

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 43

МАЙ, 2000

ВЫПУСК 2

АНАЛИЗ ЦВЕТОВОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ VL Lac В ОПТИЧЕСКОМ
 ДИАПАЗОНЕ ВО ВСПЫШКЕ 1997г.

В.А.Гаген-Торн, А.В.Гаген-Торн, С.Г.Марченко, О.В.Миколайчук 175

О НАБЛЮДЕНИИ АВРОРАЛЬНОЙ ЛИНИИ [OIII]λ 4363 В
 СПЕКТРЕ KAZ 163

М.А.Казарян 183

РАЗМЕРЫ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

Л.К.Ерастова 191

МЛЕЧНЫЙ ПУТЬ КАК ГАЛАКТИКА

В.П.Решетников 197

ИЛЛЮСТРАЦИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОЛНОВОЙ МОДЕЛИ
 СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ГАЛАКТИК С РАЗНЫМИ
 ТИПАМИ КРИВЫХ ВРАЩЕНИЯ

М.Г.Абрамян, С.Г.Хачатрян 211

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
 ЗВЕЗДЫ μ ЦЕФЕЯ

Х.А.Докобо, В.С.Тамазян, Н.Д.Меликян, М.А.Ерицян, А.А.Карапетян 219

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ МЕЖЗВЕЗДНЫХ
 ОБЛАКОВ

П.А.Тараканов 229

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սիւրակյան (Հայաստան)

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

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Բալլոլյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բինոնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Դ.Կարաշենյն (Ռուսաստան), Դ.Կուլետ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ս.Սահակյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

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

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

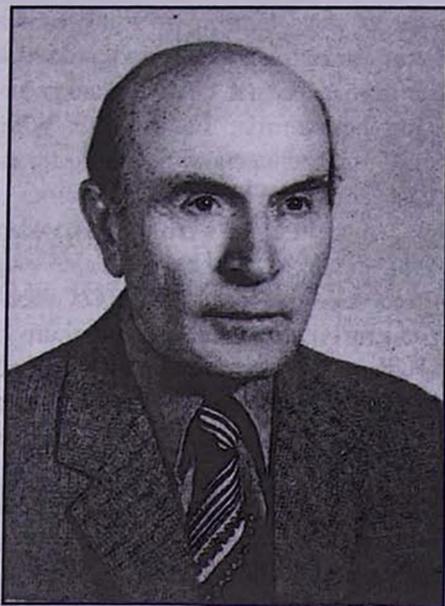
Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.С.Саакян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США)

"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 предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2000

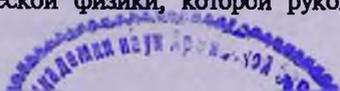


ГУРГЕН СЕРОБОВИЧ СААКЯН
(1913 – 2000)

Скончался выдающийся физик-теоретик, основатель и бессменный руководитель кафедры теоретической физики Ереванского госуниверситета в период с 1951 по 1985гг., академик НАН Армении (1982), заслуженный деятель науки (1970), активный член редакционной коллегии журнала *Астрофизика* (с 1982), доктор физ.-мат. наук, профессор Г.С.Саакян.

После окончания физико-математического факультета Ереванского университета, Г.С.Саакян поступил в аспирантуру ФИАН им. П.Н.Лебедева в Москве. В том же году ему пришлось прервать учебу в связи с призывом в армию. До истечения срока службы началась Великая Отечественная война. В рядах действующей армии лейтенант Саакян прошел от Ленинграда, через Белоруссию, Польшу и Венгрию, до Австрии. Демобилизовавшись в 1946г., он вернулся аспирантом в ФИАН. Незаурядные способности, упорство и трудолюбие позволили ему в 1950г. защитить кандидатскую диссертацию. Последние параграфы диссертации были посвящены определению внутренней структуры нуклонов, что спустя несколько лет стало одной из важнейших проблем физики. Саакян первым понял, что ее можно решить, исследуя рассеяние ультрарелятивистских электронов на нуклонах, и ввел понятие формфактора нуклона.

Вернувшись на Родину, Г.С.Саакян с энтузиазмом подвижника-миссионера занялся преподавательской деятельностью в Ереванском университете. В 1951г. он организовал кафедру теоретической физики, которой руководил до 1986г.



Одновременно он занимался исследованием энергетических спектров ядерно-активных частиц и μ -мезонов, а также исследованием взаимодействия протонов и π -мезонов с атомными ядрами. Итогом этих исследований явилась первая монография "Энергетические спектры и ядерные взаимодействия частиц космического излучения", которая после опубликования стала библиографической редкостью.

В начале 60-х годов результаты, полученные в трех, совместных с В.А.Амбарцумяном работах, заложили основу нового направления в астрофизике. В них была обоснована возможность существования нейтронных звезд, обнаруженных позднее, в конце 60-х годов. Результатом многолетних исследований (1960-1985), проведенных на кафедре теоретической физики Ереванского университета под руководством Г.С.Саакяна, явились: вывод достаточно точного уравнения состояния сверхплотного звездного вещества, состоящего из газа элементарных частиц, а также - разработка на его основе достаточно точной теории нейтронных звезд и белых карликов. Начиная с 1985г., Г.С.Саакян переходит к изучению внешних проявлений нейтронных звезд. Им была развита теория радиоизлучения пульсаров, а также предложено объяснение явления барстеров. Позднее им была предложена теория гамма и корпускулярного излучений пульсаров.

С 1996г. Г.С.Саакян занимается изучением роли нейтронных звезд в космогонии и космологии. В своих исследованиях он приходит к выводу о том, что часть нейтронных звезд могла образоваться раньше всех других небесных тел, на ранней стадии расширения Вселенной непосредственно из сплошного космического вещества. Им обосновывается важный вывод о том, что компактные ядра галактик, в основном, должны состоять из нейтронных звезд и белых карликов.

Наконец, в 1998г. Саакяном была предложена новая модель магнитных звезд, согласно которой в центре магнитной звезды должна находиться нейтронная звезда меньшей массы.

В 1972г. издательство "Наука" выпустило первую монографию по физике нейтронных звезд, написанную одним из основоположников теории сверхплотных небесных тел, которому принадлежат многие из излагаемых результатов. Вторая монография Г.С.Саакяна, посвященная физике сверхплотных звезд, была издана в 1995 г. издательством Объединенного Института Ядерных Исследований, а переработанное и дополненное издание - в 1998г.

Г.С.Саакян является основателем научной школы теории гравитации в Армении. Его многочисленные ученики - признанные специалисты по физике нейтронных звезд и классической теории гравитации. Под его непосредственным руководством защищены 9 кандидатских и 6 докторских диссертаций. Двое из его учеников - академики НАН Армении.

Образ выдающегося ученого навсегда сохранится в сердцах его учеников, а также тех, кому посчастливилось общаться с ним.

УДК: 523.985.3

АНАЛИЗ ЦВЕТОВОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ BL Lac В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ ВО ВСПЫШКЕ 1997 г.

В.А.ГАГЕН-ТОРН, А.В.ГАГЕН-ТОРН, С.Г.МАРЧЕНКО,
О.В.МИКОЛАЙЧУК

Поступила 17 декабря 1999

Принята к печати 10 января 2000

Изучена цветовая переменность BL Lac во время мощной вспышки 1997г. Найдено, что в ходе вспышки распределение энергии в спектре переменного источника, определявшего фотометрическое поведение объекта, не менялось. Оно было степенным и более плоским, чем в других вспышках меньшей мощности. Синхротронная природа переменного источника сомнений не вызывает.

