             | 18.459<br>0.097                       | 18.546<br>0.099                       |  |                    |
| 7  | V           | -1.180<br>-                 | -2.760<br>0.031             | 18.288<br>0.273                       | 18.317<br>0.084                       | $\alpha$ - на основе БМО- red clump,<br>$\delta$ - на основе выборки OGLE [2],   |                    |
| 8  | I           | -1.66<br>-                  | -2.962<br>0.021             | 18.274<br>0.176                       | 18.299<br>0.084                       | $E(B-V)$ и $R_\lambda$ - OGLE [2] (ошибки<br>нуль-пунктов в [2] не приведены)  |                    |
| 9  | $W_{VI}$    | -2.41<br>-                  | -3.277<br>0.014             | 18.260<br>0.084                       | 18.347<br>0.084                       |  |                    |
| 10 | $W_{VI}$    | -2.644<br>0.100             | -3.255<br>0.010             | 18.479<br>0.084                       | 18.566<br>0.084                       | $\alpha, \delta$ - на основе строк 7 и 8 данной<br>таблицы для случая $DM_{BMO} = 18^m.50$ ,<br>$R_\lambda$ - Карделли и др. [7]                             | [1]                |
| 11 | V           | -1.294<br>0.087             | -2.769<br>0.073             | 18.407<br>0.273                       | 18.437<br>0.084                       | $\alpha, \delta$ - на основе выборки Джесна<br>и др. [6], $R_\lambda$ - [8], $E(B-V)$ - [9]  |                    |
| 12 | I           | -1.726<br>0.064             | -3.041<br>0.054             | 18.392<br>0.177                       | 18.414<br>0.085                       |  |                    |
| 13 | V           | -1.021<br>0.164             | -3.037<br>0.138             | 18.311<br>0.280                       | 18.340<br>0.103                       | $\alpha, \delta$ - на основе выборки Джесна<br>и др. [6], $R_\lambda$ , $E(B-V)$ - из раз-<br>личных источников собраны в [6]                                |                    |
| 14 | I           | -1.435<br>0.159             | -3.329<br>0.132             | 18.290<br>0.192                       | 18.315<br>0.113                       |  |                    |
| 15 | V           | -1.430<br>0.100             | -2.810<br>0.060             | 18.570<br>0.273                       | 18.600<br>0.085                       | $\alpha$ - на основе HIPPARCOS паралл.<br>$\delta$ - из работы Лени и Стоби [10],<br>$R_\lambda$ - [8], $E(B-V)$ - $(B-V)_0$ из [10]                         | [11]               |
| 16 | V           | -1.440<br>0.050             | -2.770<br>0.080             | 18.554<br>0.273                       | 18.584<br>0.084                       | $\alpha$ - на основе HIPPARCOS паралл.,<br>$\delta$ - из работы Мадора и Фридман<br>[12], $R_\lambda$ - [8], $E(B-V)$ - $(B-V)_0$<br>из [10]                 |                    |
| 17 | I           | -1.810<br>0.090             | -3.050<br>0.070             | 18.512<br>0.177                       | 18.537<br>0.086                       |  |                    |
| 18 | V           | -1.411<br>0.100             | -2.810<br>0.060             | 18.551<br>0.273                       | 18.581<br>0.085                       | $\alpha$ - на основе HIPPARCOS паралл.<br>$\delta_V$ - [10], $\delta_I$ - [6,14], $\delta_{IV}$ - [14]<br>$R_\lambda$ - [8], $E(B-V)$ - $(B-V)_0$<br>из [10] |                    |
| 19 | I           | -1.918<br>0.111             | -3.050<br>0.070             | 18.590<br>0.177                       | 18.615<br>0.086                       |  |                    |
| 20 | $W_{VI}$    | -2.557<br>0.104             | -3.411<br>0.040             | 18.495<br>0.087                       | 18.582<br>0.088                       |  |                    |

[15] и весьма вероятно, что авторами [13] получен значительно смещенный нуль-пункт для этого решения. В пользу данного вывода говорит и следующий факт. На основе  $V$  и  $I$  PL-соотношений Ланоикса и др. [13] для модуля расстояния БМО получаются значения  $18^m.58$  и  $18^m.54$ , соответственно (при  $R_V/R_I = 1.69$  и  $E(B-V)$ , согласно формуле (1)). Теперь, если на основе этих же PL-соотношений и для  $R_V/R_I = 1.69$  построить  $W_{\text{пл}}$  PL-соотношение и с его помощью вычислить модуль расстояния БМО, то получается  $18^m.47$ , то есть имеется внутренняя несогласованность порядка  $0^m.1$  нуль-пунктов PL-соотношений Ланоикса и др. [13], что дает нам основание исключить эти соотношения из дальнейшего рассмотрения.

Наклоны PL-соотношений, используемых Фистом и Катчпол [11], а также Гроновагеном и Оудмажером [15] ( $2.81 \pm 0.06$  и  $3.05 \pm 0.07$  для  $V$  и  $I$ , соответственно), существенно отличаются от аналогичных величин, полученных Удельским и др. [2] ( $2.760 \pm 0.031$  и  $2.962 \pm 0.021$ ) и подтвержденных нами в [4] ( $2.754 \pm 0.015$  и  $2.971 \pm 0.015$ ) на основе выборки FU КЦ БМО OGLE. Так как OGLE выборка КЦ БМО в настоящее время является наиболее многочисленной и однородной, то нам кажется обоснованным отдавать предпочтение OGLE наклонам для  $V$  и  $I$ . В пользу данного вывода говорит также и тот факт, что согласно [2,16] для FU КЦ галактик БМО, ММО и IC 1613 получаются одинаковые наклоны PL-соотношений, несмотря на существенное различие металличности входящих в их состав КЦ ( $Fe/H = -0.3; -0.7$  и  $-1.0$  dex, соответственно).

Резюмируя вышеприведенные рассуждения и основываясь на приведенных нами в [5] доводах в пользу значения модуля расстояния БМО:  $DM_{LMC} = 18^m.569 \pm 0^m.117$ , приходим к заключению, что наиболее обоснованными, среди приведенных в табл.1 решений, по всей вероятности, можно считать полученные нами в работе [5] следующие PL-соотношения

$$M_V = -1.416 (\pm 0.121) - 2.754 (\pm 0.015) \log P \quad \sigma = \pm 0.08, \quad (2)$$

$$M_I = -1.915 (\pm 0.121) - 2.971 (\pm 0.015) \log P \quad \sigma = \pm 0.08. \quad (3)$$

Основное преимущество наших PL-соотношений (2) и (3) заключается в том, что нуль-пункты определены с помощью HIPPARCOS параллакс, а наклоны - с помощью OGLE выборки FU КЦ БМО. На основе последних двух выражений и согласно [3], принимая  $R_V/(R_V - R_I) = 2.443 (\pm 0.026)$ , для определения модулей расстояний FU КЦ получаем следующую формулу:

$$DM = \langle V \rangle - 2.443 (\pm 0.026) (\langle V \rangle - \langle I \rangle) + 2.636 (\pm 0.114) + 3.284 (\pm 0.015) \log P \quad (4)$$

$$\sigma = \pm 0.08.$$

Для сравнения с формулой (4), ниже приведено аналогичное соотношение, которое было использовано в [1] для вычисления модулей расстояний HSTKP галактик:

$$DM = \langle V \rangle - 2.45(\langle V \rangle - \langle I \rangle) + 5.899 (\pm 0.01) + 3.255 (\pm 0.01)(\log P - 1) \quad (5)$$

$$\sigma = \pm 0.08.$$

Здесь уместно напомнить, что выражение (5) в [1] получено при  $DM_{LMC} = 18^m.50$ . Но, во-первых, согласно нашим расчетам, с применением того же выражения (5) к 673 FU КЦ БМО с  $\log P > 0.4$  выборки OGLE получается:  $DM_{LMC} = 18^m.560 (\pm 0.088)$ , то есть предположение авторов HSTKP о расстоянии БМО не соответствует их выражению (5). И, во-вторых, так как значение 18.50 постулируется, то есть является безошибочной величиной, то величина  $\pm 0.01$  в выражении (5) на самом деле не является истинным значением среднеквадратичной ошибки нуля-пункта этого соотношения и характеризует только внутреннюю ошибку определения расстояния БМО. Последние две неувязки PL-соотношения (5) устранены в случае нашего выражения (4), что и является основным отличием этих двух формул.

Пересмотр расстояний HST программных галактик будем проводить на основе наших PL-соотношений (2,3), наклоны которых определены с помощью 673 FU КЦ БМО OGLE выборки [2,4], а нуля-пункты - на основе HIPPARCOS параллакс 260 КЦ Галактики [5].

3. *Методика определения расстояний HST программных галактик.* Расстояния HSTKP галактик Фридманом и др. [1] были определены с помощью непосредственного применения к выборкам КЦ этих галактик выражения (5). Полученные таким способом расстояния затем корректировались за металличность КЦ и за смещение, связанное с неполнотой соответствующих выборок. Детальное рассмотрение данной схемы приводит к выводу, что: а) непосредственное применение выражения (5), с точки зрения точности определения расстояний, не является наилучшим способом решения данного вопроса; б) по крайней мере для полос  $V$  и  $I$  не существует заметной зависимости наклонов и нуля-пунктов PL-соотношений от металличности КЦ и в) при корректном подходе к определению расстояний галактик не возникает смещение модулей расстояний из-за неполноты соответствующих выборок КЦ. Нам удалось выяснить, что видоизменив принятую в [1] методику определения расстояний, для большинства программных галактик HST можно получить более высокие внутренние точности, чем были достигнуты в работе [1]. Изложим смысл нашего подхода к данному вопросу на примере одной, наугад выбранной из программных галактик HST - NGC 3627.

Отметим, что дальнейшие расчеты выполнены на основе наблюдательных данных, собранных во внегалактической части электронного каталога Патуреля и др. [17], где кроме полученных в рамках HSTKP данных о КЦ, включены также и результаты аналогичных наблюдений на HST других авторов.

Достоверно установлено, что дисперсия обычных, неоткалиброванных  $V$  и  $I$  PL-соотношений без учета межзвездного поглощения, по сравнению с PL-соотношением на основе  $W_{vri}$  функции, значительно выше, так как  $W_{vri}$  величины свободны от межзвездного поглощения согласно следующему известному выражению:

$$W_{vri} = \langle V \rangle - (R_V / (R_V - R_I)) (\langle V \rangle - \langle I \rangle) = \langle V \rangle_0 - (R_V / (R_V - R_I)) (\langle V \rangle - \langle I \rangle)_0. \quad (6)$$

Рассмотрим PL-соотношения для выборки 104 КЦ галактики NGC 3627. Эти соотношения приведены в табл.2 (межзвездное поглощение не учтено), где для сравнения приведены также соответствующие данные для OGLE выборки FU КЦ БМО с  $\log P > 0.4$ . Столбцы табл.2 обозначают: 1 - полоса; 2 - нуль-пункт PL-соотношения (без абсолютной калибровки); 3 - среднеквадратичная ошибка нуль-пункта; 4 - наклон PL-соотношения; 5 - среднеквадратичная ошибка наклона; 6 - дисперсия PL-соотношения; 7 - коэффициент корреляции; 8 - количество КЦ в соответствующей выборке. Приведенные в табл.2  $W_{vri}$  PL-соотношения получены двумя способами: 1) обычным способом, когда  $W_{vri}$  выражается левой частью формулы (6) и 2) когда в (6) показатель цвета  $(V - I)$  заменяется выражением  $(\langle V \rangle - \langle I \rangle) = A + B \log P$  (зависимость период-наблюдаемый цвет) и  $W_{vri}$  функция выражается формулой:

$$W_{vri} = \langle V \rangle - R_V / (R_V - R_I) (A + B \log P). \quad (7)$$

Как следует из табл.2, в случае БМО действительно дисперсия  $W_{vri}$  PL-соотношения (случай 1) значительно меньше от соответствующих величин для  $V$  и  $I$ . Для галактики NGC 3627 наблюдается обратное этому явление, то есть дисперсия  $W_{vri}$  PL-соотношения (случай 1) получается примерно в 1.5 раза больше, чем для  $V$  и  $I$  (без учета межзвездного поглощения). Применение  $W_{vri}$  функции, согласно выражению (7) для NGC 3627 уменьшает дисперсию  $W_{vri}$  PL-соотношений (случай 2 в табл.2) до уровня соответствующих величин для  $V$  и  $I$ , а для БМО, наоборот, увеличивает дисперсию  $W_{vri}$  PL-соотношения (случай 2 в табл.2).

Как следует из табл.3, где приведены дисперсии  $V$ ,  $I$  (без учета межзвездного поглощения) и  $W_{vri}$  PL-соотношений выборок КЦ для 32 из 35 HST программных галактик, приведенных в работе [17], аналогичная с NGC 3627 ситуация наблюдается у большинства из них. Отметим, что в этой таблице для галактики IC 1613, кроме HST данных, приведены также данные, полученные с помощью 85 FU КЦ выборки OGLE на основе работы Удельского и др. [16]. Наблюдения КЦ HSTKP галактики NGC 2403 выполнены только в полосе  $V$ , а для галактик NGC 6822, SEX A и SEX B количество наблюденных КЦ составляет всего 1, 3 и 3, соответственно и по этой причине упомянутые 4 галактики в дальнейшем не будем рассматривать.

Таблица 2

$V$ ,  $I$  и  $W_{VII}$  PL-СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КЦ ГАЛАКТИК  
NGC 3627 И БМО

| Полоса        | $\alpha$ | $\sigma_\alpha$ | $\delta$ | $\sigma_\delta$ | $\sigma$ | $\rho$ | $N$ |
|---------------|----------|-----------------|----------|-----------------|----------|--------|-----|
| NGC 3627      |          |                 |          |                 |          |        |     |
| $V$           | 27.400   | 0.377           | -1.539   | 0.266           | 0.513    | 0.498  | 104 |
| $I$           | 26.519   | 0.364           | -1.698   | 0.257           | 0.506    | 0.548  | 104 |
| $W_{VII}$ (1) | 25.247   | 0.507           | -1.929   | 0.358           | 0.708    | 0.470  | 104 |
| $W_{VII}$ (2) | 25.247   | 0.377           | -1.927   | 0.265           | 0.524    | 0.583  | 104 |
| БМО           |          |                 |          |                 |          |        |     |
| $V$           | 17.597   | 0.039           | -2.788   | 0.057           | 0.304    | 0.883  | 673 |
| $I$           | 16.915   | 0.025           | -2.986   | 0.036           | 0.191    | 0.955  | 678 |
| $W_{VII}$ (1) | 15.941   | 0.010           | -3.284   | 0.015           | 0.079    | 0.993  | 673 |
| $W_{VII}$ (2) | 15.941   | 0.039           | -3.284   | 0.057           | 0.304    | 0.911  | 673 |

Теперь попробуем разобраться в причинах возникновения описанного выше явления. Если  $W_{VII}$  функция выражается согласно (6) и для определения расстояния галактики применяется формула типа (4), то это означает, что производится учет межзвездного поглощения для каждой КЦ данной выборки в отдельности. В случае применения  $W_{VII}$  функции согласно (7) происходит учет среднего для данной выборки межзвездного поглощения, а не по каждой КЦ в отдельности. Теперь, если величина ошибок определения усредненных по интенсивности звездных величин КЦ намного меньше дисперсии значений межзвездного поглощения для данной выборки КЦ, как это имеет место для FU КЦ БМО выборки OGLE, то учет межзвездного поглощения по отдельным КЦ значительно снижает дисперсию  $W_{VII}$  PL-соотношений, следовательно и внутренние ошибки определения расстояния галактики. В обратном случае, то есть когда фотометрические ошибки сравнимы с дисперсией межзвездного поглощения для данной выборки или по величине мало уступают ей, то учет межзвездного поглощения по отдельным КЦ становится причиной увеличения дисперсии  $W_{VII}$  PL-соотношения, следовательно и больших отклонений расстояний отдельных КЦ от их истинного значения. Эти отклонения, в большинстве случаев являющиеся следствием фотометрических ошибок и будучи не связанными с межзвездным поглощением, становятся причиной понижения точности определения расстояния соответствующей галактики, как это имеет место, например, в случае NGC 3627.

Данный анализ показывает, что непосредственное применение формулы типа (5) не всегда оправдано и получение с ее помощью сравнительно высокоточных расстояний галактик не является строго гарантированным для любой выборки КЦ вне зависимости от фотометрических ошибок.

Как следует из табл.3, для многих HST программных галактик наблюдается аналогичная с NGC 3627 ситуация и по этой причине, непосредственное применение формулы (5), как это сделано в работе [1], приводит к искусственному завышению внутренних ошибок определения расстояний этих объектов. Отметим, что Патурель и др. [18] также рассмотрели вопрос расстояний галактик на основе КЦ по той же методике, что и в [1], но на основе более обширного наблюдательного материала, чем в [1]. Несмотря на это, полученные ими среднеквадратичные ошибки определения расстояний, в основном, мало отличаются от аналогичных величин Фридмана и др. [1].

Таблица 3

ДИСПЕРСИИ  $V$ ,  $I$  и  $W_{\text{пл}}$  PL-СОТНОШЕНИЙ  
КЦ НСТКР ГАЛАКТИК

| Галактика | $N$ | $\sigma_W$ | $\sigma_V$ | $\sigma_I$ | Галактика   | $N$ | $\sigma_W$ | $\sigma_V$ | $\sigma_I$ |
|-----------|-----|------------|------------|------------|-------------|-----|------------|------------|------------|
| NGC 224   | 38  | 0.385      | 0.389      | 0.265      | NGC 4258    | 15  | 0.245      | 0.242      | 0.184      |
| NGC 300   | 16  | 0.277      | 0.200      | 0.200      | NGC 4321    | 42  | 0.480      | 0.352      | 0.325      |
| NGC 598   | 8   | 0.320      | 0.247      | 0.172      | NGC 4414    | 9   | 0.367      | 0.286      | 0.241      |
| NGC 925   | 60  | 0.484      | 0.310      | 0.298      | NGC 4496A   | 142 | 0.323      | 0.306      | 0.259      |
| NGC 1326A | 17  | 0.368      | 0.271      | 0.271      | NGC 4535    | 27  | 0.286      | 0.259      | 0.241      |
| NGC 1365  | 40  | 0.346      | 0.319      | 0.284      | NGC 4536    | 75  | 0.456      | 0.275      | 0.271      |
| NGC 1425  | 29  | 0.209      | 0.248      | 0.177      | NGC 4548    | 24  | 0.240      | 0.310      | 0.197      |
| NGC 2090  | 31  | 0.238      | 0.260      | 0.206      | NGC 4603    | 22  | 0.548      | 0.251      | 0.239      |
| NGC 2541  | 28  | 0.417      | 0.171      | 0.217      | NGC 4639    | 25  | 0.338      | 0.429      | 0.336      |
| NGC 3031  | 22  | 0.364      | 0.350      | 0.290      | NGC 4725    | 20  | 0.238      | 0.268      | 0.223      |
| NGC 3109  | 14  | 0.876      | 0.329      | 0.499      | NGC 5253    | 13  | 0.570      | 0.220      | 0.255      |
| NGC 3198  | 77  | 0.782      | 0.468      | 0.485      | NGC 5457    | 31  | 0.396      | 0.300      | 0.236      |
| NGC 3319  | 33  | 0.511      | 0.343      | 0.339      | NGC 7331    | 13  | 0.320      | 0.309      | 0.220      |
| NGC 3351  | 30  | 0.441      | 0.334      | 0.309      | IC 4182     | 52  | 0.395      | 0.248      | 0.227      |
| NGC 3368  | 18  | 0.220      | 0.259      | 0.205      | IC1613      | 5   | 0.235      | 0.092      | 0.144      |
| NGC 3621  | 49  | 0.377      | 0.504      | 0.364      | IC1613-OGLE | 85  | 0.517      | 0.405      | 0.431      |
| NGC 3627  | 104 | 0.708      | 0.513      | 0.506      | БМО-OGLE[3] | 673 | 0.079      | 0.304      | 0.191      |

Чтобы окончательно убедиться в правильности вышеприведенных рассуждений, детально рассмотрим первоначальный этап определения расстояния галактики NGC 3627 по методике Фридмана и др. [1] и по той, что ниже предлагается нами взамен. Здесь и далее пока что рассматриваются только внутренние среднеквадратичные ошибки средних расстояний галактик, то есть без учета ошибок нуль-пунктов соответствующих PL-соотношений. Согласно [1], применив формулу (5) к 104 КЦ NGC 3627, для модуля расстояния этой галактики получаем:  $DM_W = 29^m.746 \pm 0.074$ . Точно такое значение среднеквадратичной ошибки ( $DM_W = 29^m.787 \pm 0.074$ ) получается и с применением нашей формулы (4), а различие численных значений модуля расстояния обусловлено различием формул (4) и (5). По величине

внутренних среднеквадратичных ошибок средних модулей расстояний галактик обе эти формулы идентичны.

Теперь вычислим модуль расстояния NGC 3627 с помощью методики, которую мы предлагаем. Для этого напомним, что:

$$E(\langle V \rangle - \langle I \rangle) = (\langle V \rangle - \langle I \rangle) - (\langle V \rangle - \langle I \rangle)_0. \quad (8)$$

Из наблюдательных данных можно получить следующую экспериментальную зависимость:

$$(\langle V \rangle - \langle I \rangle) = A + B \log P, \quad (9)$$

где  $A$  и  $B$  постоянные величины, а на основе соотношений (2) и (3) можно написать:

$$(\langle V \rangle - \langle I \rangle)_0 = 0.499 + 0.217 \log P. \quad (10)$$

Учитывая, что  $A_V = 2.443 E(\langle V \rangle - \langle I \rangle)$  и  $A_I = 1.443 E(\langle V \rangle - \langle I \rangle)$ , согласно [3], и решение выражения (9) для 104 КЦ галактики NGC 3627 имеет следующий вид:

$$(\langle V \rangle - \langle I \rangle) = 0.881(\pm 0.198) + 0.159(\pm 0.140) \log P, \quad \sigma = \pm 0.276, \quad (11)$$

на основе выражений (8-11) получаем:

$$A_V = 0.933 - 0.142 \log P, \quad \text{и} \quad A_I = 0.551 - 0.083 \log P. \quad (12)$$

С применением выражений (12) и формул (2,3) для модуля расстояния NGC 3627 получаем:  $DM_V = 29^m.787 \pm 0.058$  и  $DM_I = 29^m.787 \pm 0.057$ , а после усреднения значений  $V$  и  $I$  модулей расстояний для каждой КЦ в отдельности -  $DM_{VI} = 29^m.787 \pm 0.055$ . Сравнение среднеквадратичной ошибки последней величины с ошибкой, полученной выше методом непосредственного применения выражения (4) показывает, что предлагаемая методика обеспечивает повышение внутренней точности определения модуля расстояния галактики NGC 3627 примерно на 30%.

В терминологии  $W$  функции эквивалентами нашей схемы являются выражения:

$$DM_{W(VVI)} = \langle V \rangle - 2.443(A + B \log P) + 3.284 \log P + 2.636, \quad (13)$$

$$DM_{W(IVI)} = \langle I \rangle - 1.443(A + B \log P) + 3.284 \log P + 2.636, \quad (14)$$

где постоянные  $A$  и  $B$  определяются с помощью избыточной системы уравнений типа (9), а выражения  $DM_V \equiv DM_{VI}$  и  $DM_I \equiv DM_{IV}$  являются тождествами (имея в виду выражение (10)). Изложенная методика расчетов предлагается нами взамен прямого применения формулы (4).

Следующая проблема, на которую мы обратили внимание, это вопрос "однородности выборок" КЦ для отдельных HST программных галактик. Под термином "однородные выборки" мы имеем в виду выборки, состоящие из физически однотипных объектов. Снова вернемся к выборке КЦ галактики NGC 3627. На рис.1 (левые три графика) приведены

неоткалиброванные зависимости период-светимость для КЦ этой галактики ( $W_{VI}$  PL-соотношение построено для значения  $R_V/(R_V - R_I) = 2.443$ , а  $V$  и  $I$  PL-соотношения - без учета межзвездного поглощения). Как видно из рис.1, имеются несколько КЦ, отклонения которых, по всей вероятности, трудно отнести к классу статистически возможных, если соответствующая выборка является однородной. Причинами таких больших отклонений могут быть как ошибочное отнесение объектов к классу КЦ, так и наложение близлежащих, но не разрешенных, изображений окрестных звезд на изображение КЦ. Возможны и другие причины этих больших отклонений, как например, сравнительно высокие фотометрические ошибки для слабых КЦ. Нам кажется, для получения достаточно однородных выборок, необходимо провести некую предварительную фильтрацию выборок. В этом случае возникает вопрос выбора оптимального фильтра, применение которого, сильно не уменьшая численность выборки, позволило бы отсекалть грубые отклонения на PL-соотношениях. Проведенные нами численные эксперименты показали, что таким фильтром может служить отсеечение объектов на PL-соотношениях  $V$ ,  $\log P$  и  $I$ ,  $\log P$  (построенные без учета межзвездного поглощения с привлечением всех известных КЦ данной выборки) согласно критерию  $|\Delta m_\lambda| \geq 1.5\sigma$ , где  $|\Delta m_\lambda|$  абсолютное значение отклонения видимого блеска КЦ от соответствующего PL-соотношения,  $\sigma$  дисперсия этого соотношения. На первый взгляд кажется, что постепенное ужесточение фильтра может привести к более высоким точностям, но на самом деле это не так. Постепенное ужесточение условия фильтрации на самом деле означает постепенное уменьшение количества объектов в выборке

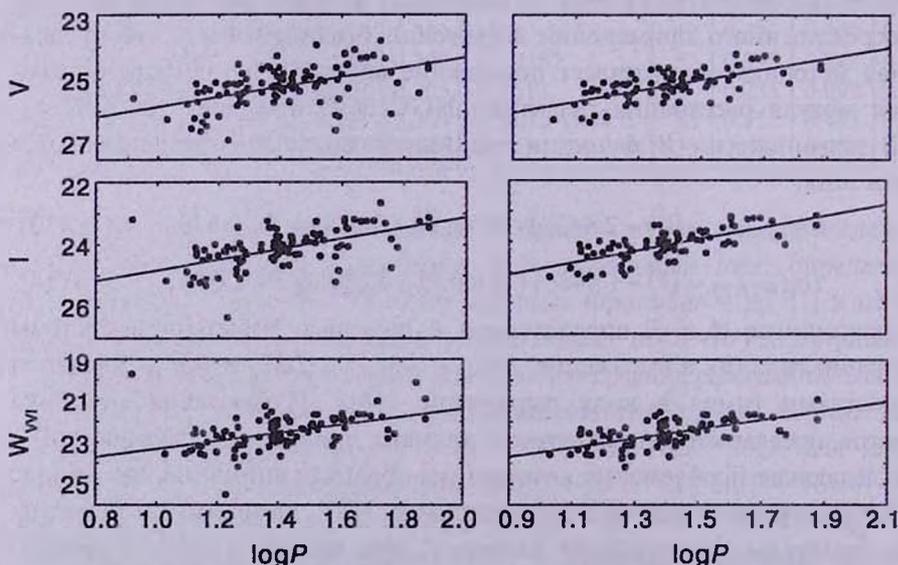


Рис.1.  $V$ ,  $I$  и  $W_{VI}$  PL-соотношения выборки КЦ галактики NGC 3627, левые три графика построены без отсеечения выборки; правые три - после  $1.5\sigma$  отсеечения выборки.

и в этом случае быстро начинает падать точность полученных расстояний.

Результат воздействия описанного фильтра на выборку КЦ галактики NGC 3627 виден на рис.1 (правые три графика). После применения описанного фильтра к выборке КЦ галактики NGC 3627 отсекаются всего 16 объектов и с применением вышеизложенного нашего метода для модуля расстояния этой галактики получается:  $DM_{VI} = 29^m.812 \pm 0.041$ . Интересно, что после фильтрации прямое применение формулы (4) приводит к значению:  $DM_W = 29^m.814 \pm 0.057$ , которое по точности явно превышает аналогичную величину, полученную выше без фильтрации и значительно приближается к результату, полученному с применением нашей методики.

Пример галактики NGC 3627 показывает, что в отдельных случаях, с применением  $1.5\sigma$  фильтра и средних значений межзвездного поглощения, согласно формул типа (12), можно получить почти двукратный выигрыш во внутренней точности определения расстояний галактик на основе КЦ по сравнению с методом непосредственного применения формул типа (4).

4. *Результаты определения расстояний HST программных галактик на основе КЦ.* Расстояния HST программных галактик нами были определены с применением наших PL-соотношений (2,3) и вышеизложенной методики на основе КЦ внегалактической части электронного каталога Патурела и др. [17]. Результаты этих расчетов приведены в табл.4, последовательные столбцы которой обозначают: 1 - название галактики; 2 - количество  $N$  КЦ галактики согласно [17]; 3 - количество  $N(\text{Фил})$  оставшихся КЦ в выборке после применения  $1.5\sigma$  фильтра; 4 - модули расстояний  $DM_W$  галактик и их внутренние (без учета ошибок определения нуль-пунктов PL-соотношений) среднеквадратичные ошибки  $\sigma_{DM}$ , определенные в результате непосредственного применения формулы (4) и без фильтрации выборок; 5 - те же самые величины ( $DM_W$  (Фил) и  $\sigma_{DM}$ ), полученные с применением  $1.5\sigma$  фильтрации выборок; 6 - величины  $DM_{VI}$  и  $\sigma_{DM}$ , определенные согласно вышеизложенной нашей методике (формула 13) и с применением  $1.5\sigma$  фильтрации выборок; 7, 8 - полученные в работах [1] и [18] величины  $DM_W$  и  $\sigma_{DM}$ ; 9 - окончательно принятый нами модуль расстояния галактики  $DM_{ABR}$  и его среднеквадратичная ошибка (с учетом ошибок определения нуль-пунктов PL-соотношений); 10 - принятые Фридман и др. [1] окончательные значения модулей расстояний HSTKP галактик  $DM_{FRD}$  (с учетом коррекции за металличность) (окончательные среднеквадратичные ошибки для каждой галактики в отдельности в [1] не приведены); 11 - принятые Патурелем и др. [18] окончательные значения модулей расстояний HST программных галактик  $DM_{PAT}$  (с учетом неполноты выборок) и их среднеквадратичные ошибки (с учетом внешних ошибок). В этой таблице для модуля расстояния галактики IC 1613 приведено также значение, полученное

нами на основе 85 FU КЦ выборки OGLE из работы [16].

Для модуля расстояния БМО в табл.4 приведены значения, полученные нами на основе двух выборок КЦ. Первая из них составлена нами [3] и включает все 673 FU КЦ OGLE выборки с  $\log P > 0.4$ . Вторая выборка составлена Патурелем и др. [17] и включает 718 КЦ. Хотя обе они были составлены на основе OGLE выборки КЦ БМО, но тем не менее имеется небольшое различие этих двух выборок.

Таблица 4

## МОДУЛИ РАССТОЯНИЙ HST ПРОГРАММНЫХ ГАЛАКТИК

| Галактика | N  | N<br>Фильт. | $DM_W$          | $DM_W$          | $DM_{VI}$               | $DM_W$               | $DM_W$                | $DM_{ABR}$      | $DM_{FRD}$           | $DM_{PAT}$            |
|-----------|----|-------------|-----------------|-----------------|-------------------------|----------------------|-----------------------|-----------------|----------------------|-----------------------|
|           |    |             | $\sigma_{DM}$   | $\sigma_{DM}$   | Фильт.<br>$\sigma_{DM}$ | [1]<br>$\sigma_{DM}$ | [18]<br>$\sigma_{DM}$ | $\sigma_{DM}$   | [1]<br>$\sigma_{DM}$ | [18]<br>$\sigma_{DM}$ |
| 1         | 2  | 3           | 4               | 5               | 6                       | 7                    | 8                     | 9               | 10                   | 11                    |
| NGC 224   | 38 | 33          | 24.505<br>0.064 | 24.546<br>0.052 | 24.535<br>0.045         | 24.38<br>0.05        | 24.44<br>0.07         | 24.535<br>0.129 | 24.48                | 24.47<br>0.23         |
| NGC 300   | 16 | 13          | 26.535<br>0.091 | 26.594<br>0.078 | 26.593<br>0.057         | 26.53<br>0.07        | 26.36<br>0.29         | 26.593<br>0.134 | 26.50                | 26.45<br>0.32         |
| NGC 598   | 8  | 8           | 24.494<br>0.147 | 24.494<br>0.147 | 24.493<br>0.109         | 24.56<br>0.10        | 24.70<br>0.13         | 24.493<br>0.163 | 24.62                | 24.77<br>0.39         |
| NGC 925   | 60 | 48          | 29.792<br>0.063 | 29.852<br>0.051 | 29.852<br>0.030         | 29.80<br>0.04        | 29.77<br>0.07         | 29.852<br>0.124 | 29.81                | 29.80<br>0.16         |
| NGC 1326A | 17 | 15          | 31.116<br>0.095 | 31.147<br>0.099 | 31.148<br>0.065         | 31.00<br>0.09        | 31.11<br>0.10         | 31.148<br>0.137 | 31.04                | 31.18<br>0.17         |
| NGC 1365  | 40 | 31          | 31.286<br>0.056 | 31.254<br>0.047 | 31.255<br>0.032         | 31.20<br>0.05        | 31.26<br>0.06         | 31.255<br>0.125 | 31.27                | 31.31<br>0.15         |
| NGC 1425  | 29 | 25          | 31.654<br>0.045 | 31.633<br>0.045 | 31.631<br>0.037         | 31.54<br>0.05        | 31.66<br>0.05         | 31.635<br>0.127 | 31.70                | 31.68<br>0.17         |
| NGC 2090  | 31 | 26          | 30.353<br>0.044 | 30.330<br>0.045 | 30.329<br>0.036         | 30.27<br>0.04        | 30.32<br>0.05         | 30.329<br>0.126 | 30.35                | 30.36<br>0.15         |
| NGC 2541  | 28 | 24          | 30.346<br>0.081 | 30.367<br>0.058 | 30.366<br>0.028         | 30.26<br>0.07        | 30.33<br>0.06         | 30.366<br>0.124 | 30.25                | 30.39<br>0.16         |
| NGC 3031  | 22 | 18          | 27.709<br>0.080 | 27.645<br>0.077 | 27.644<br>0.047         | 27.67<br>0.07        | 27.66<br>0.08         | 27.644<br>0.130 | 27.80                | 27.70<br>0.16         |
| NGC 3109  | 14 | 11          | 25.178<br>0.491 | 25.257<br>0.232 | 25.255<br>0.078         | -                    | 25.38<br>0.22         | 25.255<br>0.144 | -                    | 25.20<br>0.31         |
| NGC 3198  | 77 | 67          | 30.660<br>0.090 | 30.716<br>0.071 | 30.716<br>0.027         | 30.64<br>0.08        | 30.86<br>0.10         | 30.716<br>0.124 | 30.70                | 31.11<br>0.23         |
| NGC 3319  | 33 | 28          | 30.697<br>0.091 | 30.773<br>0.078 | 30.771<br>0.045         | 30.64<br>0.09        | 30.70<br>0.08         | 30.771<br>0.129 | 30.62                | 30.83<br>0.18         |
| NGC 3351  | 30 | 26          | 29.738<br>0.128 | 29.821<br>0.078 | 30.014<br>0.049         | 29.90<br>0.10        | 29.81<br>0.09         | 30.014<br>0.130 | 30.00                | 29.85<br>0.16         |
| NGC 3368  | 18 | 16          | 30.092<br>0.063 | 30.132<br>0.063 | 30.132<br>0.065         | 29.95<br>0.08        | 30.05<br>0.06         | 30.132<br>0.137 | 30.11                | 30.08<br>0.17         |