1. *Введение.* BL Lac является одним из самых исследованных в оптическом и радио диапазонах блазаров. Длительные ряды поляризационных и фотометрических наблюдений этого объекта в оптике были получены в ряде обсерваторий и, в частности, в Астрономическом институте Санкт-Петербургского университета [1-2]. Уникальными являются ряды его радионаблюдений, полученные в обсерватории Мичиганского университета [3]. С целью изучения быстрой переменности BL Lac было организовано несколько международных кампаний [4-5].

В оптическом диапазоне объект очень активен: переменность большой амплитуды имеется на всех временных шкалах от многих лет до минут. Анализ данных о поляризационной и фотометрической переменности позволяет найти свойства ответственного за активность центрального источника - распределение энергии в его спектре и параметры поляризации его излучения. Такой анализ был проведен нами в работах [6-8]. Как показывают результаты этих (а также и других) работ, свойства переменных источников могут изменяться от события к событию. Поэтому особенный интерес представляет анализ данных для летней вспышки 1997 г., когда блеск объекта достиг максимального за последние 30 лет значения. Анализу цветовой переменности BL Lac во вспышке 1997 г. посвящена настоящая работа.

2. *Наблюдательный материал и методика анализа.* Использованный нами наблюдательный материал взят из работ [9,10]. Первичный анализ наблюдательных рядов был выполнен так же, как это было сделано нами для объекта OJ 287 в работе [11], где можно найти подробности. Были выявлены и исключены ненадежные наблюдения, и после перехода

от звездных величин к плотностям потоков (в дальнейшем "потокам") с использованием абсолютной калибровки из работы [12] было проведено их усреднение на данную юлианскую дату (мы отвлекаемся здесь от переменности объекта в течение ночи). Полученный массив данных, использованный в дальнейшем для анализа, приведен в табл.1. Рис.1 дает кривую блеска BL Лас в цветовой полосе R . Данные работ [9] и [10] нанесены разными значками. В дальнейшем мы увидим, что между ними нет систематических различий (во всяком случае, цветовых).

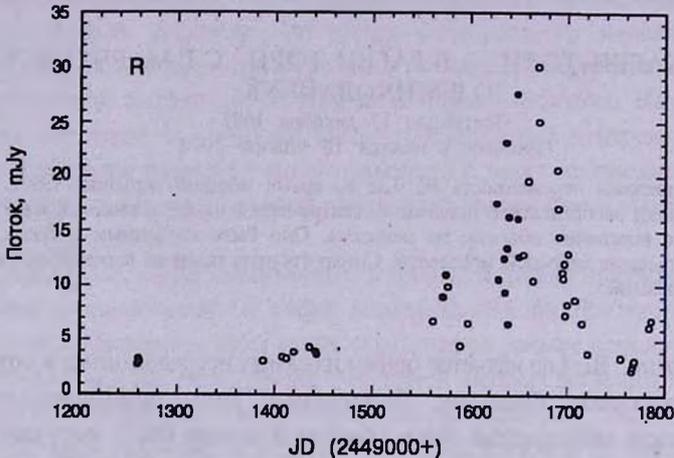


Рис.1. Кривая блеска BL Лас в полосе R (заполненные кружки - данные работы [9], открытые - работы [10].)

Для определения распределения энергии в спектре переменного компонента использовалась неоднократно опробованная нами методика, предложенная в [13] и развитая в [14]. Пусть наблюдаемое излучение состоит из двух компонентов - постоянного и переменного, который определяет фотометрическое поведение объекта на данном временном интервале. Тогда, если относительное распределение энергии переменного компонента не меняется, то в n -мерном пространстве потоков $\{F_1, \dots, F_n\}$ (n - число использованных при наблюдениях цветовых полос) точки, соответствующие наблюдениям, должны лежать на "прямой линии", направляющие тангенсы которой равны отношениям потоков переменного компонента в соответствующих цветовых полосах. (На практике осуществляется попарное сравнение потоков, причем одна из полос выбирается в качестве основной).

В [14] показано, что с очень большой степенью вероятности верно и обратное, то есть если точки, соответствующие наблюдаемым потокам, лежат на диаграммах "поток - поток" на прямых линиях, то можно заключить, что переменный компонент не меняет относительного распределения энергии в спектре и оно дается угловыми коэффициентами прямых. Достоинства и недостатки этой методики подробно обсуждаются в [14]. Большим ее преимуществом является то, что сведения о распределении энергии в спектре

Таблица 1

УСРЕДНЕННЫЕ НА ДАННУЮ ЮЛИАНСКУЮ ДАТУ ЗНАЧЕНИЯ
ПОТОКОВ В mJy

JD 2449000+	F_B	F_V	F_R	F_I
1259	-	1.63	2.76	5.05
1260	0.89	2.07	3.23	6.18
1261	-	1.84	3.00	5.14
1379	-	1.87	-	-
1388	-	-	3.08	-
1408	-	2.07	3.41	-
1412	0.78	2.00	3.29	-
1420	-	-	3.88	-
1436	-	2.81	4.34	-
1442	-	-	3.95	5.14
1443	-	-	3.67	6.53
1444	-	-	-	6.41
1562	-	4.34	6.75	-
1572	-	5.66	8.97	19.72
1575	-	6.93	10.99	19.54
1577	-	6.44	9.93	-
1590	-	-	4.50	-
1598	-	-	6.56	-
1627	5.53	11.51	17.58	29.04
1629	-	7.46	10.59	-
1635	3.46	-	12.50	19.73
1636	-	-	9.40	16.11
1637	8.53	15.31	23.17	(22.86)
1638	-	9.14	13.46	22.86
1639	1.82	4.10	6.50	11.56
1640	-	10.02	16.33	25.76
1648	6.43	13.78	27.61	34.54
1649	4.69	12.79	16.18	31.11
1650	3.74	7.43	12.65	21.35
1652	-	14.89	-	36.56
1655	4.05	8.78	12.88	-
1660	6.65	12.85	19.64	-
1665	3.07	6.81	10.50	-
1670	9.67	20.33	30.11	-
1671	7.64	17.26	25.07	-
1690	6.30	14.26	20.65	-
1691	4.69	10.28	17.10	-
1692	4.67	10.17	14.50	-
1695	3.37	7.11	11.25	-
1696	2.89	6.57	10.70	-
1697	3.42	7.41	12.05	-
1698	2.01	4.65	7.33	-
1700	2.33	5.36	8.29	-
1701	3.67	7.78	12.96	-
1708	2.46	5.51	8.72	-
1715	1.74	4.03	6.60	-
1721	0.92	2.30	3.85	-
1755	0.89	2.21	3.44	-
1766	0.61	1.44	2.30	-
1767	0.68	1.66	2.64	-
1768	0.79	1.89	3.00	-
1769	0.84	2.02	3.20	-
1784	1.72	3.99	6.27	-
1786	1.95	4.46	6.87	-

переменного компонента получаются без знания его вклада в наблюдаемое излучение и каких-либо предположений о свойствах постоянного компонента.

Дополнительная информация о цвете постоянного компонента позволяет в рамках этой двухкомпонентной модели разделить вклады в суммарное наблюдаемое излучение переменного и постоянного компонентов. Действительно, в плоскости потоков $\{F_j, F_i\}$ геометрическим местом точек, соответствующих постоянным компонентам с данным показателем цвета (т.е. отношением потоков F_i/F_j в рассматриваемых полосах), будет исходящий из начала координат луч, угловой коэффициент которого равен этому отношению ($F_i = \alpha_{ij} F_j$, где $\alpha_{ij} = (F_i/F_j)_{\text{const}}$). Очевидно, пересечение этого луча с прямой, проведенной через точки, соответствующие наблюдаемым потокам, даст значения потоков постоянного компонента.