Таблица 4 (продолжение)

| 1                 | 2   | 3   | 4               | 5               | 6               | 7             | 8             | 9               | 10         | 11            |
|-------------------|-----|-----|-----------------|-----------------|-----------------|---------------|---------------|-----------------|------------|---------------|
| NGC 3621          | 49  | 42  | 29.232<br>0.055 | 29.201<br>0.047 | 29.201<br>0.044 | 29.06<br>0.06 | 29.13<br>0.06 | 29.201<br>0.129 | 29.11      | 29.14<br>0.15 |
| NGC 3627          | 104 | 88  | 29.787<br>0.074 | 29.814<br>0.057 | 29.812<br>0.041 | 29.71<br>0.08 | 29.77<br>0.07 | 29.812<br>0.128 | 30.01      | 29.79<br>0.15 |
| NGC 4258          | 15  | 10  | 29.544<br>0.067 | 29.583<br>0.059 | 29.582<br>0.037 | 29.44<br>0.07 | 29.45<br>0.07 | 29.582<br>0.127 | 29.51      | 29.48<br>0.16 |
| NGC 4321          | 42  | 32  | 30.836<br>0.080 | 30.923<br>0.070 | 30.921<br>0.048 | 30.75<br>0.07 | 30.98<br>0.08 | 30.921<br>0.130 | 30.91      | 31.22<br>0.24 |
| NGC 4414          | 9   | 7   | 31.234<br>0.132 | 31.165<br>0.137 | 31.166<br>0.080 | 31.18<br>0.09 | 31.27<br>0.05 | 31.166<br>0.149 | 31.24      | 31.35<br>0.26 |
| NGC 4496A         | 142 | 111 | 30.862<br>0.027 | 30.868<br>0.026 | 30.867<br>0.019 | 30.80<br>0.03 | 30.81<br>0.03 | 30.867<br>0.122 | 30.86      | 30.89<br>0.18 |
| NGC 4535          | 27  | 22  | 30.942<br>0.056 | 30.966<br>0.040 | 30.966<br>0.036 | 30.84<br>0.05 | 30.87<br>0.07 | 30.966<br>0.126 | 30.99      | 30.98<br>0.20 |
| NGC 4536          | 75  | 69  | 30.787<br>0.053 | 30.795<br>0.054 | 30.794<br>0.025 | 30.78<br>0.04 | 30.79<br>0.07 | 30.794<br>0.126 | 30.87      | 30.93<br>0.19 |
| NGC 4548          | 24  | 17  | 30.978<br>0.050 | 31.039<br>0.057 | 31.038<br>0.045 | 30.88<br>0.05 | 30.91<br>0.05 | 31.038<br>0.129 | 31.05      | 30.94<br>0.17 |
| NGC 4639          | 25  | 21  | 31.656<br>0.078 | 31.709<br>0.056 | 31.709<br>0.056 | 31.59<br>0.07 | 31.64<br>0.07 | 31.709<br>0.133 | 31.71      | 31.71<br>0.21 |
| NGC 4725          | 20  | 16  | 30.432<br>0.059 | 30.411<br>0.068 | 30.410<br>0.050 | 30.33<br>0.06 | 30.44<br>0.06 | 30.410<br>0.131 | 30.46      | 30.46<br>0.18 |
| NGC 5253          | 13  | 10  | 27.488<br>0.165 | 27.568<br>0.126 | 27.557<br>0.042 | 27.54<br>0.10 | 27.39<br>0.18 | 27.557<br>0.128 | 27.49      | 27.48<br>0.34 |
| NGC 5457          | 31  | 21  | 29.284<br>0.073 | 29.286<br>0.052 | 29.284<br>0.045 | 29.18<br>0.10 | 29.23<br>0.07 | 29.284<br>0.129 | 29.13      | 29.26<br>0.15 |
| NGC 7331          | 13  | 11  | 30.846<br>0.092 | 30.765<br>0.086 | 30.764<br>0.070 | 30.81<br>0.09 | 30.80<br>0.11 | 30.764<br>0.140 | 30.84      | 30.86<br>0.22 |
| IC4182            | 52  | 42  | 28.414<br>0.055 | 28.351<br>0.052 | 28.349<br>0.023 | 28.26<br>0.05 | 28.36<br>0.06 | 28.349<br>0.123 | 28.26      | 28.37<br>0.15 |
| IC1613            | 5   | 4   | 24.333<br>0.120 | 24.246<br>0.107 | 24.245<br>0.083 | 24.24<br>0.14 | 24.19<br>0.11 | 24.245<br>0.147 | 24.06      | 24.20<br>0.20 |
| IC1613<br>OGLE    | 85  | 77  | 24.411<br>0.085 | 24.416<br>0.022 | 24.414<br>0.024 | -             | -             | 24.416<br>0.123 | -          | -             |
| LMC(OG<br>LE-[3]) | 673 |     | 18.577<br>0.003 | 18.573<br>0.003 | 18.575<br>0.005 | -             | -             | 18.573<br>-     | 18.50<br>- | -             |
| LMC(OG<br>LE-PAT) | 718 | 644 | 18.545<br>0.003 | 18.542<br>0.003 | 18.540<br>0.005 | 18.50<br>-    | 18.37<br>0.00 | 18.540          | -          | 18.37<br>0.14 |

5. *Обсуждение полученных результатов.* Как следует из табл.4, применение вышеизложенного нашего метода позволяет примерно в 1.5-2 раза повысить внутреннюю точность определения модулей расстояний HST программных галактик (табл.4, столб. 6-8). Действительно, средняя

величина внутренних среднеквадратичных ошибок модулей расстояний в нашем случае составляет  $0.045 \pm 0.019$ , а для [1] и [18] эта величина достигает значений -  $0.071 \pm 0.029$  и  $0.083 \pm 0.049$ , соответственно (для общих в трех случаях 30 галактик).

Напомним, что приведенные в табл.4 окончательно принятые авторами работ [1] и [18] значения модулей расстояний галактик  $DM_{FRD}$  и  $DM_{PAT}$  авторами этих работ получены в результате коррекции за металличность КЦ и за неполноту выборок. Причем, согласно [1], величина средней коррекции за металличность ( $\sim 0^m.07$ ) превышает величину коррекции за неполноту выборок ( $\sim 0^m.01$ ). Обратная этой ситуация была выявлена авторами работы [18]. В [18] величина коррекции за металличность получилась ничтожной по сравнению с коррекцией за неполноту выборки. Одно только это противоречие уже говорит о том, что эти коррекции имеют неоднозначное объяснение. Кроме этого, возникает также правомерный вопрос, а именно, необходима ли какая-либо коррекция вообще. Полученные нами результаты показывают, что оба эти эффекта на самом деле ничтожны, и на базе существующего в настоящее время наблюдательного материала их выявление в работах [1] и [18] нельзя считать обоснованным.

Чтобы доказать данное утверждение, рассмотрим принятые нами значения линейных расстояний этих галактик  $D_{ABR}$  в сравнении с аналогичными величинами из работ [1] -  $D_{FRD}$  и [18] -  $D_{PAT}$ . С этой целью были вычислены разности  $D_{ABR} - D_{FRD}$ ,  $D_{ABR} - D_{PAT}$ ,  $D_{FRD} - D_{PAT}$  и построены их распределения, которые показывают, что принятые нами расстояния HST галактик очень хорошо согласуются с расстояниями из работы [1] и имеют значительные расхождения с принятыми в [18] расстояниями. Фактически нами получены те же самые результаты, что и в [1], но без привлечения коррекции за металличность КЦ (как это сделано в [1]), Из данного факта вытекает, что эти коррекции на самом деле не вызваны различием металличности КЦ этих галактик, а просто являются следствием принятой в [1] методики расчета расстояний. В пользу данного вывода говорят также и следующие соображения. Рассмотрим зависимость разностей  $D_{FRD} - d_{FRD}$  от принятых в [1] расстояний  $D_{FRD}$  (табл.4, столбец 12 в [1]). Здесь  $d_{FRD}$  неоткорректированные за металличность расстояния галактик в [1] (табл.4, столбец 10 в [1]). Разность  $D_{FRD} - d_{FRD}$  фактически является принятой в [1] величиной коррекции за металличность. Эта зависимость  $D_{FRD} - d_{FRD} = 0.022 \exp(0.2 D_{FRD})$ , из которой следует, что величина коррекции за металличность показывает сильную зависимость от расстояния галактик и непрерывно возрастает с увеличением расстояния. Это означает, что и металличность КЦ этих галактик меняется аналогичным образом. Трудно представить реальность существования такого эффекта в

мире галактик. Насколько нам известно, в пользу реальности такого эффекта пока что не существуют каких-либо наблюдательных фактов. Здесь уместно напомнить также о выводе Удельского и др. [16], согласно которому для PL-соотношений FU КЦ галактик БМО, ММО и IC 1613 получаются одинаковые нуль-пункты и наклоны, не зависимо от значительного различия металличности КЦ этих галактик.

Теперь рассмотрим вопрос о коррекции расстояний HST галактик за неполноту выборки КЦ. Выше мы отметили, что согласно Фридман и др. [1] величина этой коррекции незначительная. Как будет показано далее, на самом деле это так и есть. Патурел и др. в работе [18] данному вопросу уделили большое внимание. В явном виде, не приводя окончательные значения этих коррекций, они утверждают, что величина коррекции за неполноту выборки может достигать до значений  $0^m.4$ . С целью детального рассмотрения данного вопроса нами были вычислены разности  $DM_{PAT}(15) - DM_{PAT}(HIP)$  (фактическая величина коррекции за неполноту выборки согласно [18]). Здесь  $DM_{PAT}(15)$  начальные значения модулей расстояний HST галактик, полученные в результате прямого применения формулы:

$$DM = \langle V \rangle - 2.45(\langle V \rangle - \langle I \rangle) + 2.347 + 3.456 \log P, \quad (15)$$

выведенной нами для  $R_V/R_I = 1.69$  и на основе принятых в работе [18] PL-соотношений (формула (15) в явном виде в [18] не приведена), а  $DM_{PAT}(HIP)$  - полученные в [18], после коррекции за неполноту выборки, модули расстояний (табл.4, столб.4 в [18]). Из зависимости разностей  $DM_{PAT}(15) - DM_{PAT}(HIP)$  от  $DM_{PAT}(HIP)$  следует, что только в 6 случаях, из рассмотренных 32 галактик, величина коррекции за неполноту выборки получается больше  $0^m.07$  и достигает значения  $0^m.34$ . Интересно отметить, что именно для этих 6 галактик в [18] получены наибольшие внутренние среднеквадратичные ошибки окончательно принятых расстояний. Кроме того, принятые в [18] модули расстояний 3 из этих 6 галактик (NGC 4321, 3198 и 598) имеют наибольшие расхождения либо от наших, либо от данных Фридмана и др. [1]. Для других двух галактик - NGC 300 и IC 1613 в [18] модули расстояний получены с помощью всего 2 и 5 КЦ, соответственно. Таким образом, в этих 5 случаях полученные в [18] коррекции нельзя считать значимыми. Остается одна галактика - NGC 3109, для которой полученное в [18] значение коррекции за неполноту выборки с натяжкой можно считать значимым. Нам кажется необоснованным на примере этой единственной галактики делать вывод о значительности величины коррекции за неполноту выборки КЦ. Что касается полученных в [18] значений коррекции за неполноту выборки меньше  $0^m.07$ , то они находятся в пределах внутренних ошибок определения модулей расстояний соответствующих галактик и даже

наблюдается невысокая линейная корреляция на уровне  $\rho = 0.4$  между этими двумя величинами.

6. *Заключение.* С помощью PL-соотношений (2)-(4) и с применением отличающейся от принятой Фридманом и др. [1] методики, были пересмотрены расстояния HST программных галактик. Полученные нами расстояния этих галактик (табл.4) в среднем имеют более высокие внутренние точности, чем было достигнуто ранее другими авторами. Кроме того, при выводе этих расстояний нами не были использованы коррекции за металличность и за неполноту выборки КЦ. Несмотря на это, полученные нами модули расстояний с дисперсией  $\pm 0^m.395$  согласуются с данными из [1] без значительного смещения нуля -пунктов шкалы расстояний ( $0^m.006$ ). Данный факт свидетельствует о незначительности или даже полном отсутствии указанных двух эффектов для выборок КЦ HST программных галактик.

Автор выражает благодарность К.С.Гигояну за оказанную помощь при выполнении данной работы.

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

## THE CLASSICAL CEPHEIDS AND THE DISTANCES OF HST PROGRAM GALAXIES

H.V.ABRAHAMYAN

By using PL relations obtained by us earlier and a method, different from Freedman et al. method, the distances of HST program galaxies have been revised. In the mean they have more inner accuracies than the ones derived by other authors. Besides, during the calculating of these distances we did not use the correction for metallicity or incompleteness bias in the Cepheid samples. Irrespective of it, distance modules taken by us with the dispersion  $\pm 0^m.395$  coincide with that of Friedman et al., which is in favour of insignificance or even full absence of mentioned two effects for Cepheid samples of HST program galaxies.

Key words: *galaxies: distances - stars: Cepheids: PL-relations*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *W.R.Freedman, B.F.Madore, B.K.Gibson et al.*, *Astrophys. J.*, **553**, 47, 2000.
2. *A.Udalski, M.Szumanski, M.Kubiak et al.*, *Acta Astron.*, **49**, 201, 1999.
3. *Г.В.Абрамян*, *Астрофизика*, **46**, 381, 2003.
4. *Г.В.Абрамян*, *Астрофизика*, **46**, 557, 2003.
5. *Г.В.Абрамян*, *Астрофизика*, **47**, 25, 2003.
6. *W.P.Gieren, P.Fouque, M.Gomez*, *Astrophys. J.*, **496**, 17, 1998.
7. *J.A.Cardelli, G.C.Clayton, J.S.Mathis*, *Astrophys. J.*, **345**, 245, 1989.
8. *C.D.Laney, R.S.Stobie*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **263**, 921, 1993.
9. *J.D.Fernie, B.Beattie, N.R.Evans, S.Seager*, *IBVS*, №4148, 1998.
10. *C.D.Laney, R.S.Stobie*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **266**, 441, 1994.
11. *M.W.Feast, R.M.Catchpole*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **286**, L1, 1997.
12. *B.F.Madore, W.Fridman*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **103**, 933, 1991.
13. *P.Lanoix, G.Paturel, R.Garnier*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **308**, 969, 1999.
14. *N.R.Tanvir*, *Harmonizing Distance scales in a post-Hipparcos Era*, eds. D.Egret, A.Heck, *ASP Conf. Ser.*, **167**, 84, 1999.
15. *M.A.T.Groenewegen, R.D.Oudmaijer*, *Astron. Astrophys.*, **356**, 849, 2000.
16. *A.Udalski, L.Wurzykowski, G.Pietrzynski et al.*, *Acta Astronomica*, **51**, 221, 2001.
17. *G.Paturel, G.Theureau, P.Fouque et al.*, *Astron. Astrophys.*, **383**, 398, 2002.
18. *G.Paturel, P.Teerikorpi, G.Theureau, P.Fouque et al.*, *Astron. Astrophys.*, **389**, 19, 2002.

УДК: 524.7

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЦИЛИНДРА С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ТОКОМ: ПОТОК ЭНЕРГИИ ОТ НАПРАВЛЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ВЫБРОСА

Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 13 января 2004

Получено точное решение для электромагнитного поля вокруг бесконечно длинного проводящего цилиндра с периодическим электрическим током вдоль оси. Решение единым образом дает величины полей вблизи цилиндра и переход к волновой зоне. Для длинноволновых колебаний, при которых длина волны намного превышает радиус цилиндра, вычислен поток электромагнитной энергии, излучаемой цилиндром. Решение может быть использовано для описания электромагнитного поля вокруг узко коллимированных выбросов из активных ядер галактик и квазаров.

1. *Введение.* Протяженные, сильно коллимированные выбросы, наблюдаемые во многих активных галактических ядрах [1,2], для некоторых целей удобно аппроксимировать моделью бесконечно длинного кругового цилиндра [3]. Магнитные поля в коллимированных выбросах задают его направление, а наличие продольного тока и азимутального магнитного поля сохраняют узконаправленный выброс на больших расстояниях от источника его образования (ядро активной галактики) и препятствуют его сферизации [4]. В направленных выбросах происходит постоянное ускорение электронов, т.к. время их высвечивания за счет синхротронного излучения мало по сравнению со временем его жизни. Одним из возможных источников ускорения электронов в джетах являются сверхдлинные электромагнитные волны, излучаемые при колебаниях продольного электрического тока. В [5] (см. также [6]) рассматривались длинноволновые собственные линейные колебания отдельного плазменного сгустка, на которые, как следует из наблюдений, часто разбиваются джеты. Для частного случая рассчитан спектр собственных колебаний, амплитуда и волновой вектор излученной волны в зависимости от характеристик волны внутри плазменного цилиндра.

В настоящей работе рассматриваются вынужденные колебания в бесконечно проводящем цилиндре под действием внешней периодической электродвижущей силы (ЭДС). В качестве такой ЭДС можно представить себе радиационную силу, ускоряющую электроны и периодически меняющуюся, например, из-за колебаний светимости центрального тела. Рассчитана амплитуда излучаемой волны в зависимости от амплитуды

колебаний тока для различных радиальных распределений тока и ЭДС внутри цилиндра. Тип излучаемой волны при вынужденных колебаниях бесконечного цилиндра со скалярной проводимостью может отличаться от случая собственных плазменного цилиндра с тензорной электропроводностью.

2. *Постановка задачи.* Рассмотрим бесконечно проводящий круговой цилиндр, окруженный вакуумом. Для применимости такого приближения плотность окружающего газа должна быть много меньше плотности вещества в цилиндре, а излучаемая цилиндром электромагнитная волна должна быть достаточно сильной, чтобы экранировкой окружающей плазмой можно было пренебречь. Уравнения Максвелла [7]

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho_e \quad (2)$$

для периодически меняющихся величин  $\sim \exp(-i\omega t)$  примут вид

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = -\frac{i\omega}{c} \mathbf{E} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = \frac{i\omega}{c} \mathbf{H}, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 0. \quad (4)$$

Для комплексных величин, зависящих только от координат, сохраним те же обозначения. Будем считать пространственный заряд равным нулю. Рассмотрим бесконечно длинный цилиндр, где в цилиндрической системе  $(r, \phi, z)$  остаются ненулевыми лишь компоненты  $E_z$ ,  $H_\phi$ ,  $j_z$  и  $\partial/\partial\phi = \partial/\partial z = 0$ . Тогда значимыми останутся лишь два уравнения из системы (3), (4)

$$\frac{dE_z}{dr} + \frac{i\omega}{c} H_\phi = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d(rH_\phi)}{dr} + \frac{i\omega}{c} E_z - \frac{4\pi}{c} j_z = 0. \quad (6)$$

Подставляя (5) в (6), получим уравнение для  $E_z$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dE_z}{dr} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} E_z + \frac{4\pi i\omega}{c^2} j_z = 0. \quad (7)$$

3. *Вакуумное решение.* В вакууме  $j_z = 0$ . Введем безразмерную переменную  $x = r\omega/c$ , тогда из (5), (7) имеем

$$x^2 E_z'' + x E_z' + x^2 E_z = 0, \quad H_\phi = i E_z'. \quad (8)$$

Здесь ' означает дифференцирование по  $x$ . Уравнение (8) относится к типу Бесселя и имеет решение

$$E_z = C_1 J_0(x) + C_2 Y_0(x), \quad H_\phi = -i[C_1 J_1(x) + C_2 Y_1(x)]. \quad (9)$$

Здесь учтены рекуррентные соотношения для функций Бесселя [8]

$$J_0'(x) = -J_1(x), \quad Y_0'(x) = -Y_1(x). \quad (10)$$

Общее решение для физических величин, с учетом временной зависимости, получается из действительной части комплексного решения с учетом

$$\exp(-i\omega t) = \cos\omega t - i\sin\omega t, \quad C_1 = C_1^{(r)} + iC_1^{(i)}, \quad C_2 = C_2^{(r)} + iC_2^{(i)}. \quad (11)$$

Тогда общее решение в вакууме имеем в виде

$$E_z = [C_1^{(r)}J_0(x) + C_2^{(r)}Y_0(x)]\cos\omega t + [C_1^{(i)}J_0(x) + C_2^{(i)}Y_0(x)]\sin\omega t, \quad (12)$$

$$H_\phi = -[C_1^{(r)}J_1(x) + C_2^{(r)}Y_1(x)]\sin\omega t + [C_1^{(i)}J_1(x) + C_2^{(i)}Y_1(x)]\cos\omega t. \quad (13)$$

Граничное условие вдали от цилиндра следует из того, что там имеются только волны, расходящиеся от цилиндра, и отсутствуют сходящиеся волны. Это означает, что присутствуют только функции, зависящие от комбинации  $(x - \omega t)$ , и отсутствуют зависящие от комбинации  $(x + \omega t)$ . Воспользовавшись асимптотикой функций Бесселя при больших аргументах [8]

$$J_0(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi}{4}\right), \quad J_1(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin\left(x - \frac{\pi}{4}\right), \quad (14)$$

$$Y_0(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin\left(x - \frac{\pi}{4}\right), \quad Y_1(x) \approx -\sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi}{4}\right), \quad \text{при } x \gg 1,$$

получим, что в расходящейся волне  $C_1^{(i)} = -C_2^{(r)}$ ,  $C_2^{(i)} = C_1^{(r)}$ , когда асимптотическое решение на больших расстояниях имеет вид

$$E_z \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \left[ C_1^{(r)} \cos\left(x - \frac{\pi}{4} - \omega t\right) + C_2^{(r)} \sin\left(x - \frac{\pi}{4} - \omega t\right) \right], \quad H_\phi = -E_z. \quad (15)$$

С учетом условий на бесконечности и выбором констант, общее решение в вакууме для расходящихся цилиндрических волн имеет вид

$$E_z = [C_1^{(r)}J_0(x) + C_2^{(r)}Y_0(x)]\cos\omega t + [-C_2^{(r)}J_0(x) + C_1^{(r)}Y_0(x)]\sin\omega t, \quad (16)$$

$$H_\phi = -[C_1^{(r)}J_1(x) + C_2^{(r)}Y_1(x)]\sin\omega t + [-C_2^{(r)}J_1(x) + C_1^{(r)}Y_1(x)]\cos\omega t. \quad (17)$$

4. *Решение внутри цилиндра.* В веществе имеют место уравнения

$$x^2 E_z'' + x E_z' + x^2 E_z + \frac{4\pi i}{\omega} x^2 j_z = 0, \quad H_\phi = iE_z'. \quad (18)$$

Ищем решение неоднородного линейного уравнения (18) в виде суммы общего решения однородного уравнения и частного решения неоднородного уравнения  $\epsilon_0(x)$

$$E_z = \epsilon_1 J_0(x) + \epsilon_2 Y_0(x) + \epsilon_0(x). \quad (19)$$

Функция  $Y_0(x)$  имеет в нуле особенность, поэтому константа  $\epsilon_2 = 0$  в силу конечности в нуле решения. Используя метод вариации произвольной константы, ищем частное решение в виде  $E_z = \epsilon(x)J_0(x)$ . После подста-

новки в (18), получаем уравнение первого порядка относительно  $F = \epsilon'$

$$x^2(F'J_0 + 2FJ_0') + xFJ_0 + \frac{4\pi i}{\omega} x^2 j_z = 0. \quad (20)$$

Решая это уравнение, получаем в итоге общее решение для амплитуды электрического поля в веществе, при наличии сторонней электродвижущей силы, приводящей к наличию периодического тока, в виде

$$E_z = -\frac{4\pi i}{\omega} J_0(x) \int_0^x \frac{dy}{y J_0^2(y)} \int_0^y z J_0(z) j_z(z) dz + \epsilon_1 J_0(x). \quad (21)$$

Рассмотрим цилиндр малого радиуса  $r_0$ , когда длина волны много больше его радиуса

$$x_0 = \frac{\omega r_0}{c} \ll 1. \quad (22)$$

Тогда в решении для вещества можно использовать разложения функций Бесселя в нуле [8], при  $x \ll 1$

$$J_0 \approx 1 - \frac{x^2}{4}, \quad J_1 = \frac{x}{2}, \quad Y_0 = \frac{2}{\pi} \ln \frac{x}{2}, \quad Y_1 = -\frac{2}{\pi x}. \quad (23)$$

С учетом (23) общее решение в веществе (21) для цилиндра малого радиуса примет вид

$$E_z = -\frac{2i\omega}{c^2} \int_0^x I_z(y) \frac{dy}{y} + \epsilon_1, \quad (24)$$

где  $I_z(r) \equiv I_z(y)$  - амплитуда (комплексная) электрического тока через цилиндр внутри радиуса  $r = cy/\omega$

$$I_z = 2\pi \int_0^r j_z r dr = 2\pi \frac{c^2}{\omega^2} \int_0^x j_z x dx. \quad (25)$$

Комплексные функция  $I_z(r)$  и константа  $\epsilon_1$  представляются в виде

$$I_z = I_z^{(r)} + iI_z^{(i)}, \quad \epsilon_1 = \epsilon_1^{(r)} + i\epsilon_1^{(i)}. \quad (26)$$

5. *Сшивка решений и нахождение полей для случая длинных волн.* Полный ток через цилиндр  $I_0 = I_z(r_0)$  и поля на его поверхности (изнутри)  $E_0 = E_z(r_0)$ ,  $H_0 = H_\phi(r_0)$  (действительные части комплексных выражений) равны:

$$I_0 = I_0^{(r)} \cos \omega t + I_0^{(i)} \sin \omega t, \\ E_0 = \left[ \frac{2\omega}{c^2} \int_0^{x_0} I_z^{(i)}(y) \frac{dy}{y} + \epsilon_1^{(r)} \right] \cos \omega t + \left[ -\frac{2\omega}{c^2} \int_0^{x_0} I_z^{(r)}(y) \frac{dy}{y} + \epsilon_1^{(i)} \right] \sin \omega t, \\ H_0 = \left[ \frac{2\omega}{c^2} \frac{I_0^{(r)}}{x_0} + \frac{x_0}{2} \epsilon_1^{(i)} \right] \cos \omega t + \left[ \frac{2\omega}{c^2} \frac{I_0^{(i)}}{x_0} - \frac{x_0}{2} \epsilon_1^{(r)} \right] \sin \omega t. \quad (27)$$

При малых  $x_0$  внешнее решение на поверхности цилиндра имеет вид

$$\begin{aligned}
 E_{z0} &= \left[ C_1^{(r)} + C_2^{(r)} \frac{2}{\pi} \ln \frac{x_0}{2} \right] \cos \omega t + \left[ -C_2^{(r)} + C_1^{(r)} \frac{2}{\pi} \ln \frac{x_0}{2} \right] \sin \omega t, \\
 H_{\phi 0} &= - \left[ C_1^{(r)} \frac{x_0}{2} - C_2^{(r)} \frac{2}{\pi x_0} \right] \sin \omega t + \left[ -C_2^{(r)} \frac{x_0}{2} - C_1^{(r)} \frac{2}{\pi x_0} \right] \cos \omega t. \quad (28)
 \end{aligned}$$

Внешняя ЭДС вдоль оси внутри цилиндра запишем в виде  $E_{ext}(x) = \varepsilon_{ext}(x) \exp(-i\omega t)$ , что соответствует действительной части

$$\begin{aligned}
 E_{ext}(x) &= \varepsilon_{ext}^{(r)}(x) \cos \omega t + \varepsilon_{ext}^{(i)}(x) \sin \omega t, \\
 E_{ext}(x_0) &= E_{ext0} = \varepsilon_{ext0}^{(r)} \cos \omega t + \varepsilon_{ext0}^{(i)} \sin \omega t. \quad (29)
 \end{aligned}$$

В отсутствие поверхностных зарядов и токов все компоненты полей непрерывны на границе цилиндра. Из шивки (27), (28) для магнитного поля имеем

$$\begin{aligned}
 \frac{2\omega}{c^2} \frac{I_0^{(r)}}{x_0} + \frac{x_0}{2} \varepsilon_1^{(i)} &= -C_2^{(r)} \frac{x_0}{2} - C_1^{(r)} \frac{2}{\pi x_0}, \\
 \frac{2\omega}{c^2} \frac{I_0^{(i)}}{x_0} - \frac{x_0}{2} \varepsilon_1^{(r)} &= -C_1^{(r)} \frac{x_0}{2} + C_2^{(r)} \frac{2}{\pi x_0}. \quad (30)
 \end{aligned}$$

Из шивки электрических полей на границе имеем из (27), (28)

$$\begin{aligned}
 \frac{2\omega}{c^2} \int_0^{x_0} I_z^{(i)}(y) \frac{dy}{y} + \varepsilon_1^{(r)} &= C_1^{(r)} + C_2^{(r)} \frac{2}{\pi} \ln \frac{x_0}{2}, \\
 -\frac{2\omega}{c^2} \int_0^{x_0} I_z^{(r)}(y) \frac{dy}{y} + \varepsilon_1^{(i)} &= -C_2^{(r)} + C_1^{(r)} \frac{2}{\pi} \ln \frac{x_0}{2}. \quad (31)
 \end{aligned}$$

Решая систему (31), получаем коэффициенты для нахождения связи электромагнитного поля цилиндра с протекающим по нему периодическим током:

$$C_1^{(r)} \left( \frac{2}{\pi x_0} + \frac{x_0}{\pi} \ln \frac{x_0}{2} \right) = -\frac{2\omega}{c^2} \frac{I_0^{(r)}}{x_0} - \frac{x_0 \omega}{c^2} \int_0^{x_0} I_z^{(r)}(y) \frac{dy}{y}, \quad (32)$$

$$C_2^{(r)} \left( \frac{2}{\pi x_0} + \frac{x_0}{\pi} \ln \frac{x_0}{2} \right) = \frac{2\omega}{c^2} \frac{I_0^{(i)}}{x_0} + \frac{x_0 \omega}{c^2} \int_0^{x_0} I_z^{(i)}(y) \frac{dy}{y}. \quad (33)$$

$$\varepsilon_1^{(r)} = C_1^{(r)} + C_2^{(r)} \frac{2}{\pi} \ln \frac{x_0}{2} - \frac{2\omega}{c^2} \int_0^{x_0} I_z^{(i)}(y) \frac{dy}{y}, \quad (34)$$

$$\varepsilon_1^{(i)} = -C_2^{(r)} + C_1^{(r)} \frac{2}{\pi} \ln \frac{x_0}{2} + \frac{2\omega}{c^2} \int_0^{x_0} I_z^{(r)}(y) \frac{dy}{y}. \quad (35)$$

Рассмотрим случай, когда в результате действия внешней ЭДС имеет место чисто синусоидальный электрический ток и  $I_z^{(r)} = 0$ . Тогда из (32) и (35) следует

$$C_1^{(r)} = 0, \quad \varepsilon_1^{(i)} = -C_2^{(r)}. \quad (36)$$

С учетом неравенства  $x_0 \ll 1$ , можно пренебречь в (32) и (33) членами с логарифмом, а в (32)-(35) интегральными членами, так что детали распределения тока по цилиндру слабо влияют на результат. В этом приближении решение для коэффициентов  $C_2^{(r)}$  и  $\epsilon_1^{(r)}$  имеет вид

$$C_2^{(r)} = \frac{\pi\omega}{c^2} I_0^{(l)}, \quad \epsilon_1^{(r)} = \frac{2\omega}{c^2} \ln \frac{x_0}{2} I_0^{(l)}. \quad (37)$$

Из (16) получаем решение для электромагнитного поля вокруг цилиндра с синусоидальным электрическим током, когда длина волны много больше радиуса цилиндра, начиная с поверхности цилиндра вплоть до волновой зоны,

$$\begin{aligned} E_z &= \frac{\pi\omega}{c^2} I_0^{(l)} [Y_0(x) \cos\omega t - J_0(x) \sin\omega t], \\ H_\phi &= -\frac{\pi\omega}{c^2} I_0^{(l)} [Y_1(x) \sin\omega t + J_1(x) \cos\omega t]. \end{aligned} \quad (38)$$

Вблизи цилиндра решение, с учетом разложений (23), имеет вид

$$E_z = \frac{\pi\omega}{c^2} I_0^{(l)} \left( \frac{2}{\pi} \ln \frac{x}{2} \cos\omega t - \sin\omega t \right) = \frac{2\omega}{c^2} I_0^{(l)} \ln \frac{x}{2} \cos\omega t = \frac{2\omega}{c^2} I_0^{(l)} \ln \frac{r\omega}{2c} \cos\omega t, \quad (39)$$

$$H_\phi = -\frac{\pi\omega}{c^2} I_0^{(l)} \left( -\frac{2}{\pi x} \sin\omega t + \frac{x}{2} \cos\omega t \right) = \frac{2\omega}{c^2 x} I_0^{(l)} \sin\omega t = \frac{2 I_0^{(l)}}{cr} \sin\omega t. \quad (40)$$

Отметим, что в ближней зоне волны, длина которой много больше радиуса цилиндра, магнитное поле адиабатически следует за током в цилиндре [7], а распределение электрического поля, с точностью до величины логарифмического члена, определяемого граничным условием, совпадает с распределением для линейно растущего тока в цилиндре [2], при замене  $\omega$  на  $1/t$ . Вдали от цилиндра из (38) с учетом (14) получаем решение в виде расходящейся цилиндрической электромагнитной волны

$$H_\phi = -E_z = -\frac{\pi\omega}{c^2} \sqrt{\frac{2}{\pi x}} I_0^{(l)} \sin\left(x - \frac{\pi}{4} - \omega t\right) = -\frac{1}{c} \sqrt{\frac{2\pi\omega}{cr}} I_0^{(l)} \sin\left[\frac{\omega}{c}(r-ct) - \frac{\pi}{4}\right]. \quad (41)$$

### 6. Поток энергии от направленного релятивистского выброса.

Цилиндрическая модель (см. рис.1) может быть применена к описанию электромагнитных процессов в сильно коллимированных релятивистских выбросах из активных галактических ядер. Реалистической представляется магнитная коллимация азимутальным магнитным полем, генерируемым электрическим током вдоль оси цилиндра, который может быть периодическим [4]. Генерируемая при этом сильная электромагнитная волна может эффективно ускорять частицы на большом расстоянии от ядра вблизи самого выброса и даже на расстояниях от него [5].

Оценим поток энергии в электромагнитной волне, излучаемой релятивистским выбросом. Если длина выброса -  $l$ , радиус выброса -  $r_0$ ,

плотность электронов, создающих электрический ток -  $n_e$ ,  $e$  - заряд электрона, то с учетом (41) поток вектора Пойнтинга  $P = (c/4\pi)[E \times B]$  через поверхность цилиндра равен

$$F = 2\pi r_0 l P = \frac{\pi l \omega}{2c^2} I_0^2. \quad (42)$$

Здесь квадрат синуса заменен его средним значением 1/2. Учитывая выражение для электрического тока направленным вдоль оси движением релятивистских электронов  $I_0 = \pi r_0^2 n_e c v$ , получим поток электромагнитной энергии от направленного выброса в виде:

$$F = \frac{\pi^3}{2} e^2 l r_0^4 \omega n_e^2 = 2 \cdot 10^{49} \text{ эрг/с} \frac{l}{1 \text{ кпк}} \left( \frac{r_0}{1 \text{ пк}} \right)^4 \frac{T}{100 \text{ лет}} \left( \frac{n_e}{10^{-10} \text{ см}^{-3}} \right)^2. \quad (43)$$

Здесь  $T = 2\pi/\omega$  - период электромагнитной волны. Таким образом, электромагнитная волна, генерируемая направленным выбросом из ядра

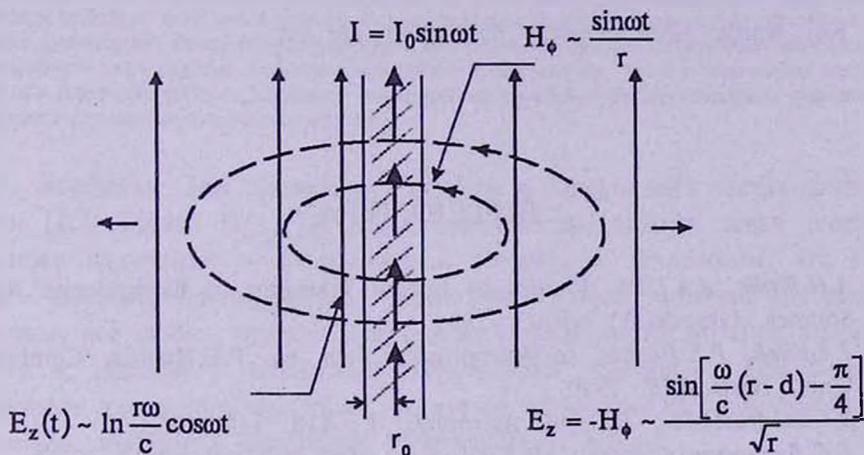


Рис.1. Магнитное и электрическое поля вокруг бесконечного цилиндра радиуса  $r_0$  с синусоидальным электрическим током вдоль оси цилиндра низкой частоты  $\omega \ll c/r_0$ . В ближней зоне электрическое и магнитное поля меняются периодически в антифазе, вдали от цилиндра  $r \gg c/\omega$  имеет место расходящаяся цилиндрическая электромагнитная волна с  $E_z = -H_\phi$ .

галактики, может уносить огромный поток энергии, сравнимый или даже превышающий наблюдаемый в различных диапазонах от радио до жесткого гамма. Часть этого потока может идти на ускорение частиц, вплоть до очень высоких энергий [5], и обеспечивать излучение выброса в наблюдаемых электромагнитных диапазонах энергий.

Автор благодарен РФФИ, грант 02-02-16700, Королевскому обществу, грант R.G.MATH 445863 за частичную поддержку и Университету г. Лидс за гостеприимство.