3. *Результаты анализа и их обсуждение.* Результаты попарного сравнения наблюдаемых потоков представлены на рис.2. В качестве основной была выбрана полоса R - в ней получено наибольшее количество наблюдений. Прежде всего отметим, что между данными работ [9] и [10] (они нанесены разными значками) нет систематических различий. Видно, что точки (за исключением одной из них на графике $F_R + F_I$) прекрасно лежат на прямых линиях. Поскольку на графиках $F_R + F_B$ и $F_R + F_V$ эта точка не уклоняется от средних зависимостей, мы считаем, что для нее поток в полосе I ошибочен, и исключаем его из дальнейшего рассмотрения (в табл.1 и на

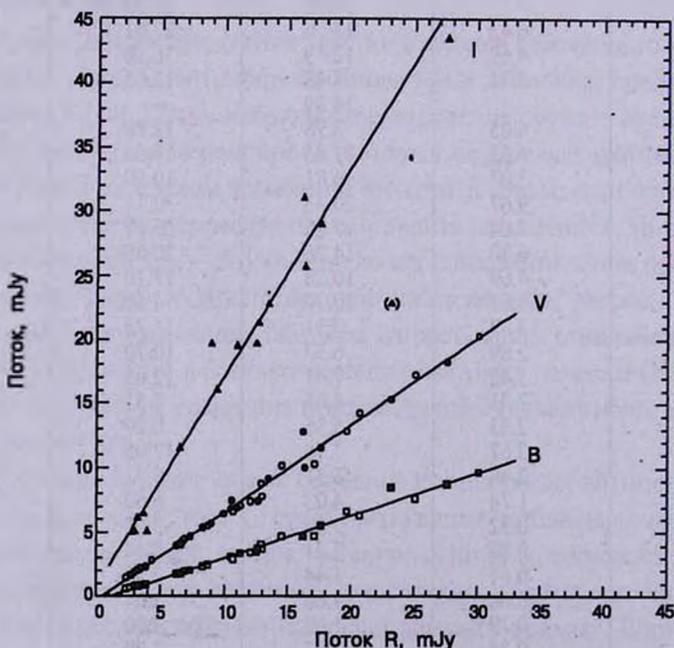


Рис.2. Сопоставление потоков в полосах B , V , I с потоком в полосе R (заполненные кружки - данные работы [9], открытые - работы [10].)

рис.2 величина F_i и уклоняющаяся точка заключены в скобки). Коэффициенты корреляции r_{iR} для каждой из зависимостей приведены во второй строке табл.2. Видно, что они практически равны 1.

Коэффициенты в уравнениях прямых $F_i = \alpha_{iR} F_R + b_{iR}$ ($i = B, V, I$), проведенных методом ортогональной регрессии, предложенным в [15] для случая, когда обе сравниваемые величины содержат случайные ошибки, представлены в третьей и четвертой строках табл.2.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>
$\log \nu$, Hz	14.834	14.737	14.662	14.585
r_{iR}	0.993	0.995	1.000	0.987
$a_{iR} \pm \sigma$	0.332 ± 0.007	0.681 ± 0.008	1.000	1.636 ± 0.037
$b_{iR} \pm \sigma$, mJy	-0.360 ± 0.092	-0.294 ± 0.111	0.000	0.761 ± 0.450
$a_{iR}^{corr} \pm \sigma$	0.598 ± 0.013	0.827 ± 0.010	1.000	1.250 ± 0.028
$\log(F_i/F_R)^{corr} \pm \sigma$	-0.223 ± 0.009	-0.082 ± 0.006	0.000	0.097 ± 0.010
α_{iR}^{obs}	0.154	0.565	1.000	2.399
$F_{i,corr}^{obs}$, mJy	0.26	0.96	1.84	3.77

Поскольку точки лежат на прямых линиях, можно заключить, что распределение энергии переменного компонента не меняется на рассматриваемом временном интервале, и коэффициенты a_{iR} дают наблюдаемые отношения $(F_i/F_R)^{obs}$. BL Lac имеет малую галактическую широту, так что в величины a_{iR} необходимо внести поправку за покраснение в Галактике. В [8] мы использовали приведенное в [16] значение $A_V = 1^m \cdot 33$ и для определения величин A_i брали нормальную кривую покраснения. Используя эти данные и здесь, получим величины a_{iR} , дающие отношения $(F_i/F_R)^{corr}$ для переменного источника, приведенные в пятой строке табл.2. В шестой строке даются их логарифмы, использованные для построения относительного распределения энергии в спектре переменного источника (точки на рис.3).

Видно, что точки лежат на прямой, и, следовательно, спектр переменного источника степенной. Проведение прямой методом наименьших квадратов дает для величины спектрального индекса значение $\alpha = -1.29 \pm 0.06$. Для сравнения на рис.3 прерывистой прямой нанесено распределение с $\alpha = -1.94$, полученное (с точностью ± 0.07) в [8] для переменного источника, выделенного у BL Lac в 1983-1984гг. при меньшем блеске. Видно, что спектр во вспышке 1997г. более жесткий (это было отмечено и в [9]). Ранее такая же корреляция между мощностью вспышки и спектральным индексом (чем сильнее вспышка, тем более плоский спектр) была найдена нами для блазара OJ 287 [11].

Учитывая большую поляризацию излучения, обычно наблюдаемую у BL Lac [1,2], можно считать, что переменный источник имеет синхротронную

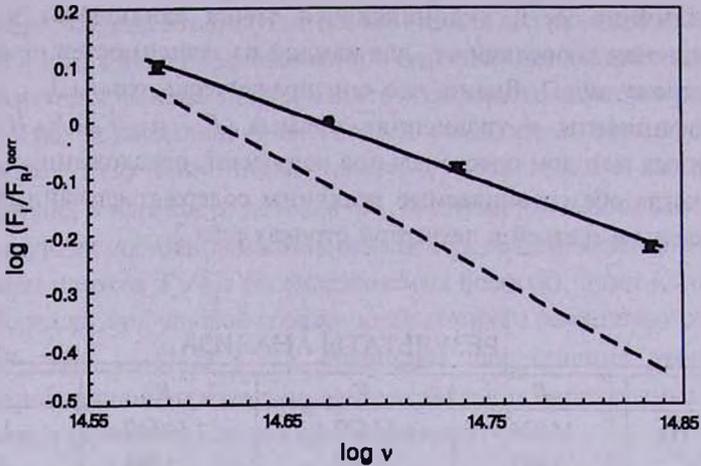


Рис.3. Относительное распределение энергии в спектре переменного источника (точки); сплошная линия - их представление прямой, прерывистая - распределение энергии переменного источника в 1983-1984гг.

природу, а изменение величины спектрального индекса отражает изменение показателя степени в распределении электронов по энергиям в ансамбле, ответственном за излучение.

Необходимо отметить, что наше заключение о неизменности спектрального распределения у переменного источника в ходе вспышки 1997г. противоречит выводу, сделанному в [9], где утверждается, что во время вспышки имела место корреляция между потоком и спектральным индексом. Наш анализ определенно указывает на неизменность последнего (в противном случае на диаграммах “поток-поток” точки не лежали бы на прямых линиях). Нам кажется, что найденная в [9] корреляция связана с не вполне корректным учетом вклада галактической подложки. Авторы [9] пишут, что данные для подстилающей галактики взяты ими из [17], однако в этой работе нет данных для полос R и I , и, по-видимому, авторы [9] получили их интерполированием. Косвенным указанием на неуверенность в учете вклада галактической подложки может служить отмеченный в [9] и никак не объясненный систематический избыток излучения переменного компонента в полосе V .

Мы сделали попытку оценить вклад подстилающей галактики в предположении о том, что это гигантская эллиптическая галактика. Показатели цвета для таких галактик для нулевого красного смещения при отсутствии поглощения даются в [8]. Скорректировав их за поглощение с использованием нормального закона покраснения и величины $A_V = 1^m \cdot 33$, и учтя K -поправку согласно [19], мы нашли наблюдаемые показатели цвета галактики и, следовательно, угловые коэффициенты лучей α_{IR}^{abs} (седьмая строка табл.2). Координаты точек пересечения этих лучей с прямыми, изображенными на рис.2 дают наблюдаемые потоки галактической подложки. Они помещены в последней строке табл.2 (для F_R^{corr} взято среднее из трех полученных значений, остальные

найденны с использованием этого среднего значения и уравнений прямых, нанесенных на рис.2). Найденные нами значения потоков для полос В и V (правда, не слишком надежные) заметно отличаются от приведенных в [17].

Остановимся теперь на рассмотрении цветовой переменности в течение ночи. Данные работы [10] позволяют изучить ее для двух ночей наблюдений: JD 2450690 (7 оценок) и JD 2450698 (4 оценки). В первую из ночей блеск был высоким: $(18 \div 24)mJy$ в полосе R, во вторую - низким: $(7 \div 8)mJy$. На диаграммах "поток-поток" смещения точек, соответствующих последовательным оценкам блеска, в обоих случаях происходит вдоль прямых, проведенных на рис.2. Следовательно, цветовые характеристики переменных компонентов с характерными временами переменности от минут до десятков дней одинаковы, и быстрые изменения можно приписать флуктуациям компонента, меняющего блеск медленно. Разумеется, этот вывод, основанный на небогатом наблюдательном материале, следует рассматривать как сугубо предварительный.

4. *Заключение.* Таким образом, наш анализ цветовой переменности BL Lac во время мощной вспышки в августе 1997г. показывает, что относительное распределение энергии в спектре переменного компонента в ходе вспышки не изменялось. Спектр был степенным, со спектральным индексом (после исправления за покраснение в Галактике) $\alpha = -1.28$, существенно меньшим по абсолютной величине, чем в менее мощной вспышке 1983-1984г.

Неизменность распределения энергии переменного компонента в ходе вспышки, наблюдаемая почти во всех случаях [20], должна приниматься во внимание при разработке моделей оптической переменности активных внегалактических объектов.

Авторы признательны Российскому Фонду Фундаментальных Исследований за финансовую поддержку (грант N 98-02-16609).

Санкт-Петербургский государственный университет,
Стерлитамакский педагогический институт,
Россия

ANALYSIS OF COLOUR VARIABILITY OF BL LAC IN THE OPTICAL REGION DURING ITS OUTBURST IN 1997

V.A.HAGEN-THORN, A.V.HAGEN-THORN, S.G.MARCHENKO,
O.V.MIKOLAICHUK

The colour variability of BL Lac during its powerful outburst in 1997 is investigated. It is found that during the outburst the spectral energy distribution

of the variable component responsible for photometric behaviour of the object was unchanged. It follows power law and is more flat than in other less powerful outbursts. Synchrotron nature of the variable source is without doubt.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Гаген-Торн, С.Г.Марченко, В.А.Яковлева, *Астрон. ж.*, **61**, 925, 1984.
2. В.А.Гаген-Торн, С.Г.Марченко, А.В.Юрченко, В.А.Яковлева, *Астрон. ж.*, **71**, 717, 1994.
3. H.D.Aller, M.F.Aller, P.A.Hughes, *ASP Conf.Ser.*, **110**, 208, 1996.
4. R.L.I.Moore, J.T.McGrew, J.R.P.Angel et al., *Astrophys. J.*, **260**, 415, 1982.
5. C.Brindle, J.H.Hough, J.A.Bailey et al., *Mon.Not. Roy. Astron. Soc.*, **214**, 619, 1985.
6. В.А.Гаген-Торн, С.Г.Марченко, В.А.Яковлева, *Астрофизика*, **22**, 5, 1985.
7. В.А.Гаген-Торн, С.Г.Марченко, В.А.Яковлева, *Астрофизика*, **25**, 485, 1986.
8. В.А.Гаген-Торн, С.Г.Марченко, О.В.Миколайчук, *Астрофизика*, **32**, 429, 1990.
9. J.R.Webb, I.Freedman, E.Howard et al., *Astron. J.*, **115**, 2244, 1998.
10. G.Sobrito, M.Villata, C.M.Ratieri et al., *Blazar data*, **1**, n.5, 1999.
11. V.A.Hagen-Thorn, S.G.Marchenko, L.O.Takalo et al., *Astron. Astrophys.*, **133**, 353, 1998.
12. A.R.G.Mead, K.R.Ballard, P.W.J.L.Brand et al., *Astron. Astrophys.*, **83**, 183, 1990.
13. J.Choloniewski, *Acta Astron.*, **31**, 293, 1981.
14. В.А.Гаген-Торн, *Письма в Астрон. ж.*, **23**, 23, 1997.
15. A.Wald, *Ann. Math. Statistics*, **11**, 284, 1940.
16. P.S.Smith, T.J.Balonek, R.Elston, P.A.Heckert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **64**, 459, 1987.
17. L.M.J.Brown, E.I.Robson, W.K.Gear, V.A.Yakovleva, *Astrophys. J.*, **340**, 129, 1989.
18. R.Buta, S.Mitra, G.de Vaucouleurs, H.G.Corwin, *Astron. J.*, **107**, 118, 1994.
19. Z.Frei, J.E.Gunn, *Astron. J.*, **108**, 1476, 1994.
20. V.A.Hagen-Thorn, S.G.Marchenko, V.A.Yakovleva, A.V.Hagen-Thorn, In "Active Galactic Nuclei and Related Phenomena". Eds. Y.Terzian, D.Weedman, E.Khachikian, *ASP Publisher*, 384. 1999.

УДК: 524.3-355

О НАБЛЮДЕНИИ АВРОРАЛЬНОЙ ЛИНИИ [OIII] λ 4363 В СПЕКТРЕ KAZ163

М.А.КАЗАРЯН

Поступила 19 ноября 1999

Принята к печати 1 марта 2000

Приведены результаты спектральных наблюдений, проведенных на 6-м телескопе CAO в 1982г. для ядра компонента S-галактики Kaz163. Определены эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины эмиссионных линий. Определены также электронная температура, электронная плотность и масса газовой составляющей ядра. Полуширины и эквивалентные ширины в промежутке времени наблюдений с 31 октября 1981г. до 28 мая 1982г. менялись почти в два раза. В течение этого же времени интенсивность авроральной линии [OIII] λ 4363 довольно сильно увеличилась.

1. *Введение.* Одна из галактик из списка [1], порядковый номер которой 163, является галактикой типа Sy1. В литературе ее принято называть Kaz 163. Она изучена многими авторами разными методами. В [1] приведена спектрально-морфологическая (SM) характеристика sd1, указывающая на ее сильный УФ-избыток.

Снимок, полученный для нее в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории (масштаб 1мм \approx 20"), показывает, что она является тесно-двойной галактикой с северным и южным компонентами. Расстояние между этими компонентами примерно равно 11 кпк при $H=75$ км/с Мпк. Первая из них является эллиптической галактикой, а вторая - компактной, со звездообразным ядром. Репродукция этого снимка приведена в [2]. В [2] северный и южный компоненты обозначены буквами N и S соответственно.