# ELECTROMAGNETIC FIELD AROUND A CYLINDER WITH A PERIODIC ELECTRICAL CURRENT: ENERGY FLUX FROM RELATIVISTIC JET

G.S.BISNOVATYI-KOGAN

The exact solution is obtained for the electromagnetic field around the conducting cylinder of infinite length with an axial current. The solution describes simultaneously the fields in the near zone close to the cylinder, and transition to the wave zone. The electromagnetic energy flux from such cylinder is calculated for long wave oscillations, when the wave length is much larger than the radius of a cylinder. This solution may be applied for description of the electromagnetic field around relativistic jets from active galactic nuclei and quasars.

Key words: *electromagnetic field: relativistic jets*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *A.H.Bridle, J.A.Eilek*, Physics of Energy Transport in Extragalactic Radio Sources, Greenbank: NRAO, 1984.
2. *J.A.Eilek, P.E.Hughes*, in *Astrophysical Jets*, ed. P.E.Hughes, Cambridge Univ. Press, 428, 1990.
3. *S.Chandrasekhar, E.Fermi*, *Astrophys. J.*, **118**, 116, 1953.
4. *Г.С.Бисноватый-Коган, Б.В.Комберг, А.М.Фридман*, *Астрон. ж.*, **46**, 465, 1969.
5. *G.S.Bisnovaty-Kogan, R.V.E.Lovelace*, *Astron. Astrophys.* **296**, L17, 1995.
6. *G.S.Bisnovaty-Kogan*, *Proc. of the First Int. Meeting on Kosmomicrophysics "Kosmion"*, Ed. *Frontiers*, M., 1996, pp.333-350.
7. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, *Электродинамика сплошных сред*. Наука, М., 1982.
8. *И.С.Градштейн, И.М.Рыжик*, *Таблицы интегралов, рядов и произведений*. Наука, М., 1964.
9. *G.S.Bisnovaty-Kogan*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **343**, 771, 2003.

УДК: 52-64

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ  
АТМОСФЕРЕ. III

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 24 декабря 2003

Подход, предложенный в предыдущих частях данной серии, применяется для решения задачи переноса излучения в рассеивающей и поглощающей многокомпонентной атмосфере. Получены линейные рекуррентные соотношения, позволяющие определить не только отражательную и пропускательную способности такой атмосферы, но и выходящие интенсивности в случае, когда атмосфера содержит источники энергии. Рассматривается задача об образовании спектральных линий в одномерной неоднородной атмосфере, которая иллюстрирует возможность обобщения применяемого нами подхода на матричный случай. Показывается, что и в этом случае вопрос сводится к решению задачи с начальными условиями для линейных дифференциальных уравнений. Приводятся результаты численных расчетов.

1. *Введение.* Мы продолжаем начатое в первых двух частях данной серии [1,2] (далее Н1, Н2) рассмотрение стандартных задач теории переноса излучения в неоднородной атмосфере. Напомним, что его цель - показать преимущества предлагаемого нами подхода, благодаря которому все задачи, представляющие астрофизический интерес, удастся свести к задачам с заданными начальными условиями. Тем самым различные характеристики поля находятся одновременно для семейства атмосфер, имеющих различные оптические толщины.

В настоящей работе мы рассмотрим сначала перенос излучения в многокомпонентной атмосфере, причем обсудим обе возможности, когда среда освещается извне и когда источники энергии находятся внутри нее. Далее в разделе 3 показывается, каким образом полученные ранее результаты могут быть обобщены на более сложный (матричный) случай, когда учитывается зависимость поля излучения от частоты. Как и в предыдущих работах, некоторые расчеты выполнены для двух типов атмосфер с взаимно противоположным ходом изменения коэффициента рассеяния с оптической глубиной ( $\lambda(\tau) = 1/(1 + ae^{-\tau})$  - первый тип и  $\lambda(\tau) = 1/(1 + ae^{\tau})$  - второй тип).

2. *Многокомпонентная атмосфера.* В астрофизике часто приходится иметь дело с излучающими средами, обладающими сложной структурой (см., например [3-7]). Ряд экзотических образований в солнечной хромосфере и короне, такие как, протуберанцы, струи, плумы и т.д., служат лучшими примерами таких сред. В связи с этим

возникает необходимость в развитии соответствующей теории переноса излучения в многокомпонентной атмосфере, т.е. в атмосфере, состоящей из однотипных структурных элементов, отличающихся друг от друга оптическими и геометрическими характеристиками.

Теоретическая интерпретация излучения таких сред сталкивается с рядом принципиальных трудностей. Задача упрощается лишь в предельном случае, когда в атмосфере преобладают процессы "истинного" поглощения. Это осуществляется главным образом для излучения в континууме и некоторых спектральных линиях. Однако образование резонансных и оптически толстых линий в значительной степени подвержено эффектам многократного рассеяния излучения в среде, что значительно усложняет соответствующую теорию. Еще большие трудности возникают, когда учитываются случайные изменения в структуре среды, что характерно для ряда нестационарных явлений. Некоторые аналитические и численные методы расчета поля излучения в многокомпонентной атмосфере были предложены в [8-16] (см. также [17,18]). В недавней серии наших работ [6,19,20] такого рода задача в предположении, что атмосфера состоит из элементов двух типов, рассматривалась в связи с интерпретацией пространственных флуктуаций поверхностной яркости солнечных протуберанцев в различных линиях. Нами принималось, что указанные флуктуации обусловлены изменениями в количестве структурных элементов, оптической толщине и распределении внутренних источников энергии. При этом пренебрегались эффекты, обусловленные изменениями в значении коэффициента рассеяния, между тем как для резонансных линий они могут оказаться существенными.

Здесь мы рассмотрим детерминистическую задачу о свечении многокомпонентной атмосферы, в которой не ставится ограничение на количество типов структурных элементов. Это означает, что при переходе от одного элемента к другому оптические свойства последних могут меняться произвольным образом. Непосредственное использование законов сложения коэффициентов пропускания и отражения

$$q(\tau_1 + \tau_2) = \frac{q(\tau_1)q(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)r(\tau_2)}, \quad (1)$$

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

имеет ограниченную сферу применения, в особенности при рассмотрении стохастической задачи, когда параметры компонентов подвергаются случайным изменениям. Трудность обусловлена нелинейностью указанных соотношений, что связано с появлением отраженных потоков в процессе многократного рассеяния. При этом статистические средние величины, характеризующие излучение определенного числа компонентов, изменяются

при добавлении к такой атмосфере нового слоя. Лишь в некоторых предельных случаях, рассмотренных в [6,13,19,20], указанную трудность удастся преодолеть и найти замкнутые аналитические выражения для средних характеристик.

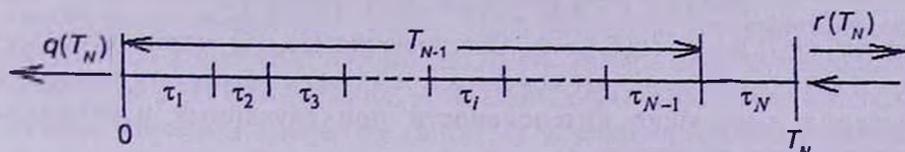


Рис.1. Перенос излучения в рассеивающей многокомпонентной атмосфере. Структурные элементы отличаются друг от друга оптической толщиной и значением коэффициента рассеяния.

Ниже мы убедимся, что подход, развиваемый в данной серии работ, открывает новую возможность для описания переноса излучения в многокомпонентной атмосфере. Мы начнем с задачи о диффузном отражении и пропускании для атмосферы, состоящей из числа  $N$  структурных элементов, каждый из которых считается однородным и характеризуется оптической толщиной  $\tau_i$  ( $i = 1, \dots, N$ ) и значением коэффициента рассеяния  $\lambda_i$  (см. рис.1). Обозначим через  $T_m$  суммарную оптическую толщину  $m$  элементов, начиная с первого. Учитывая, что  $T_N = T_{N-1} + \tau_N$ , из уравнения (1) будем иметь

$$P(T_N) = a(\tau_N)P(T_{N-1}) - b(\tau_N)S(T_{N-1}), \quad (3)$$

где  $a(\tau_N) = P(\tau_N)$  и  $b(\tau_N) = S(\tau_N)$ , причем

$$P(\tau_N) = \frac{1}{4k_N} [(1 + k_N)^2 e^{k_N \tau_N} - (1 - k_N)^2 e^{-k_N \tau_N}], \quad (4)$$

$$S(\tau_N) = \frac{1 - k_N^2}{2k_N} \text{sh}(k_N \tau_N), \quad (5)$$

и  $k_N = \sqrt{1 - \lambda_N}$  (ср. Н1, ур. (21)).

Далее, делением соотношения (2) на (1) после ряда несложных преобразований получаем

$$S(T_N) = b(\tau_N)P(T_{N-1}) + c(\tau_N)S(T_{N-1}), \quad (6)$$

где

$$c(\tau_N) = \frac{1 - b^2(\tau_N)}{a(\tau_N)} = \frac{1}{4k_N} [(1 + k_N)^2 e^{-k_N \tau_N} - (1 - k_N)^2 e^{k_N \tau_N}]. \quad (7)$$

Соотношения (3) и (6) с условиями  $P(T_0) = 1$ ,  $S(T_0) = 0$  позволяют определить отражательную и пропускательную способности многокомпонентной атмосферы. Линейность этих соотношений является весьма важной при рассмотрении стохастических задач. Действительно, при заданном законе распределения случайных параметров указанное свойство предоставляет возможность найти средние характеристики многокомпо-

нентной атмосферы при любом количестве структурных элементов. Так, в частности, можно написать

$$\langle P(T_N) \rangle = \langle a(\tau_N) \rangle \langle P(T_{N-1}) \rangle - \langle b(\tau_N) \rangle \langle S(T_{N-1}) \rangle, \quad (8)$$

$$\langle S(T_N) \rangle = \langle b(\tau_N) \rangle \langle P(T_{N-1}) \rangle - \langle c(\tau_N) \rangle \langle S(T_{N-1}) \rangle, \quad (9)$$

причем  $\langle P(T_0) \rangle = 1$ ,  $\langle S(T_0) \rangle = 0$ . Соотношения (3), (6) можно использовать и для получения вторых моментов и тем самым определить дисперсию значений выходящей интенсивности при случайных изменениях коэффициента рассеяния  $\lambda$ .

До сих пор предполагалось, что среда освещается со стороны границы  $T_N$ . Рассуждения, аналогичные проведенным выше, позволяют легко определить выходящие интенсивности, если освещается противоположная граница среды. В этом случае коэффициент отражения со стороны границы 0 задается формулой

$$\bar{r}(T_N) = \bar{r}(T_{N-1}) + \frac{\bar{r}(\tau_N) q^2(T_{N-1})}{1 - r(T_{N-1}) \bar{r}(\tau_N)}, \quad (10)$$

где, как и в предыдущих работах данной серии, чертой обозначаются оптические характеристики среды, если она освещается со стороны границы 0. Делением (10) на (3) в конечном счете находим

$$\bar{S}(T_N) = \frac{1}{P(T_{N-1})} [P(T_N) \bar{S}(T_{N-1}) + b(\tau_N)], \quad (11)$$

где введено обозначение  $\bar{S} = \bar{r}/q$ . Мы видим, что величину  $\bar{S}(T_N)$  можно определить совместно с  $P(T_N)$ .

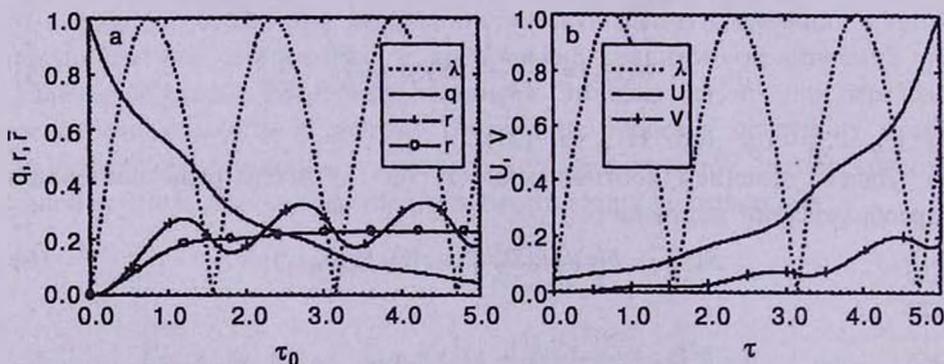


Рис.2. Неоднородная атмосфера при  $\lambda(\tau) = \sin 2\tau$ . а) Зависимость коэффициентов отражения  $r$ ,  $\bar{r}$  и пропускания  $q$  от оптической толщины. б) Поле излучения внутри атмосферы.

Следует отметить, что если положить величины  $\tau_i$  равными друг другу и достаточно малыми, то соотношения (3), (6) определяют эффективный алгоритм нахождения коэффициентов отражения и пропускания любой неоднородной атмосферы. Такой путь является

особенно плодотворным при решении задач переноса, в которых  $\lambda(\tau)$  имеет вид осциллирующей или скачкообразной функции. Пример такого типа изображен на рис.2. На первом рисунке показана зависимость коэффициентов отражения и пропускания от оптической толщины для атмосферы, у которой  $\lambda(\tau) = |\sin 2\tau|$ . Поле излучения, устанавливающееся внутри такой атмосферы, изображено на рис.2b. При этом использовались полученные в Н1 соотношения, устанавливающие связь между интенсивностями излучения внутри среды ( $U$ ,  $V$ ) и коэффициентами отражения и пропускания семейства атмосфер с различными оптическими толщинами (см. Н1, ур. (29))

$$U(\tau, \tau_0) = \frac{q(\tau_0)}{q(\tau)}, \quad V(\tau, \tau_0) = r(\tau) \frac{q(\tau_0)}{q(\tau)}. \quad (12)$$

В заключение заметим, что рекуррентные формулы, аналогичные (3), (6) для выходящих интенсивностей, нетрудно вывести и для атмосферы, содержащей источники энергии.

Пусть имеется многокомпонентная атмосфера, состоящая из числа  $N$  структурных элементов, каждый из которых описывается не только оптической толщиной  $\tau_i$  и значением коэффициента рассеяния  $\lambda_i$ , но и мощностью внутренних источников  $B_i$ . Величины  $\lambda_i$  и  $B_i$  внутри каждого элемента предполагаются постоянными. Воспользуемся теперь соотношениями (33) и (34) работы Н2, которые в применении к нашей задаче с учетом того, что  $T_N = T_{N-1} + \tau_N$ , могут быть записаны в виде

$$S_1^*(T_N) = S_1^*(T_{N-1}) + F(\tau_N)[S(T_{N-1}) + P(T_N)], \quad (13)$$

$$S_2^*(T_N) = \frac{P(T_N)}{P(T_{N-1})} S_2^*(T_{N-1}) + b(\tau_N) P(T_{N-1}) S_1^*(T_{N-1}) + a(\tau_N) F(\tau_N), \quad (14)$$

где введены следующие обозначения:  $S_1^* = I_1/q$ ,  $S_2^* = I_2/q$ ;  $I_1$ ,  $I_2$  - интенсивности излучения, выходящего соответственно через границы  $T_N$  и 0 атмосферы,  $F(\tau_N)$  - интенсивность, излучаемая в каждую сторону компонентом толщины  $\tau_N$ . Последнюю можно определить по формуле (см. [21])

$$F(\tau_N) = \frac{B_N}{1 - k_N^2} \int_0^{\tau_N} p(\tau, \tau_N) d\tau, \quad (15)$$

где

$$p(\tau, \tau_N) = \frac{1 - k_N^2}{4 k_N a(\tau_N)} [(1 + k_N) e^{k_N(\tau_N - \tau)} - (1 - k_N) e^{-k_N(\tau_N - \tau)}] \quad (16)$$

есть вероятность выхода кванта, поглощенного на глубине  $\tau$  однородного слоя оптической толщины  $\tau_0$ . Производя интегрирование в (15), окончательно находим

$$F(\tau_N) = \frac{B_N}{4k_N^2 a(\tau_N)} [(1+k_N)e^{k_N \tau_N} + (1-k_N)e^{-k_N \tau_N} - 2]. \quad (17)$$

Соотношения (13), (14), (17) являются искомыми: они позволяют определить интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной атмосферы, содержащей источники энергии.

3. *Профили спектральных линий.* Подход, развиваемый в данной серии работ, легко может быть обобщен для решения задачи переноса излучения в одномерной атмосфере, когда принимается в расчет частотная зависимость поля излучения. Более того, рассуждения, аналогичные тем, которые будут приведены, могут быть использованы при рассмотрении задач в трехмерном случае.

В данном разделе займемся определением профилей спектральных линий, образуемых в неоднородной атмосфере, в которой многократное рассеяние излучения происходит с перераспределением по частотам. Обозначим через  $R(x', x)$  усредненную по направлениям функцию перераспределения по частотам, где  $x$  - так называемая безразмерная частота, представляющая собой смещение от центральной частоты линии в единицах доплеровской ширины. При полностью некогерентном рассеянии, как известно,  $R(x', x) = A\alpha(x')\alpha(x)$ , где  $A$  - некоторая постоянная, а  $\alpha(x)$  - ненормированный профиль коэффициента поглощения. Мы ограничимся рассмотрением доплеровского перераспределения по частотам, при котором  $A = 1/\sqrt{\pi}$ ,  $\alpha(x) = \exp(-x^2)$ . Введем обозначения  $r(x', x, \tau_0)$  и  $q(x', x, \tau_0)$  для вероятностей событий, заключающихся в том, что квант частоты  $x$ , падающий на среду оптической толщины  $\tau_0$ , отразится от нее в виде кванта с частотой  $x'$ . Добавляя к границе  $\tau_0$  среды слой бесконечно малой толщины  $\Delta$  и переходя к пределу при  $\Delta \rightarrow 0$ , для величин  $r(x', x, \tau_0)$  и  $q(x', x, \tau_0)$  получаем

$$\begin{aligned} \frac{dq}{d\tau_0} = & -\alpha(x)q(x', x, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} q(x', x'', \tau_0) R(x'', x) dx'' + \\ & + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} q(x', x'', \tau_0) dx'' \int_{-\infty}^{\infty} R(x'', x'') r(x'', x, \tau_0) dx'', \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{dr}{d\tau_0} = & -[\alpha(x) + \alpha(x')]r(x', x, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} R(x', x) + \\ & + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x'', \tau_0) R(x'', x) dx'' + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x', x'') r(x'', x, \tau_0) R(x'', x) dx'' + \\ & + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x'', \tau_0) dx'' \int_{-\infty}^{\infty} R(x'', x'') r(x'', x, \tau_0) dx''. \end{aligned} \quad (19)$$

В качестве начальных условий имеем  $q(x', x, 0) = \delta(x - x')$  (где  $\delta$  - дельта-функция Дирака) и  $r(x', x, 0) = 0$ , соответственно. Заметим, что аналогичная процедура в применении к коэффициенту пропускания среды  $\bar{q}(x', x, \tau_0)$  при освещении границы 0 дает

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{q}}{d\tau_0} = & -\alpha(x)q(x', x, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x', x'')\bar{q}(x'', x, \tau_0)dx'' + \\ & + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x'', \tau_0)dx'' \int_{-\infty}^{\infty} R(x'', x''')\bar{q}(x''', x, \tau_0)dx''', \end{aligned} \quad (20)$$

при условии, что  $\bar{q}(x', x, 0) = \delta(x - x')$ . Сравнивая уравнения (18) и (20), находим  $\bar{q}(x', x, \tau_0) = q(x, x', \tau_0)$ , что выражает свойство полярности для коэффициента пропускания. В то же время из (19) следует, что, как и в случае однородной атмосферы,  $r(x', x, \tau_0) = r(x, x', \tau_0)$ . Аналогичные соотношения для когерентного рассеяния в трехмерной атмосфере были получены в [22].