Первые спектры для этой галактики получены автором 31 октября 1981г. на 6-м телескопе CAO АН России, со спектрографом UAGS. Спектры показали, что компонент S является галактикой типа Sy1, N - нормальной эллиптической галактикой. Подробные данные, полученные из этих наблюдений, приведены в [2]. Компонент S одновременно является рентгеновским источником [3,4].

Подробное *UBV*-исследование галактики Kaz 163 выполнено в [5], где приведены интегральные величины *B* и показатели цветов *U-B*, *B-V* для всей галактики в целом, а также для ее компонентов и их ядер. Галактика имеет голубой цвет, показатели цвета ядра южного компонента $U-B = -0^m.63$ и $B-V = +0^m.42$, типичные для сейфертовских ядер.

Что касается северного компонента, то его фотометрические характеристики

типичны для нормальных эллиптических галактик.

Эти результаты говорят о том, что, хотя и Kaz 163 является тесно-двойной галактикой, компоненты которой, по всей вероятности, образовались одновременно, но по активности они сильно отличаются друг от друга. Кроме того, спектр компонента S является переменным [6,7].

В настоящей работе приводятся новые результаты о переменности спектра компонента S галактики Kaz 163, а также определение значений некоторых физических величин его газовой составляющей.

2. Наблюдательный материал. 27 мая 1982г. на 6-м телескопе с тем же спектрографом, отмеченным выше, получены два спектра, каждый из которых охватывает область примерно $\lambda\lambda$ 4320–5750Å. Данные о них до сих пор не были опубликованы. При получении спектров в качестве регистрирующей установки был использован многоканальный спектрофотометр (сканер) 6-м телескопа САО. Спектры получены с дисперсией 100Å/ММ. Время накопления каждого из них было 10 мин., ширина щели спектрографа – 0".9.

3. Контуры, эквивалентные ширины и относительные интенсивности линий. В отмеченном диапазоне спектра компонента S наблюдаются эмиссионные линии [OIII]λ 5007, 4959, H_β, H_γ, H_δ 4686 [OIII]λ 4363, H_γ и H_δ. Для определения эквивалентных ширин этих линий были построены их контуры. На рис.1 приведены контуры линий [OIII]λ 5007,

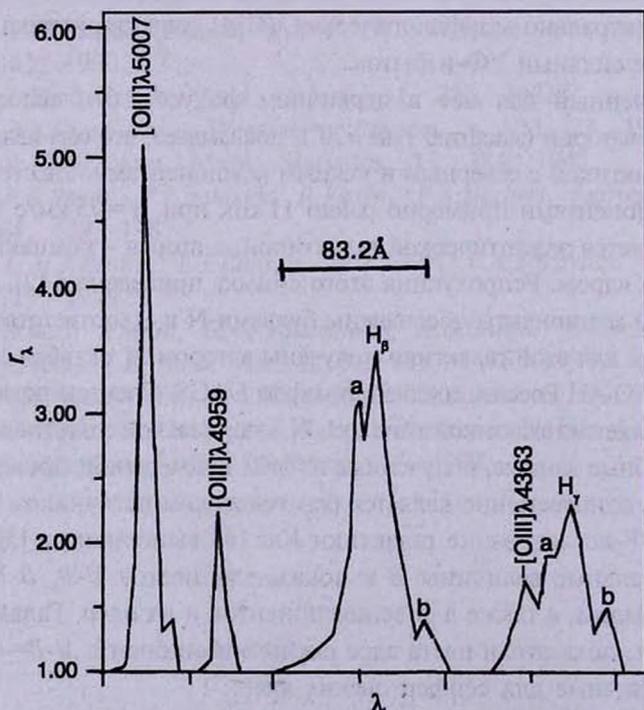


Рис.1. Контурсы линий [OIII]λ 5007, 4959, H_β и H_γ.

4959, H_β и H_γ . С H_γ сливается авроральная линия [OIII] λ 4363, так как в спектре компонента S разрешенные линии, в том числе и H_γ , очень широкие. На контуре H_γ хорошо выделяется пик линии [OIII] λ 4363. В табл.1 приведены эквивалентные ширины линий, каждая из которых является средним значением двух наблюдений. В табл.1 приводятся также

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ, ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОЛУШИРИНЫ ЛИНИЙ

Элемент	λ_0	31.10.1981			28.05.1982		
		$W_\lambda(\text{\AA})$	I_λ/I_{H_β}	$FWHM(\text{км/с})$	$W_\lambda(\text{\AA})$	I_λ/I_{H_β}	$FWHM(\text{км/с})$
[OIII]	5007	90	0.66	590	38.7	0.64	1170
[OIII]	4959	28	0.23	430	12.4	0.21	1170
HI	4861	125	1.0	1100	64.7	1.00	3500
HeII	4686	+	+	+	6.9	0.13	1600
[OIII]	4363	50	0.45	1830	42.1	0.96	3790
HI	4340						
HI	4102	29	0.34	1000	13.1	0.24	2000

относительные интенсивности и полуширины FWHM-линий. Они, как и эквивалентные ширины, являются средними значениями двух наблюдений. При определении относительных интенсивностей были учтены коэффициенты спектральной чувствительности системы наблюдения. Для этого на том же телескопе, с той же аппаратурой наблюдалась звезда Korf-27, распределение энергии в спектре которой приведено в [8]. В табл.1 для сравнения приведены такие же данные вышеотмеченных наблюдений, проводимых в той же системе в 1981г.

4. *Электронная температура, электронная плотность и масса газовой составляющей.* Как уже отмечено, в спектре компонента S линия [OIII] λ 4363 сливается с линией H_γ , поэтому их относительные интенсивности в табл.1 приведены вместе и равны 0.96. Это значение почти в два раза больше теоретического значения относительной интенсивности линии H_γ , $I_{H_\gamma}/I_{H_\beta} = 0.5$, при модели "B" газовых туманностей. Учитывая это значение, доля относительной интенсивности линии [OIII] λ 4363 будет 0.46.

Как известно, отношение суммы интенсивностей линий [OIII] $\lambda\lambda$ 5007 (N_1), 4969 (N_2) к интенсивности авроральной линии [OIII] λ 4363 является функцией от электронной температуры (T_e) и электронной плотности (n_e). В случае S-компонента значение отношения $I_{N_1+N_2}/I_{\lambda 4363}$ примерно равно 1.85. Такое низкое значение можно ожидать в случае, когда n_e очень велико, $n_e > 10^7 \text{ см}^{-3}$. При таких электронных плотностях отношение $I_{N_1+N_2}/I_{\lambda 4363}$ зависит только от T_e и из соответствующей формулы T_e определяется

однозначно. Эта формула приводится в [9] и имеет вид:

$$I_{N_1+N_2}/I_{\lambda 4363} = 0.00753 e^{33000/T_e}$$

По этой формуле газовой составляющей компонента S, определена электронная температура, которая равна примерно $T_e=10400$ K

Теперь обсудим вопрос о том, какое может быть наивероятное значение электронной плотности в условиях газовой составляющей компонента S.

Для возникновения линии [OIII] λ 4363 с наибольшей интенсивностью, очевидно, необходимо, чтобы в состоянии 1S_0 число ионов было наибольшее. Для этого среда должна иметь высокую электронную температуру и такую электронную плотность, чтобы удары второго рода не влияли на интенсивность линии [OIII] λ 4363. Нам известна электронная температура, а также то, что $n_e > 10^7$ см $^{-3}$, т.е. остается выбрать подходящее значение для n_e . Таким значением может быть критическая плотность деактивизации ударами состояния 1S_0 иона OIII, спонтанные переходы с которого на состояние 1D_2 приводят к возникновению линии [OIII] λ 4363. В работе [10] для этого состояния приводится $n_{cr} = 3 \times 10^7$ см $^{-3}$. Именно ее можно принять в качестве наивероятнейшего значения электронной плотности газовой составляющей компонента S галактики Kaz 163, так как при этой плотности деактивизация ударами состояния 1S_0 будет минимальной. Однако при такой плотности сильно ослабеют линии N_1 и N_2 , так как критическая плотность деактивизации ударами состояния 1D_2 иона OIII, при спонтанных переходах из которого вниз в состояние $^3P_{2,1}$ излучаются эти линии, примерно в 43 раза меньше [10], чем отмеченная плотность. Поэтому в случае ядра компонента S отношение $I_{N_1+N_2}/I_{\lambda 4363}$ имеет такое низкое значение. Разумеется, что данные значений электронной температуры принадлежат газовой составляющей ядра компонента S. В [5] для ядра этого объекта приводится также звездная величина в цвете $V=15^m.37$. Используя эти данные, можно определить массу его газовой составляющей методом, приведенным в [11]. Радиус эффективного объема газовой составляющей ядра с такими n_e и T_e будет примерно равен $r_{eff} = 0.05$ пк, а ее масса, $M = 330 M_{\odot}$. Обе величины очень малы.

5. *Обсуждение результатов.* Из рис.1 видно, что каждая из линий H_{β} и H_{γ} имеет два компонента, обозначенных через a и b , скорости смещений от центрального пика которых примерно равны $V_a = 680$ км/с и $V_b = -1380$ км/с соответственно. Эти величины являются средними значениями двух наблюдений, первая из которых на 6% отличается для каждого значения, полученного из наблюдений, а вторая - на 9%. В [2], где приводятся результаты наблюдений 1981г., в широкой части каждой из линий H_{α} , H_{β} и H_{γ} также наблюдались по два компонента, которые на их контурах обозначены цифрами I и II. Компонент I наблюдается также в линиях N_1 и N_2 . Смещения компонента b из рис. 1 и компонента II из работы [2] незначительны и в пределах ошибок совпадают, т.е. можно считать, что b - это тот же компонент II, который

сохранился в течение семи месяцев, начиная с первого наблюдения, 31 октября 1981г. до 28 мая 1982г. Компонент I, который наблюдался в 1981г., исчез, но у линий H_{β} и H_{γ} , наблюдававшихся в 1982г., появился новый компонент α . Интересно, что компонент II наблюдается только у разрешенных линий; это говорит о том, что физические условия газовой составляющей данного образования были неблагоприятными для излучения запрещенных линий. По всей вероятности, это можно объяснить высокой плотностью газовой составляющей этого образования (по-видимому, она выше, чем 10^9 см^{-3}). Что касается компонента I, наблюдавшегося в 1981г., то у образования, которое излучает этот компонент, плотность газа была сравнительно низка, так как в его спектре наблюдались как разрешенные, так и запрещенные линии. По всей вероятности, в течение 7 месяцев это образование сильно ослабело.

Спектры, полученные автором 30 сентября 1984г. на 6-м телескопе САО, показали, что у линий H_{α} , N_1 , N_2 , H_{β} и H_{γ} не наблюдались компоненты, они исчезли [6]. Дальнейшие спектральные исследования, проведенные в разных обсерваториях мира до 1993г., также показали, что у вышеотмеченных линий больше компонентов нет.

Появление компонентов у линий H_{α} , N_1 , N_2 , H_{β} и H_{γ} и др. говорит о том, что они являются следствием выброса, который произошел в ядре S. По всей вероятности, из ядра выбрасывались компактные образования в разных направлениях от центра, имеющие разные массы и светимости. Спектры ярчайших из них появились в наших наблюдениях, причем у линий они появились в виде компонентов.

Время взрыва должно быть близко к наблюдательному времени, проводимому 31 октября 1981г. В пользу этого предположения говорит развитие спектра ядра компонента S после 1981г. В течение примерно 7 месяцев, до 28 мая 1982г. в его спектре произошли сильные изменения, которые хорошо видны из табл.1. Эквивалентные ширины линий уменьшались в два раза, полуширины, наоборот, увеличились примерно во столько же раз, в линии, H_{β} даже более, чем три раза. Линии H_{γ} и $[OIII]\lambda 4363$ сливаются, поэтому в табл.1 их данные приведены вместе. Из этого можно сделать вывод, что в течение 7 месяцев интенсивность линии $[OIII]\lambda 4363$ увеличилась, поэтому суммарная эквивалентная ширина, в отличие от других линий, мало изменилась. В предыдущем параграфе уже было сказано об относительных интенсивностях этих линий. В течение отмеченного времени сильно изменилась также относительная интенсивность линии $HeII \lambda 4686$, она после 1982г. осталась почти постоянной [7]. Быстрое изменение интенсивности линий $HeII \lambda 4686$ и $[OIII]\lambda 4363$ естественно, так как среди наблюдававшихся линий именно они являются самыми чувствительными относительно переменности физических условий в ядре компонента S. Относительные интенсивности остальных линий в пределах

ошибок не менялись.

Таким образом, стадия развития спектра ядра компонента S галактики Kaz 163 продолжалась больше 7 месяцев и, имея в виду дальнейшее развитие спектров, охватывающих весь наблюдательный период, можно сказать, что сделанное выше предположение о времени выброса в ядре компонента S справедливо, т.е. время выброса близко ко времени, когда был получен его первый спектр (1981г.).

В предыдущем параграфе для газовой составляющей ядра компонента S галактики Kaz 163 была получена масса примерно $300 \varpi_{\odot}$, которая довольно небольшая и содержится в объеме с весьма маленьким радиусом, $r_{\odot} = 0.05$ пк. Примерно такая же масса ($300 \varpi_{\odot}$), по информации Э.Е.Хачикяна, была получена у ядра галактики Mrk 6, однако этот результат до сих пор не опубликован. Взрыв у ядра Mrk 6 наблюдали Э.Е.Хачикян и Д.В.Видман в 1969г. [12]. В этой же работе они оценили массу, выброшенную из ядра Mrk 6, и оценили ее примерно в $1 \varpi_{\odot}$. В [13] довольно подробно изложены структуры спектров ядра Mrk 6 до взрыва и после взрыва. Развитие его спектра после взрыва очень похоже на развитие спектра ядра компонента S галактики Kaz 163.

Ереванский государственный университет,
Армения

ON THE OBSERVATION OF THE AUORORAL LINE [OIII] λ 4363 IN THE SPECTRUM OF GALAXY Kaz 163

M.A.KAZARIAN

The results of the spectral observations, which have been made with the 6-m telescope of SAO in 1982 for the nucleus of the component S of galaxy Kaz 163 are presented. The equivalent widths, relative intensities and FWHM of the emission lines are obtained. Electron temperature, electron density and a mass of gaseous component of the nucleus are also obtained. The equivalent widths and FWHM in the time interval of the observations from 31 October in 1981 to 28 May in 1982 was varied approximately in two time. In this interval of the time the intensity of the auroral line [OIII] λ 4363 was increased strongly.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, **15**, 193, 1979.
2. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, **19**, 411, 1983.
3. *G.A.Kriss, C.R.Canizares*, *Astrophys. J.*, **261**, 51, 1982.
4. *P.Veron-Cetty, P.A.Veron*, *Sci. Rep. ESO*, **1**, 1984.
5. *М.А.Казарян, В.С.Тамазян*, *Письма в Астрон. ж.*, **10**, 11, 815, 1984.
6. *М.А.Казарян, В.С.Тамазян, Э.Л.Карапетян*, *Астрофизика*, **31**, 319, 1989.
7. *М.А.Казарян, П.Рафанели, В.С.Тамазян, М.Туратто*, *Астрофизика*, **37**, 5, 1994.
8. *R.P.S.Stone*, *Astrophys. J.*, **218**, 767, 1977.
9. *В.В.Соболев*, *Курс теоретической астрофизики*, Наука, М., 1975.
10. *D.E.Osterbrok, W.G.Mathews*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **24**, 171, 1986.
11. *Э.А.Дибай, В.И.Проник*, *Астрофизика*, **1**, 78, 1965.
12. *Е.У.Khachikian, D.W.Weedman*, *Astrophys. J.*, **164**, L109, 1971.
13. *Э.Е.Хачикян, В.Н.Попов, А.Е.Егуизарян*, *Астрофизика*, **18**, 541, 1982.