Обращаясь вновь к уравнениям (18) и (19), заменим в них интегралы по частоте квадратурными суммами Гаусса-Эрмита. Указанные квадратурные формулы являются в некотором смысле наиболее приемлемыми в случае доплеровского перераспределения, обусловленного тепловыми движениями. Выбирая в качестве узлов нули полиномов Эрмита, для дискретных аналогов уравнений (18) и (19) имеем

$$\frac{dq_{ij}}{d\tau_0} = -q_{ik}(\tau_0)\alpha_{kj} + \lambda(\tau_0)D_k q_{ik}(\tau_0)R_{kj} + 2\lambda(\tau_0)D_k D_m q_{ik}(\tau_0)R_{km}r_{mj}(\tau_0), \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{dr_{ij}}{d\tau_0} = & -[\alpha_{ik}r_{kj}(\tau_0) + r_{ik}(\tau_0)\alpha_{kj}] + \frac{1}{2}\lambda(\tau_0)R_{ij} + \lambda(\tau_0)D_k R_{ik}r_{kj}(\tau_0) + \\ & + \lambda(\tau_0)D_k r_{ik}(\tau_0)R_{kj} + 2\lambda(\tau_0)D_k D_m r_{ik}(\tau_0)R_{km}r_{mj}(\tau_0), \end{aligned} \quad (22)$$

где  $q_{ij}(\tau_0) = q(x_i, x_j, \tau_0)$ ,  $r_{ij}(\tau_0) = r(x_i, x_j, \tau_0)$ ,  $R_{ij} = R(x_i, x_j)$ ,  $\alpha_{ij} = \alpha_i \delta_{ij}$  ( $\delta_{ij}$  - единичная матрица),  $\alpha_i = \alpha(x_i)$ ,  $D_i$  - веса квадратурной формулы. Как обычно, повторяющийся (немой) индекс означает суммирование по данному индексу. Напомним, что коэффициент пропускания не является симметричной функцией своих аргументов, поэтому следует различить порядок индексов в  $q_{ij}$ . В приведенных выше уравнениях он выбран таким образом, что частоте падающего кванта соответствует второй индекс.

Дальнейшие преобразования уравнений (21) и (22) являются матричными аналогами преобразований, проведенных в Н1 при выводе системы линейных дифференциальных уравнений для вспомогательных функций  $P$  и  $S$ . В результате получаем

$$\frac{dP_{ij}}{d\tau_0} = \alpha_{ik}P_{kj}(\tau_0) - \lambda(\tau_0)D_k R_{ik}[P_{kj}(\tau_0) + S_{kj}(\tau_0)], \quad (23)$$

$$\frac{dS_{ij}}{d\tau_0} = -\alpha_{ik} S_{kj}(\tau_0) + \lambda(\tau_0) D_k R_{ik} [P_{kj}(\tau_0) + S_{kj}(\tau_0)], \quad (24)$$

где  $P_{ij}(\tau_0) = q_{ij}^{-1}(\tau_0)$  и  $S_{ij}(\tau_0) = 2 D_i r_{ij}(\tau_0) q_{ij}^{-1}(\tau_0)$ . Уравнения (23), (24) связаны начальными условиями  $P_{ij}(0) = \delta_{ij}$ ,  $S_{ij}(0) = 0$ .

Легко обобщаются и соотношения (12):

$$q(x', x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} q(x', x, \tau) U(\tau, x'', x, \tau_0) dx'', \quad (25)$$

$$V(x', x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x, \tau) U(\tau, x'', x, \tau_0) dx''. \quad (26)$$

В векторно-матричной форме требуемые интенсивности определяются из

$$U_{ij}(\tau, \tau_0) = 2 D_k P_{ik}(\tau) q_{kj}(\tau_0), \quad V_{ij}(\tau, \tau_0) = 2 D_k S_{ik}(\tau) q_{kj}(\tau_0). \quad (27)$$

Мы видим, что уравнения (27) сохраняют основные свойства, присущие аналогичным уравнениям в скалярном случае. Разделение переменных в (27) позволяет определить поле излучения внутри среды одним из двух возможных способов. Первый из них заключается в решении уравнений (18), (19) с последующим обращением матрицы  $q_{ij}$  одним из стандартных методов для получения  $P_{ij}$ . Учитывая то обстоятельство, что доминирующими в  $q_{ij}$  являются диагональные элементы, метод Якоби является наиболее подходящим. Другой путь заключается в решении системы линейных уравнений (25), (26) с заданными начальными условиями. В обоих случаях поле излучения внутри атмосферы находится простым перемножением матриц в соответствии с соотношениями (27). Таким образом, как и в скалярном случае, задачу о диффузном отражении и пропускании можно свести к решению задач с начальными условиями для линейных дифференциальных уравнений. При этом требуемые величины находятся сразу для семейства атмосфер с различными оптическими толщинами.

Перейдем теперь к рассмотрению задачи переноса излучения в атмосфере, содержащей источники энергии. Скалярный аналог данной задачи обсуждался в Н2, где для определения выходящих интенсивностей были получены линейные дифференциальные уравнения (см. Н2, ур. (37)). Последние легко обобщаются на наш случай, при котором учитывается частотная зависимость поля излучения

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{d\tau_0} = & -\alpha(x) I_1(x, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') I_1(x', \tau_0) dx' + \\ & + \frac{1}{2} \left[ B(x, \tau_0) + \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x', \tau_0) B(x', \tau_0) dx' \right], \end{aligned} \quad (28)$$

$$\frac{dI_2}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} q(x, x', \tau_0) dx' \int_{-\infty}^{\infty} R(x', x'') I_1(x'', \tau_0) dx'' + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} q(x, x', \tau_0) B(x', \tau_0) dx', \quad (29)$$

где  $I_1, I_2$  - интенсивности излучения, выходящие соответственно через границы  $\tau_0$  и 0 атмосферы,  $B(x, \tau_0)$  - мощность первичных источников энергии.

На рис.3 изображены ненормированные профили спектральных линий, образуемых в атмосферах первого и второго типов при  $\tau_0 = 5$  и линейных источниках  $B(x, \tau) = \alpha\alpha(x)$ . Профили построены для двух значений параметра  $a = 1, 5$  и относятся к линиям, наблюдаемым с двух концов

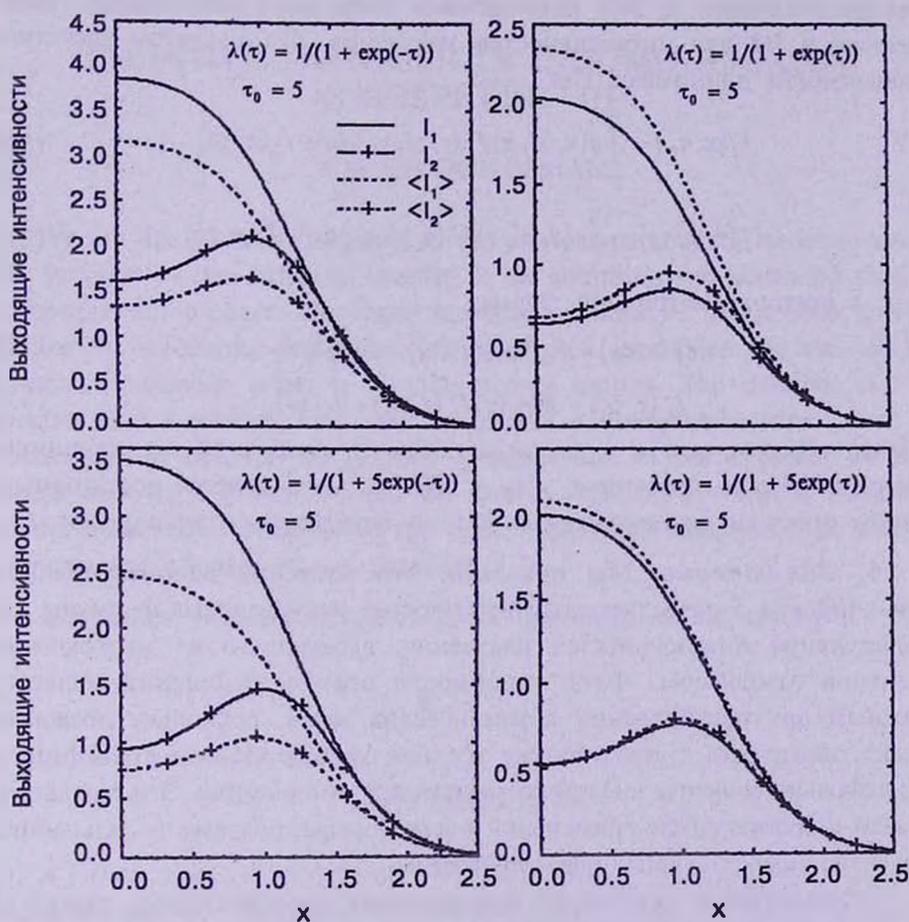


Рис.3. Профили спектральных линий, образуемых в неоднородных атмосферах двух типов при  $\tau_0 = 5$  и  $a = 1, 5$ . Сплошными линиями показаны профили, наблюдаемые со стороны границ  $\tau_0$  и 0 (последние снабжены крестиками). Прерывистые линии обозначают профили, вычисленные при усредненном коэффициенте рассеяния.

атмосферы. В качестве иллюстрации рассмотрен случай полного перераспределения по частотам с доплеровским профилем коэффициента поглощения. Для сравнения приводятся также профили линий, образуемых в однородной атмосфере с средним значением коэффициента рассеяния. Мы видим, что независимо от поведения функции  $\lambda(\tau)$  двухвершинные профили наблюдаются в том случае, когда менее яркие слои проектируются на более яркие. Как можно было ожидать, различия между реальным профилем и профилем, рассчитанным при усредненном коэффициенте рассеяния, тем значительнее, чем эффективнее роль многократного рассеяния. Заметим, однако, что характер этих различий зависит от изменения с глубиной коэффициента рассеяния.

В заключение вкратце рассмотрим поле излучения в атмосфере с распределенными в ней источниками энергии. Соотношения, полученные в Н2 для интенсивностей излучения  $I^\pm$ , с учетом частотной зависимости принимают вид

$$I_2(x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} q(x, x', \tau) I^+(\tau, x', \tau_0) dx' + I_2(x, \tau), \quad (30)$$

$$I^-(\tau, x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} r(x, x', \tau) I^+(\tau, x', \tau_0) dx' + I_1(x, \tau), \quad (31)$$

или в векторно-матричной форме

$$I_k^+(\tau, \tau_0) = P_{ki}(\tau_0) [I_{2i}(\tau_0) - I_{2i}(\tau)] / D_i, \quad (32)$$

$$I_k^-(\tau, \tau_0) = D_i r_{ki}(\tau) I_i^+(\tau, \tau_0) + I_{1k}(\tau). \quad (33)$$

Таким образом, как и в случае атмосферы, свободной от источников энергии, знание величин  $r_{ij}$ ,  $q_{ij}$  и  $P_{ij} = q_{ij}^{-1}$  оказывается достаточным, чтобы простым перемножением матриц определить интенсивности  $I^\pm$ .

**4. Заключение.** Мы показали, что введение вспомогательных функций  $P$  и  $S$  позволяет получить простые рекуррентные формулы для определения интенсивностей излучения, выходящего из многокомпонентной атмосферы. Факт линейности этих соотношений является важным при рассмотрении стохастических задач, поскольку позволяет легко определить статистические средние характеристики атмосферы с произвольно большим числом составляющих компонентов. Эти результаты имеют широкую сферу применения в астрофизике, поэтому их дальнейшее развитие представляется целесообразным.

Рассмотрение задачи об образовании спектральных линий в неоднородной атмосфере показывает, каким образом полученные до сих пор результаты могут быть обобщены на более реалистические случаи, когда требуется матричное описание поля излучения. Мы увидели, что и в этом случае удастся избежать решения граничной задачи, более

того, удастся обойти трудоемкую процедуру обращения матриц (обычно многомерных) путем решения соответствующей системы линейных дифференциальных уравнений с начальными условиями. Отметим также, что при рассмотрении переноса излучения с частичным перераспределением по частотам вместо дискретизации интервала частот могут быть использованы билинейные разложения наиболее часто встречающихся в астрофизике законов перераспределения (см. [23,24]).

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

## RADIATIVE TRANSFER IN INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE. III

A.G.NIKOGHOSSIAN

We use the approach proposed in the previous parts of this series to solve the problem of the radiation transfer in an absorbing and scattering multi-component atmosphere. The linear recursive relations we derive allow determining the reflectance and transmittance of such atmosphere, as well as the emergent intensities when it contains energy sources. The problem of the spectral lines formation in a one-dimensional inhomogeneous atmosphere is considered to illustrate the possible generalization of our approach to the matrix case. It is shown that, in this case as well, the problem is reducible to the initial-value problem for the linear differential equations. The results of numerical calculations are presented.

Key words: *radiative transfer: methods analytical: methods numerical*

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, 47, 123, 2004.
2. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, 47, 289, 2004.
3. J.T.Jefferies, C.Lindsey, *Astrophys. J.*, 335, 372, 1988.
4. M.Elitzur, C.F.Mckee, D.J.Hollenbach, *Astrophys. J.*, 367, 333, 1991.
5. M.Juvela, *Astron. Astrophys.*, 322, 943, 1997.
6. A.G.Nikoghossian, S.Pojoga, Z.Mouradian, *Astron. Astrophys.*, 325, 813, 1997.

7. *S.Richling*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **344**, 553, 2001.
8. *C.D.Levermore*, *G.C.Pomraning*, *D.L.Sanzo*, *J.Wong*, J. Math. Phys., **27**, 2526, 1986.
9. *G.C.Pomraning*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **40**, 479, 1988.
10. *C.Lindsey*, *J.T.Jefferies*, Astrophys. J., **349**, 286, 1990.
11. *Y.Gu*, *C.Lindsey*, *J.T.Jefferies*, *E.H.Avrett*, Astrophys. J., **484**, 960, 1997.
12. *C.Cecchi-Pestellini*, *L.Barletti*, New Astron., **6**, 151, 2001.
13. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **45**, 273, 2002.
14. *E.Meinkohn*, *S.Richling*, Astron. Astrophys., **392**, 827, 2002.
15. *M.Juvela*, *P.Padoan*, Astron. Astrophys., **397**, 201, 2003.
16. *M.Hegmann*, *W.H.Kegel*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **342**, 453, 2003.
17. *Д.М.Седрабян*, *А.Ж.Хачатрян*, Астрофизика, **42**, 419, 1999.
18. *D.M.Sedrakian*, *A.Zh.Khachatryan*, Phys. Lett., **A265**, 294, 2000.
19. *A.G.Nikoghossian*, *S.Pojoga*, *Z.Mouradian*, Astron. Astrophys., **342**, 785, 1999.
20. *A.G.Nikoghossian*, *Z.Mouradian*, Astron. Astrophys., **360**, 1095, 2000.
21. *В.В.Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
22. *В.В.Соболев*, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
23. *D.G.Hummer*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **125**, 21, 1962.
24. *А.Г.Никогосян*, ДАН СССР, **235**, 786, 1977.

УДК: 523.6

COSMIC RAYS INDUCED POLYCONDENSATE  
HYDROCARBONS IN THE GIANT MOLECULAR  
CLOUDSY. KEHEYAN<sup>1</sup>, F. CATALDO<sup>2</sup>, A. YEGHIKYAN<sup>3,4</sup>

Received 5 January 2004

Accepted 19 May 2004

Astrophysical and cosmochemical data show that many kinds of hydrocarbons are widespread in space, including giant molecular clouds, diffuse interstellar medium, comets, interplanetary dust particles and carbonaceous meteorites. Here effort is made to show a close relation between high-molecular weight hydrocarbons, observed in space and existing on the Earth. Results of astrochemical modelling of dust grains in dense collapsing cores of giant molecular clouds also are presented. They show that about 10% of the total abundance of dust grains may be resulted as aliphatic hydrocarbons. This dust serves as initial material for comets, formed in protosolar nebula. A problem of survival of cometary organics during impact on to the Earth is discussed, and it is shown, that a so called 'soft-landing comet' hypothesis may explain an accumulation of complex hydrocarbons on the Earth's surface. We conclude that a significant fraction of terrestrial pre-biotic petroleum was delivered by extraterrestrial matter.

**Key words:** *ISM:dust - heavy hydrocarbons: radiation chemical transformations*

1. *Introduction.* It is generally accepted now that giant molecular clouds (GMC) are rich in carbon-bearing molecules. In general a gas-grain interaction during the collapse phase of GMC play an important role in the material evolution in space, particularly through the depletion of atoms and molecules, and through the formation and evaporation of ice mantles in star-forming regions. These icy mantles of dust particles are believed to contain water, carbon monoxide, methane, ammonia and other species. But gas-phase-only chemical models of these regions are incapable of reproducing the Infrared Space Observatory (ISO) observations of CH<sub>4</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, CH<sub>3</sub>OH etc. [1]. It appears that a rich chemistry occurs in the ice matrices frozen onto dust grains in the different stages of cloud collapse. Besides, many species (e.g. C, N and O) sticking to grain surface are processed in hydrogenation reactions to form saturated species (CH<sub>4</sub>, etc.), which also enriches the chemistry. It seems that dust grains are possible sites for the formation and preservation of large organic species at low temperatures down to 10 K [1]. In addition to surface chemistry complex carbon-rich species could be produced by space irradiation of the ice mantles. Galactic cosmic rays (GCR) in the middle energetic regime of about 1-1000 MeV per nucleon, together with ultraviolet light, are among the most effective energy sources

for the formation of complex organic molecules in space [2].