УДК: 524.74

РАЗМЕРЫ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

Л.К.ЕРАСТОВА

Поступила 4 ноября 1999

Принята к печати 20 января 2000

Диаметры активных галактик сопоставлены с диаметрами обычных галактик. Показано, что в пределах тех же светимостей они явно не отличаются друг от друга. Звездообразные активные галактики имеют любые возможные светимости в выборках активных галактик. Родительские галактики квазаров имеют разные диаметры и по размерам могут быть как эллиптическими, так и спиральными.

1. *Введение.* Активные образования в галактиках, как то сейфертовские ядерные области галактик, вспышки звездообразования в них, изолированные НП - области и др., выделяют эти галактики среди обычных галактик в особую популяцию активных галактик. Однако по интегральным характеристикам активные галактики как будто явно не выделяются среди нормальных обычных галактик. Имеются в виду такие интегральные характеристики, как морфологический тип, светимость, звездная составляющая всей галактики, ее поверхностная яркость, степень компактности или звездообразности. Так, например, они могут иметь самые разные морфологические типы - могут быть спиральными, эллиптическими, иррегулярными, хотя их пропорции могут быть отличными для выборки активных галактик [1,2]. Правда, среди активных галактик много пекулярных, что создает затруднение в определении морфологического типа. Они перекрывают все классы светимостей, начиная от самых слабых с $M = -12^m$, вплоть до светимостей ярких сейфертовских галактик. Изучение активности сильно отодвинуло границу предела светимостей галактик до светимостей квазаров.

С давних пор замечено, что компактность может являться признаком активности. Вспомним Ф.Цвикки с его списками компактных эруптивных и постэруптивных галактик. Только в обзоре Маркаряна более 100 галактик имеют номера Цвикки, т.е. являются компактными. Однако среди компактных галактик много и таких, которые не проявляют никаких признаков активности. Высокая поверхностная яркость галактик также часто сопутствует активности и является основным критерием в обзоре активных галактик Аракеляна [3].

До недавнего времени данные о размерах активных галактик были чрезвычайно скудными и разнородными - относились к разным предельным изофотам или сводились к оценкам по картам Паломарского обозрения.

Сейчас количество однородных данных о диаметрах как активных, так и обычных галактик неуклонно растет. В данной работе мы попытались сопоставить размеры активных и обычных галактик. Сделана попытка оценить размеры родительских галактик для совокупности квазаров.

2. Размеры активных галактик. В работе [4] была изучена выборка активных галактик из двух списков обзора Мичиганского университета и определены линейные размеры каждой галактики, используя видимые угловые диаметры для B - величин на крайней изофоте $B = 25^m.0 / \text{кв.с}$ для $H = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ и $q = 0.5$. Выборка галактик из четвертого и пятого Мичиганских списков содержит 167 галактик. В этом обзоре хорошо прослеживается тенденция активных галактик иметь небольшие размеры. Медианный размер составляет 9.1 кпк. Более того, если размер галактики превышает 15 кпк, то галактика, как правило, является сейфертовской или галактикой с мощной вспышкой звездообразования в ее центре. Но большая часть галактик имеет весьма скромные размеры в пределах 10 кпк.

Похожий результат получен также для выборки 170 галактик из первых двух списков Кейз - обзора [5]. Медианный диаметр галактик выборки составляет 9.4 кпк. Наибольшая галактика в выборке имеет 36 кпк в диаметре и является сейфертовской.

Заметим, что размеры нашей Галактики и М31 около 25-30 кпк.

Распределение диаметров спиральных галактик из каталога Нильсона - UGC - показывает, что средний размер спиральной галактики 24 кпк, т.е. эта выборка выделяет абсолютно яркие галактики и более 50% из них превышают этот размер.

На рис.1 приведена зависимость между абсолютными звездными величинами галактик и их диаметрами, где квадратиками нанесены данные о диаметрах галактик из обзора Мичиганского университета [4]; кружочками - диаметры объектов Кейз-обзора [5]. Показательно, что эта зависимость справедлива и для других - неактивных галактик. Ромбиками и перевернутыми треугольниками нанесены данные из работы [6] для галактик ранних морфологических типов из скопления Дева, куда вошли отдельные активные галактики, и для обычных эллиптических галактик [7], а треугольниками обозначены пять карликовых спиральных галактик из работы [8]. При этом видно, что если для галактик малой светимости диапазон допустимых диаметров относительно невелик, то для ярких галактик он уже значителен. Встречаются галактики размером десятки кпк.

Понятно, что нижняя огибающая этого распределения ограничена разрешающей способностью телескопов, а также слабыми звездообразными галактиками. Однако существует преимущественное значение диаметра для галактики определенной светимости. Ограничение же сверху, по-видимому, определяется физическими причинами. Допустим, на низкой светимости мы хотели бы увидеть галактику большого диаметра. В этом случае она должна иметь очень низкую поверхностную яркость, может быть ниже $25^m.0 / \text{кв.с}$, то

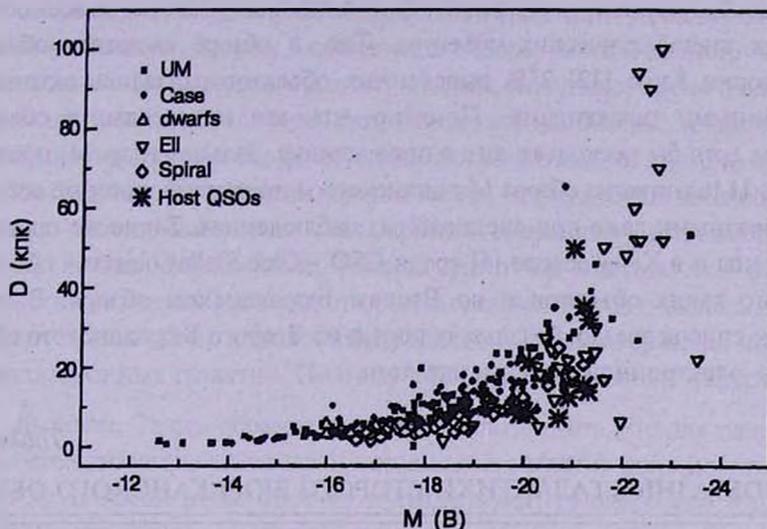


Рис.1. Зависимость между абсолютной звездной величиной галактики и ее диаметром. Объяснения в тексте.

есть будет еле видна в оптике. Это будут большие слабосветящиеся образования, которые трудно обнаружить.

Таким образом, эта диаграмма показывает, какие галактики мы в состоянии увидеть в видимом диапазоне. Верхняя пустая часть диаграммы определяет область больших слабосветящихся внегалактических объектов. О существовании таких объектов говорят исследования абсорбционных спектров квазаров [9].