Besides, they are some of the more abundant types of organic compounds present in cosmic dust: for example, the most prominent feature of interstellar extinction, a bump at a UV wavelength 217.5 nm, is traditionally attributed to carbon-containing structures [3]. Another well known example is that carbon-bearing macromolecules are believed to be responsible for emission features in the near infrared spectra of the interstellar medium (ISM) [4]. Finally, we recently have shown experimentally that some fractions of petroleum possessed aromatic and aliphatic hydrocarbons with 50 or more carbon atoms that may successfully explain not only emissions of unidentified infrared bands of the diffuse ISM but also the absorption "bump" at ~220 nm in UV [3,4]. Unsuccessful efforts of many investigators to attribute observed spectral features to a given carrier (e.g. to a given PAH molecule) pushed us to develop a new approach, namely to study a mixture of different groups of molecules, and operate with average characteristics of the spectral behaviour. It should be emphasized here that such interpretation, if true, is very attractive, because no convincing evidence has been published so far to really connect hydrocarbons to the interstellar absorption UV feature.

It has been observationally confirmed for some time that both aromatic and aliphatic hydrocarbons are present in the ISM [5]. Moreover, the "CIDA" detector on-board a space mission "STARDUST" has identified interstellar dust particles of unexpected complexity - probably polymeric heterocyclic aromatic and aliphatic hydrocarbons [6].

As dust particles become part of a protoplanetary nebula, they are embedded in freshly originated cometary nuclei in the outer part of the forming planetary system, like in our own solar system 4.5 Gyr ago. Comets form in a more cold part of the protoplanetary disk and are an agglomeration of various dust grains, or, to be more correct, the volatile components ( $H_2O$ ,  $CH_4$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $NH_3$ , etc.) contribute ~40% by mass plus roughly equal amounts of the refractory components in the form of silicates and complex organic material dominated by carbon [7]. Therefore a great deal of organic chemistry in dust grains has already taken place under conditions of the ISM and the protoplanetary disk before the formation of the cometary nucleus (e.g. [8,9]). It is generally accepted now that comets were scattered by giant planets and caused a "heavy bombardment" of the Earth between 4.5 and 3.8 Gyr before present [8]. A question, to what extent cometary matter is of interstellar or solar nebula origin, is still open, but what is now quite obvious that comets (and/or micron-sized particles [9]) have brought to the Earth a significant (if not all - see, e.g. [8]) amount of volatile compounds.

Sec.2 of this paper contains the results of fractional abundances of frozen methane in icy mantles of dust grains. In Sec.3 we discuss the known

experimental results that can be put as the base for the formation of interstellar hydrocarbons in the grains and estimate their abundance in the GMC and corresponding chemical time-scale. In Sec.4 we discuss a pathway from interstellar grains to solar comets and give a possible scenario of the delivery of heavy hydrocarbons to the early Earth. The conclusions are given in Sec.5.

## 2. *How much methane is contained in dust grains of the GMC?*

Our model follows the chemical evolution of a modified free-fall collapsing cloud [10,11] in the process of forming a low-mass star. The formula used for this collapse includes a scaling parameter  $B$  to allow for collapse in free-fall ( $B=1.0$ ), or somewhat slower ( $B<1.0$ ) if gas or magnetic pressure resists the collapse. All models are time and depth dependent: this implies that the abundance of each specie is derived by a non-steady state computation of the chemical evolution of the gas/dust interaction processes. The original molecular cloud is assumed to have an initial and final density of respectively  $10^3$  and  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . The temperature is held at 10 K throughout the collapse. We assume that at the above densities the gas temperature is equal to the dust temperature.

The elemental abundances adopted are as in [12], and the initial chemistry is all in the gas phase. Before the collapse starts, the gas-phase environment is purely atomic, apart from half of the hydrogen which is initially assumed to be molecular. At the densities considered it might well be that more than half of the hydrogen is in the form of  $\text{H}_2$ . This, however, should not be crucial for our models since, as long as some hydrogen is present and its abundance exceeds that of oxygen, carbon or nitrogen, hydrogenation will occur.

The gas is subjected to a flux of cosmic rays and to an external ambient radiation field, as described in [10-12]. The cosmic ray ionization rate was taken to be  $1.3 \cdot 10^{-17} \cdot z \text{ s}^{-1}$  where  $z$  is a free parameter which was assigned different values in various models. We took, for one exception,  $z=5$ . It is assumed that initially the gas is exposed to a weakened interstellar radiation field, which in units of the canonical radiation field [12] is parametrized by the factor  $R$ . In all models a value of  $R=0.3$  was adopted.

The cloud is represented by a uniform slab subdivided by 50 depth points of increasing visual extinction from the edge of the cloud towards the centre. For other details of the collapsing cloud models see [10-12].

**2.1. *The chemistry.*** We have included 121 gas-phase species and 41 surface species interacting in 1736 chemical reactions. The UMIST chemical database ([10-12] and references therein) was used. The initial gas-phase elemental abundances are given in Table 1.

We start our chemical computation from a pure gas-phase chemistry, and allow freeze-out of gases to occur during the collapse phase. Dust grains accrete gas-phase species very effectively and quickly: loss of that by freeze-

Table 1

## TOTAL INITIAL GAS-PHASE ELEMENTAL ABUNDANCES

|    |                     |
|----|---------------------|
| H  | 1                   |
| He | 0.14                |
| C  | $2.0 \cdot 10^{-4}$ |
| N  | $7.0 \cdot 10^{-5}$ |
| O  | $4.0 \cdot 10^{-4}$ |
| Mg | $1.0 \cdot 10^{-7}$ |
| Si | $1.0 \cdot 10^{-8}$ |
| S  | $1.0 \cdot 10^{-5}$ |

out from gas would occur on a time-scale  $t_f = 3 \cdot 10^9 \text{ yr}/n$ , where  $n$  is the concentration of H nuclei ( $\text{cm}^{-3}$ ) [12]. The mantle composition is therefore determined self-consistently with the gas-phase chemistry. To calculate the rate at which collisions between gas phase species and grain surfaces remove species from the gas phase we have used a free parameter  $S$  (in the range 0 to 1) that incorporates uncertainties associated with the sticking probability per collision, and in the grain size distribution,  $S=1$  corresponds to the standard grain size distribution and 100% sticking efficiency ([12] and references therein). For one exception, we have normally taken  $S$  to be 0.1.

A main chemical pathway to solid methane is the formation from atomic C and/or  $\text{C}^+$  through grain surface reaction [11]. Methane is a natural consequence of hydrogenation, which seems more effective in the collapse phase, especially in the early, low density phase, during which less carbon (and oxygen) is tied up in CO. To the known chemical routs to frozen methane, we have added the formation of solid  $\text{CH}_4$  from a reaction of H atoms with solid CO [13], which leads to the production of methane, formaldehyde and methanol. Because a yield of  $\text{CH}_4$  due to this CO hydrogenation is larger than that of  $\text{CH}_3\text{OH}$  [13] (0.024% and 0.003% respectively) we have used an eight times larger reaction rate for conversion of CO to icy  $\text{CH}_4$ , as compared with that of CO to icy  $\text{CH}_3\text{OH}$ , which has been used in [14].

*2.2. Results for frozen methane.* Table 2 gives the parameters defining each of the models for which we carry out calculations. We adopt a physical model of molecular clouds in which dense clumps are embedded in a relatively low-density interclump medium. Material in clouds is assumed to be recycled between these phases [11]. The clumps undergoing collapse from initial  $10^3$  to final number density  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

Models 1,3-8 are for regions undergoing collapse, whereas a static model 2 is for an already dense cloud with cloud characteristics from model 1. In model 8 all carbon is initially in the form of CO.

Table 2

## MODEL PARAMETERS

| Model      | $S$ | $B$ | $z$ | C/H               | O/H               | $q$ (CH <sub>4</sub> ) |
|------------|-----|-----|-----|-------------------|-------------------|------------------------|
| 1          | 0.1 | 1   | 5   | $2 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | 0.23                   |
| 2 (static) | 0.1 | 1   | 5   | $2 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | 0.21                   |
| 3          | 0.1 | 1   | 100 | $2 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | 0.24                   |
| 4          | 1   | 1   | 5   | $2 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | 0.33                   |
| 5          | 0.1 | 1   | 5   | $1 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | 0.13                   |
| 6          | 0.1 | 1   | 5   | $4 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | 0.35                   |
| 7          | 0.1 | 0.5 | 5   | $2 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | 0.25                   |
| 8          | 0.1 | 1   | 5   | $1 \cdot 10^{-9}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | 0.16                   |

The last column in Table 2 contains the fractional abundance of frozen methane with respect to other icy species in the dust mantle, that is the ratio  $q = m(\text{CH}_4)/m(\text{total})$  (where "m" is the number of molecules in mantles) for different initial conditions. The values of  $q$  are an average over the final state of the cloud at the time of 1.3 Myr after collapse starts. The resulting ice mantles are mostly composed of simple saturated and stable species such as H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, CO and more complex species such as CH<sub>3</sub>OH and so on. Our aim is, at first, to establish whether there is an enrichment of the solid-phase methane abundance in the ice mantles. We note, that the fractional abundance of frozen methane with respect to hydrogen,  $X$ , varies with time (that is with density) and achieves its maximum final value about  $X(\text{CH}_4) \sim 10^{-4}$  and then remains constant (being in chemical equilibrium). At the same time it decreases towards internal parts of the cloud by less than a factor of two. It should be stressed here that icy methane forms first, so is a large fraction of the mantling material, whereas it becomes a smaller fraction because water ice condenses later in the models. We find an excess for  $X(\text{CH}_4)$  with respect to that of for icy water which occurs in all models of early time formation, for a period of 1 Myr. Thus, icy methane molecules are dominant early-time ones in the mantle. The result is common for all models, including the values of initial and final densities  $10^2$  and  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ , respectively. When the gas reaches its final density, the relative abundance of frozen methane abruptly decreases, down to values  $q=0.1, 0.2$ , due to fast growth of the fraction of icy water and other species in the mantle.

One of the highest computed values of  $q$  (about and even over 0.3) arises in the Model 6, which is one that has the largest adopted value of C/H =  $4 \cdot 10^{-4}$ . It is interesting to note, that the same ( $q > 0.3$ ) is true and for the Model 4 with the largest adopted value of  $S=1$  and in which atomic carbon sticking the grain surface is assumed to be processed to form CH<sub>4</sub>. As is known [10], at relatively high temperature of the dust grains (of about and over 100 K) methane is unlikely to remain bound to the grains: its binding

energy to the surface is relatively small, but the energy released in the final stage of hydrogenation is relatively large. On the other hand, the evaporation rate behaves almost like a step function versus temperature [12]: it is either close to zero, or extremely high with a strong dependence on the dust temperatures. It means, that unlike the models of "hot cores" with  $T(\text{dust}) \sim 100$  K, which predict the fractional abundance of frozen methane be no larger than of  $10^{-5}$  [14], our models with dust temperature  $T(\text{dust}) \sim 10\text{-}50$  K even at late time of evolution would predict one order of magnitude larger values for methane, that is of about  $10^{-4}$ . This may be also supported by the experimental data that a desorption of methane trapped in solid  $\text{H}_2\text{O}$  or  $\text{CH}_3\text{OH}$  is greatly suppressed by the matrix effect, that is a corresponding critical temperature changes from  $\sim 50$  K for neat  $\text{CH}_4$  to  $\sim 100$  K for  $\text{CH}_4$  in the  $\text{CH}_3\text{OH}$  matrix and to  $\sim 150$  K for  $\text{CH}_4$  in the  $\text{H}_2\text{O}$  matrix [13]. In other words, methane may well be preserved in the "dirty" ice at low temperatures.

It should be stressed here, that in all models  $q$  is never less than 0.1. Moreover, the value of 0.1 is the lowest one, which at final time corresponds to the carbon-deficient model 5 ( $\text{C}/\text{H} = 1 \cdot 10^{-4}$ ) or model 8 (carbon is initially in the form of CO). Usually, in all models,  $q$  is no less than 0.2 for the period near and after final time of the cloud collapse. Such a result is very common and does not depend on model conditions presented in the Table 2.

The most important conclusion to draw from these results is that the fractional abundance of icy methane during all cold period of clouds evolution is no less than 20% of total of other ice mantle components, that is  $\text{H}_2\text{O}$ , CO,  $\text{CH}_3\text{OH}$ , etc. (at the usual interstellar carbon abundance  $\text{C}/\text{H} \sim 2 \cdot 10^{-4}$ ).

Heretofore interstellar solid  $\text{CH}_4$  has been detected only toward the deeply embedded so called Young Stellar Objects (YSO): massive protostellar objects W 33A, NGC 7538:IRS1 and NGC 7538:IRS9 [15]. These observations have interpreted in [1,15]. The authors have concluded (with some reservation due to gradients in the abundances and in the temperature, which may exist along the line of sight) that the presence of  $\text{CH}_4$  in a water-rich polar ice mantle and the low gas/solid ratio are the natural consequences of the formation of methane from atomic C through grain surface reactions as well as that a high CO/C ratio would be needed to explain the low observed  $\text{CH}_4$  abundance  $X(\text{gas+ice}) \sim 10^{-6}$ .

It should be noted here, that none of our models is specific to these warm sources with a grain temperature of the order of 80-90 K [1,15]. For example, our model 8 shows that even at all initial carbon locked in CO, frozen methane reaches the fractional abundances  $X(\text{CH}_4) \sim 10^{-6}$  and  $10^{-4}$  in time of  $\sim 0.01$  Myr and  $\sim 1$  Myr, respectively. Our models rather are intended to reveal a situation, when gas phase molecules are frozen out completely and there is no massive YSO to provide a bright IR continuum against which to detect

absorption. Once massive star formation occurs, it will cause thermal heating followed by releasing the volatile ices into gas. Eventually parent species, including methane, evaporated from grain ices, are decomposed producing reactive intermediates which can drive a quite different chemistry.

We conclude that icy methane rich dust particles with  $q$  of about 0.2 may survive in some molecular clouds and be a non-negligible suppliers of hydrocarbons for the ISM.

Improved IR spectroscopy of dark cold clouds and low-mass protostellar sources is necessary to see whether there is a persistent enrichment of icy methane rich mantles.

### 3. *Chemical processing of solid methane by energetic particles.*

Complex species such as heavy hydrocarbons could be produced by cosmic rays irradiation of the ice mantles containing methane. These ice mantles are processed by the particles of the GCR leading to new molecules synthesized in the solid state. The particle component of GCR consist of 97-98% protons and 2-3% helium nuclei with a flux  $F(\text{GCR}) = 10 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in the energy range of 1 MeV - 1 GeV ([2] and references therein]). Because, however, usual C-H and C-C bond strengths in hydrocarbon molecules range between 3 and 10 eV, the GCR particles are too energetic to form stable chemical bonds when they interact with the dust grain. However, during interaction with the solid species, each GCR particle transfers its excess energy to the target atoms, with the result of ion-induced collision cascades in irradiated ice. Moderated to about 1-10 eV, these atoms are not in thermal equilibrium with the surrounding very cold, frozen methane and other species and can react finally with the molecules via insertion, abstraction and addition to chemical bonds. The efficiency of these suprathreshold reactions to produce new complex molecules at temperatures even down to 10 K is based in their ability to overcome reaction barriers in the entrance channel easily, since suprathreshold species can impart their excess kinetic energy into the transition state of the reaction [2].

Irradiating solid  $\text{CH}_4$  samples with above MeV particles produce a broad spectrum of synthesized species, including heavy alkanes and alkenes with up to 28 carbon atoms, as well as PAHs up to coronene [2,16-18].

The radiation-chemical output of transformation of solid methane during proton bombardment to an oligomer of aliphatic hydrocarbons with up to 28 carbon atoms in the molecules on the basis of the experiments [2,16-18] has been estimated as [11]

$$G(\text{aliph.}) = 1.3 \text{ aliphatic molecules}/100 \text{ eV} \quad (1)$$

Similarly, one can obtain the radiation chemical yield of methane molecules destruction under proton ( $G(\text{destr.}, p) = 0.69 \text{ molecules}/100 \text{ eV}$ ) and

$\alpha$ -particle ( $G(\text{destr.}, \alpha) = 0.83$  molecules/100 eV) irradiation (see, for analogy [2,11]).

PAHs were formed only at the highest linear energy transfer, i.e. by  $\alpha$ -particles, using a "multicenter mechanism" [2] (protons form only benzene and substituted benzenes). It is straightforward to estimate the  $G$  value for the transformation to PAH (up to coronene) during  $\alpha$ -irradiation, using the available description of the experiments [2,18,19]:

$$G(\text{arom.}) = 6.4 \cdot 10^{-8} - 8.1 \cdot 10^{-7} \text{ aromatic molecules/100 eV} \quad (2)$$

It is interesting to estimate necessary time  $t(Q, j)$  of transformation of a some fraction  $Q$  of initial methane to the both kinds of complex hydrocarbons ( $j$  corresponds to *aliphatic alkanes* or *aromatic PAH*). The dose  $D$  (an energy deposited on the grain during the irradiation time  $t$ , per equivalent 16 amu atom, in eV/atom), is given by [20]

$$D = S(i) \cdot F(\text{GCR}) \cdot t, \quad (3)$$

where a specific energy loss due to interactions of energetic particles with atoms of the grain,  $S(i)$  ( $i = p$  or  $\alpha$ ), is equal to  $S(p) = 2.1 \cdot 10^{-15}$  and  $S(\alpha) = 1.1 \cdot 10^{-13}$  eV  $\cdot$  cm<sup>2</sup>/atom, respectively, because in the experiments 1 s of the irradiation corresponds to  $3 \cdot 10^{10}$  s in space and the dose  $\sim 30$  eV per target molecule in the both cases has been exposed [2]. Introducing a fraction  $Q(j)$  of synthesized molecules of complex hydrocarbons, under the hypothesis of a first-order kinetic process of monomer destruction and polymer synthesis, we immediately have

$$Q(\text{aliph.}) = G(\text{aliph.}) \left[ 1 - \exp(-t/t_p) \right] / G(\text{destr.}, p), \quad (4)$$

$$Q(\text{arom.}) = G(\text{arom.}) \left[ 1 - \exp(-t/t_\alpha) \right] / G(\text{destr.}, \alpha), \quad (5)$$

where  $G(\text{destr.}, i)$  is the mentioned radiation chemical yield of the methane molecules decomposition under protons ( $i = p$ ) and  $\alpha$ -particles ( $i = \alpha$ ) irradiation and  $t_i$  is a characteristic time of corresponding process

$$t_i = 1 / [S(i) \cdot F(\text{GCR}) \cdot G(\text{destr.}, i)]. \quad (6)$$

The value of  $G(\text{arom.})$  is by 6-7 orders of magnitude less than that of  $G(\text{aliph.})$  and can not arrange any appreciable fraction of PAH during a lifetime of the cloud of 10-100 Myr. It evidently means that the cosmic ray induced transformation of solid methane is not responsible for the origin of PAH in dust grains under conditions of the GMCs.

The characteristic time of the formation of the aliphatic molecules is  $t_p = 219$  Myr/ $z$ , assuming a cosmic ray flux enhanced by a factor  $z$ . For time intervals  $t \ll t_p$ , one easily obtains necessary time needed:

$$t(Q, \text{aliph.}) = 116 Q / z \text{ Myr}. \quad (7)$$

Resulting values of conversion times  $t(Q, \text{aliph.})$  are presented in Table 3.

Table 3

CONVERSION TIMES  $t$ (Myr) OF FROZEN METHANE TO  
COMPLEX HYDROCARBONS

| $z$ | $Q=0.01$ | $Q=0.1$ | $Q=0.5$ | $Q=1.0$ |
|-----|----------|---------|---------|---------|
| 5   | 0.23     | 2.3     | 11.6    | 23.2    |
| 10  | 0.12     | 1.2     | 5.8     | 11.6    |
| 50  | 0.02     | 0.23    | 1.16    | 2.32    |

It stands to reason that in dense cold interior of molecular clouds, mentioned in previous section, the fractional abundance of icy heavy alkanes may reaches a value not less than 10% of dust grain components in time of about 2 Myr.

Indeed, to get the necessary dose for energetic particles induced solid phase radiation chemical transformation one needs either long time or comparatively high particles flux. There are a lot of observational constraints that the cosmic ray ionization rate in low mass cores of GMC is varied around the canonical value by a factor 0.1-10 [21]. It means that the enhancement of cosmic ray flux  $z$  may be essential, by the factor 10, on the assumption that collapse may enhance local magnetic field strengths and focus the cosmic rays into the clump. Moreover, if the pre-solar nebula was initially located in a spiral arm of the Galaxy ("exceptional position of the Sun in the Galaxy" [22]) then another factor of 5-10 can be placed for the cosmic ray increased flux [21]. An independent estimation of the  $z$ -factor under conditions of the pre-solar cloud is absent that is why its values of 5, 10 and 50 in Table 3 are presented.

The time-scale available for icy mantles in the dense clump to be processed is of 1.2-1.4 Myr [11]. By means of the data presented in the Table 3 we conclude that if only about 1.4 Myr is available for ice processing (assuming a cosmic ray flux enhanced by a factor of 50), then about 50% of the icy methane mantles can be converted to aliphatic hydrocarbons, during the formation and lifetime of the clump. If the mantle contains initially about 20% of methane (see Table 2), then probably ~10% of the total abundance of dust grains may be resulted as aliphatic organics during one cycle of material between dense clumps and a relatively low-density interclump medium.

Thus aliphatic hydrocarbons must be wide-spreaded not only in dense molecular clouds but also everywhere in the ISM, in good accordance with the observational data [5]. At the same time the question of the origin of PAHs is still open, while a re-cycle of these compounds between them as well as between dense and rare phases of the ISM is questionable under conditions of existing astrochemical picture of the ISM evolution [1,5]. Discussion about following evolution of such organics in the ISM is beyond

the scope of this presentation (see [5,23,24] and references therein). We rather are interested in a situation in the protosolar nebula.

4. *A possible links between interstellar organics and terrestrial prebiotic petroleum.* As the pre-solar nebula collapsed, solid particles settled to the midplane [8]. They may have undergone various processing of their icy mantles as they fell, nevertheless a generally accepted point of view is that much of the interstellar material is incorporated unaltered into comets. The planetesimals (cometesimals) grew by collisional coagulation until they were big enough to decouple from the turbulence between the dust layer and the gas. Also because collisions were caused by differential radial velocities induced by gas drag, a single comet nucleus may have incorporated cometesimals from different heliocentric distances [7]. At the same time there are many evidences that planetesimals at Earth's heliocentric distance would have accreted from dust particles too hot to have retained volatile elements [8]. Thus on the one hand the proto-Earth was completely out gassed up to its final formation, and on the other hand examination of the lunar cratering record suggests that the terrestrial water and other volatiles could have a cometary origin [8]. The case is that during the process of formation, vast numbers of comet-like objects were scattered by giant planets into interstellar space, and the inner Solar System, with the result of a so called "heavy bombardment" period of the Earth 4-4.5 Gyr ago.

It is generally accepted now that the Earth's mantle out gassing was the major source of water and the early atmosphere, while some authors in the recent works have argued that ocean's water, primary atmosphere's components and carbon-bearing molecules volatiles were delivered into the Earth by comets [8] and/or interstellar dust particles sized within the range of 10-100 micron [9].

The *n*-alkanes and isoprenoid hydrocarbons are found in sedimentary rocks dating back to 3.2 Gyr before present and are believed to constitute chemical evidence for earliest biosynthesis [25]. What are these hydrocarbons with a very stable molecular architecture, a "chemical fossil" whose carbon skeleton suggests an unambiguous link with a known natural bioproduct, or a potential building-blocks for future primitive cells - this is a question outside the scope of this work. But what is now quite obvious that comets have brought to the Earth a significant amount of complex organics.

Indeed, Blank and Miller [26] and, independently, Svetsov [27] have recently shown that under conditions of low angle impact a few percent of the comet's organic matter might be survived due to jetting in opposite direction. Under reduced atmosphere conditions [28] this material was readily preserved, buried and transformed to petroleum [29]. Later bioorganics also may be added.

A comet 10 km in diameter (1000 milliard tons) may deliver 1-10 milliard tons of heavy hydrocarbons, bitumens and so on to a limited rocky Earth surface (10-100 km<sup>2</sup>) with a thickness of a uniform layer 0.01-1 km. In this case one simply gets the ready-made giant-oil field. One needs only no more than 100 "soft landing" events (one per million). It should be reminded here that during the heavy bombardment period over 100 million comets impacted the Earth ~4-4.5 Gyr ago [8] and it is straightforward to estimate that about 1 per cent of impactors would have had the low angle (less than 5-10 degrees) impact [30].

5. *Conclusion.* We have modelled the time-dependent chemical evolution of icy mantles of dusty grains to reveal methane-rich ices under conditions of dense, contracting cold molecular clouds. We found that the highest computed values of the fractional abundance of frozen methane  $X(\text{CH}_4) \sim 10^{-4}$  arise at  $t \sim 1.2$  Myr and then remain constant (being in chemical equilibrium) in static clouds which input data from model 1 of the cloud have been used. Under such conditions the relative abundance of frozen methane with respect to other icy species of the dusty mantle  $q$  is kept no less than 0.1-0.2 in all models, even if all initial carbon is locked in CO.

According to published experimental data heavy hydrocarbon molecules, up to the oligomer on the base of larger alkanes and alkenes with up to 28 carbon atoms in the molecules, as well as PAH up to coronene can arise in neat icy methane due to MeV proton and  $\alpha$ -particle bombardment. These radiation-chemical reactions, known as solid-phase radiation polycondensation, have been assumed to proceed within icy methane monolayers of the interstellar dust particles under irradiation by GCR. With values of radiation chemical yield of polycondensation of solid methane to alkanes ( $\sim 1.3$  synth.mol/100 eV) and PAH ( $\sim 10^{-6}$  and less), assumed the mean galactic flux of the GCR to be enhanced by the factor 50, the necessary time to transform, say 50% of initial methane molecules to heavy hydrocarbon would be of 1.2-1.4 Myr. In such a case about 10% of the icy mantles can be converted to complex aliphatic hydrocarbons, during the formation and lifetime of the clump. To explain the observed abundance of PAHs, an alternative scenario involving aromatization of the aliphatic constituents of cosmic grain mantles, followed by their destruction and re-distribution of the resulting PAHs molecules in the ISM may be proposed [5,23].

Thus, if the mantle contains initially about 20% of methane, then about 10% of the total abundance of dust grains may be resulted as aliphatic organics, during one cycle of material between dense clumps and a relatively low-density interclump medium.

These results clearly demonstrate the urgency to include GCR triggered formation of complex organic molecules as an additional pathway in models

simulating interstellar grain chemistry.

Further laboratory work on the investigations of laboratory spectra of ion irradiated icy alkane mixtures in relevant ice matrices also is needed to interpret observational data.

We have also discussed a possible link between the extraterrestrial larger hydrocarbons and terrestrial prebiotic petroleum and have shown that inevitable consequence of the existing scenario of the origin of the Earth is the extraterrestrial delivery and accumulation of complex hydrocarbons in countable amount prior to the origin of life (see also [29,31]. It is worthy of note that the role of polyisoprenoid compounds in the transition from chemical evolution to biological one may have been especially significant [32].

*Acknowledgements.* Y.K. and F.C. thanks the Italian Space Agency, contract n.I/R/70/02/ for the financial support. A.Y. was supported financially by the Alexander von Humboldt Foundation and the Institute of Astrophysics and Extraterrestrial Research, University of Bonn. We thank D.Williams and S.Viti for comments and providing us with the astrochemical code, R.Kaiser for helpful suggestions on the radiation chemical yield calculations, R.L.Melkonyan for comments on important role of chemofossils and O.Lukin for enlightening discussions. An initiating role of Yu.R.Kagramanov is gratefully acknowledged.

<sup>1</sup> Istituto per lo Studio dei Materiali Nanostrutturati, Dipartimento di Chimica, Roma, Italy, e-mail: yeghis.kehey@uniroma1.it

<sup>2</sup> Soc. Lupi Chem. Research Institute, Rome, Italy, e-mail: cdcata@flashnet.it

<sup>3</sup> Institute of Astrophysics and Extraterrestrial Research, University of Bonn, Germany, e-mail: aray@astro.uni-bonn.de

<sup>4</sup> V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

## ОБ ИНДУЦИРОВАННОЙ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ ПОЛИКОНДЕНСАЦИИ УГЛЕВОДОРОДОВ В ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ

Е.КЕГЕЯН<sup>1</sup>, Ф.КАТАЛДО<sup>2</sup>, А.ЕГИКЯН<sup>3,4</sup>

Астрофизические и космохимические данные свидетельствуют о том, что углеводороды широко распространены в космосе, в том числе в гигантских молекулярных облаках, в диффузной межзвездной среде, в кометах, в межпланетных пылевых частицах и в углистых метеоритах.

Возможно, существует тесная связь между высокомолекулярными углеводородами, наблюдаемыми в космосе и существующими в земных условиях. Представлены результаты астрохимического моделирования пылевых частиц в плотных сжимающихся ядрах гигантских молекулярных облаков. Они показывают, что порядка 10% молекул пылинок являются алифатическими углеводородами. Эта пыль служит в качестве исходного материала для комет, формирующихся в протосолнечной туманности. Кратко обсуждается проблема выживания кометного органического вещества при падении на Землю, и показывается, что так называемая гипотеза о "совершающих мягкую посадку кометах" в состоянии объяснить накопление сложных углеводородов на Земле. Таким образом, значительная доля земной предбиогенной нефти была привнесена внеземным веществом.

## REFERENCES

1. *E.F. van Dishoeck*, Faraday Discuss., **109**, 31, 1998.
2. *R.I.Kaiser, K.Roessler*, Astrophys. J., **475**, 144, 1997.
3. *F.Cataldo, Y.Keheyani, D.Heymann*, Inter. J. Astrobiology, **1(2)**, 79, 2002.
4. *F.Cataldo, Y.Keheyani*, Inter. J. Astrobiology, accepted for publication, 2003.
5. *J.M.Greenberg, J.S.Gillette, G.M.Munoz Caro et al.*, Astrophys. J., **531**, L71, 2000.
6. *J.Kissel, F.R.Krueger, J.Silen, G.Haerendel*, COSPAR Coll. Ser., **11**, 351, 2001.
7. *J.M.Greenberg, A.Li*, Planet. Space Sci., **47**, 787, 1999.
8. *A.Delsemme*, in: Comets and the Origin and Evolution of Life, P.J.Thomas, F.Chyba, C.P.McKay, eds., Springer, p.29, 1997.
9. *M.Maurette, G.Matrajit, M.Gounelle et al.*, in: Bioastronomy 99, G.A.Lemarchand, K.J.Meech, eds., ASP Conf. Ser., **213**, 263, 2000.
10. *S.Viti, D.A.Williams, P.T.O'Neill*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **354**, 1062, 2000.
11. *A.G.Yeghikyan, S.Viti, D.A.Williams*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **326**, 313, 2001.
12. *S.Viti, D.A.Williams*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **305**, 755, 1999.
13. *K.Hiraoka, T.Miyagoshi, T.Takayama et al.*, Astrophys. J., **498**, 710, 1998.
14. *J.M.C.Rawlings, S.D.Taylor, D.A.Williams*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **313**, 461, 2000.
15. *A.C.A.Boogert, F.P.Helmich, E.F. van Dishoeck et al.*, Astron. Astrophys., **336**, 352, 1998.
16. *R.I.Kaiser, K.Roessler*, Astrophys. J., **484**, 487, 1997.
17. *R.I.Kaiser, K.Roessler*, Astrophys. J., **503**, 959, 1998.
18. *R.I.Kaiser, C.Ochsenfeld, D.Stranges et al.*, Faraday Discuss., **109**, 183, 1998.

19. *R.I.Kaiser*, private communication, 2003.
20. *G.Strazzulla, J.R.Brucato, M.E.Palumbo, M.A.Satorre*, *Astron. Astrophys.*, **321**, 618, 1997.
21. *N.J.Shaviv*, *New Astronomy*, **8**, 39, 2003.
22. *L.S.Marochnik*, *Astrophys. Space Sci.*, **89**, 61, 1982.
23. *Y.Keheyan, A.Yeghikyan*, in preparation, 2003.
24. *V.Mennela, J.R.Brucato, L.Colangeli, P.Palumbo*, *Astrophys. J.*, **569**, 531, 2002.
25. *J.Brooks, G.Shaw*, *Origin and Development of Living Systems*, London, 1973.
26. *J.Blank, G.Miller*, in: *Proc. 21<sup>st</sup> Inter. Symp. on Shock Waves*, p.1467, 1998.
27. *V.V.Svetsov*, *Lunar and Planetary Science*, XXXIII, 2002.
28. *J.S.Lewis, R.G.Prinn*, *Planets and their atmospheres*, Acad. Press, 1984.
29. *T.Gold*, *The Deep Hot Biosphere*, Springer, 1999.
30. *E.Pierazzo, H.J.Melosh*, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **28**, 141, 2000.
31. *Yu.Kagramanov, A.Yeghikyan*, *Oil and gas geology*, №5, 53, 2000, (in Russian).
32. *E.D.McCarthy, M.Calvin*, *Nature*, **216**, 642, 1967.

# CONTENTS

|   |   |     |
|---|---|-----|
| Long-term spectral variability of Herbig Ae-star HD 179218  | <i>O.V.Kozlova</i>  | 339 |
| FBS 0137+400: A mass losing AGB Carbon Mira?  | <i>K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, N.Mauron, M.Azzopardi, D.Russeil</i>  | 355 |
| On the light circular polarization of stars   | <i>M.H.Eritsian</i>   | 361 |
| On the problem of flare star spatial density reconstruction in Pleiades                                       | <i>H.S.Chavushian, H.V.Pikichian, A.V.Oskanian, G.H.Broutian</i>      | 369 |
| Gravitational radiation from pulsating magnetic white dwarfs  | <i>M.Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetyan, K.M.Shahabasyan</i> | 381 |
| Giant molecular clouds formation peculiarities in the central regions of spiral galaxies                      | <i>E.V.Volkov</i>   | 393 |
| On the formation of fractal structure of giant molecular clouds of galaxy                                     | <i>P.A.Tarakanov</i>  | 403 |
| On rotation of an isolated globule  | <i>A.L.Gyulbudaghian, J.May</i>                                       | 415 |
| Spectral observations of Big objects. III   | <i>A.M.Mickaelian</i>   | 425 |
| Spectroscopy of galaxies in the selected fields of the Second Byurakan survey                                 | <i>S.A.Hakopian, S.K.Balayan</i>                                      | 443 |
| The classical cepheids and the distances of HST program galaxies  | <i>H.V.Abrahamyan</i>   | 455 |
| Electromagnetic field around a cylinder with a periodic electrical current: energy flux from relativistic jet | <i>G.S.Bisnovatyi-Kogan</i>   | 473 |
| Radiative transfer in inhomogeneous atmosphere. III   | <i>A.G.Nikoghossian</i>   | 481 |
| Cosmic rays induced polycondensate hydrocarbons in the giant molecular clouds                                 | <i>Y.Keheyany, F.Cataldo, A.Yeghikyan</i>                             | 493 |

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- О ВРАЩЕНИИ ОДНОЙ ИЗОЛИРОВАННОЙ ГЛОБУЛЫ  
*А.Л.Гюльбудагян, Х.Май* 415
- СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЪЕКТОВ VIG. III  
*А.М.Микаелян* 425
- СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК В ИЗБРАННЫХ ПОЛЯХ  
ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА  
*С.А.Акопян, С.К.Балаян* 443
- КЛАССИЧЕСКИЕ ЦЕФЕИДЫ И РАССТОЯНИЯ HST ПРОГ-  
РАММНЫХ ГАЛАКТИК  
*Г.В.Абрамян* 455
- ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЦИЛИНДРА С ПЕРИОДИЧЕС-  
КИМ ТОКОМ: ПОТОК ЭНЕРГИИ ОТ НАПРАВЛЕННОГО  
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ВЫБРОСА  
*Г.С.Бисноватый-Коган* 473
- ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ. III  
*А.Г.Никогосян* 481
- ОБ ИНДУЦИРОВАННОЙ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ  
ПОЛИКОНДЕНСАЦИИ УГЛЕВОДОРОДОВ В ГИГАНТСКИХ  
МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ  
*Е.Кегеян, Ф.Каталдо, А.Егикян* 493