В выборке активных галактик Маркаряна [10] представлены галактики всех возможных светимостей. Поэтому можно ожидать, что они имеют в среднем и большие размеры. Однако пока для них нет хороших однородных данных. Тенденция же активных галактик иметь небольшие размеры в отдельных выборках скорее объясняется свойствами этих выборок.

Заметим, что в данном разделе рассматриваются галактики до красных смещений, не превышающих $z=0.1$.

Как хорошо видно из рис.1, для каждой данной светимости размеры активных и нормальных галактик практически не отличаются друг от друга. Если такие отличия существуют, то они более тонкие.

На рис.1 звездочками нанесены также размеры нескольких родительских галактик у квазаров, определенные по снимкам с телескопом Хаббла [11]. Видно, что родительские галактики имеют высокие светимости, но по их размерам трудно определить, являются ли они эллиптическими или спиральными.

3. *Звездообразные галактики.* Как было отмечено в [2], среди активных галактик имеются полностью конденсированные галактики, иногда практически не отличающиеся от звезд.

Звездообразные или звездоподобные галактики встречаются во всех обзорх активных внегалактических объектов. Так, в обзоре звездных объектов обсерватории Кисо [12] 25% выделенных объектов оказались активными эмиссионными галактиками. Понятно, что это не звезды, а объекты, имеющие хотя бы несколько кпк в поперечнике. Зальцер и др. [4] приводят перечень 11 галактик из обзора Мичиганского университета, которые остаются звездообразными даже при специальных наблюдениях. Такие же галактики обнаружены и в Кейз-обзоре [5] среди CSO - Case Stellar objects - объектов.

Много таких объектов и во Втором Бюраканском обзоре. В табл.1 приведен список звездообразных галактик из Второго Бюраканского обзора согласно электронной версии каталога.

Таблица 1

ЗВЕЗДООБРАЗНЫЕ ГАЛАКТИКИ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА

N	SBS	D''	z	m	M	Обзор. тип	Физ. Тип	D(кпк)
1	0805+607	5	0.0313	18.5	-17.4	s1, BSO	LINER	3.0
2	0919+515	8	0.1610	17	-22.4	s1	Sey1	25.0
3	0924+495	10	0.1145	17	-21.6	s1	Sey1	22.2
4	0946+555	8	0.0627	17.5	-19.8	s1, BSO		9.7
5	0951+518	8	0.1296	18	-20.9	s1, BSO		20.1
6	0956+509	6	0.1432	17	-22.1	s1, BSO	Sey1	16.7
7	1055+605	7	0.1490	17.2	-22.0	s1	Sey1	20.1
8	1105+559	7	0.0483	18	-18.7	s1		6.6
9	1106+500B	8	0.0482	17	-19.7	s1, BSO		7.5
10	1120+586B	5	0.0377	18.5	-17.7	s1, BSO		3.6
11	1121+606	7	0.2061	18	-21.9	s1	Sey1	28.0
12	1122+575	7	0.0062	17.5	-15.0	ds2e		0.84
13	1122+610	5	0.0337	18.5	-17.5	se	BCDG	3.3
14	1123+598	6	0.1133	18	-20.6	s1, BSO		13.2
15	1124+610	7	0.0345	17	-19.0	ds1e	LINER	4.7
16	1132+578	5	0.0316	18.5	-17.3	sd1e	BCDG	3.1
17	1136+595	6	0.1121	17	-21.6	s1e	Sey1	13.0
18	1136+594	9	0.0587	16	-21.1	s1e	Sey1.5	10.2
19	1212+558	7	0.1385	17.5	-21.5	s1e	Sey1	18.8
20	1213+549A	8	0.1505	16.5	-22.7	s1, BSO	Sey1	23.3
21	1214+554	6	0.1768	18.5	-21.0	s1, BSO		20.6
22	1217+528	7	0.0591	17	-20.1	s1		8.0
23	1217+560	7	0.1076	18.5	-19.9	s1, BSO	Sey2	14.6
24	1219+539	6	0.1217	18	-20.7	s1, BSO		14.2
25	1220+544	10	0.1564	16.5	-22.8	s1e	Sey1.5	30.3
26	1258+569	7	0.0719	17	-21.2	s1	Sey2	9.8
27	1353+564	9	0.1223	16.5	-22.2	s1	Sey1	21.3
28	1438+594	7	0.0293	17	-18.6	s1	BCG	4.0
29	1516+579	6	0.0408	18	-18.4	BSO		4.7
30	1528+529	5	0.0785	17	-20.8	s1		7.6

В таблице в последовательном порядке приведены: порядковый номер объекта; название во Втором Бюраканском обзоре; угловой диаметр галактики по синей карте Паломарского атласа; красное смещение; оценочная голубая звездная величина; абсолютная звездная величина, обзорный тип согласно классификации Маркаряна; физический тип галактики; ее диаметр в кпк для $H=75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$. Из таблицы хорошо видно, что подобные звездообразные галактики - аналог квазаров на малых красных смещениях - встречаются среди галактик любых светимостей. Можно было бы считать это отличием морфологии активных галактик от обычных галактик поля, однако никто не проводил специальных поисков абсорбционных звездообразных или очень конденсированных галактик. Поэтому пока вопрос остается открытым.

4. *Выводы.* Таким образом, можно констатировать, что для одинаковых светимостей диаметры активных и нормальных галактик явно не отличаются друг от друга. Если такие отличия и существуют, то они более тонкие.

Среди активных галактик выделяется особый тип звездообразных или очень конденсированных галактик. Если мы формально измерим их диаметры, понятно, что они лежат реально ниже этих значений. Они появляются в любых обзорах активных внегалактических объектов, начиная с Первого Бюраканского обзора и имеют самые разные светимости.

Благодарю рецензента за полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

THE DIMENSIONS OF ACTIVE GALAXIES

L.K.ERASTOVA

The diameters of active galaxies are compared with the diameters of normal galaxies. It's shown, that they do not obviously differ from each other for the same luminosities. The stellar - like active galaxies have any possible luminosities in the samples of active galaxies. Host galaxies of QSOs may have different dimensions and may be elliptical or spiral galaxies according to its diameters.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.Е.Хачикян, Д.Видман, *Астрофизика*, 5, 113, 1969.
2. Б.Е.Маркарян, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 13, 627, 1977.
3. М.А.Аракелян, *Сообщ. Бюраканской обсерв.*, 47, 3, 1975.
4. J.J.Salzer, G.M.MacAlpine, T.A.Boroson, *Astrophys.J., Suppl. Ser.*, 70, 479, 1989.
5. J.J.Salzer, J.W.Moody, J.L.Rosenberg, S.A.Gregory, M.V.Newberry, *Astron.J.*, 109, 2376, 1995.
6. N.Caon, M.Capaccioli, R.Rampazzo, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 86, 429, 1990.
7. R.F.Peletier, R.L.Davies, G.D.Illingworth, L.E.Davies, M.Cawson, *Astron. J.*, 100, 1091, 1990.
8. J.M.Schombert, R.A.Pildis, Jo A.Eder, A.Oemler, *Astron. J.*, 110, 2067, 1995.
9. E.E.Salpeter, G.Lyle Hoffman, *Astrophys. J.*, 441, 51, 1995.
10. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, Л.К.Ерастова, А.И.Шаповалова, *Сообщ. САО*, 62, 1989, с.117.
11. P.J.Boyce, M.J.Disney, J.C.Blades, A.Boksenberg, P.Crane, J.M.Deharveng, F.D.Macchetto, C.D.Mackay, W.B.Sparks, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 298, 121, 1998.
12. G.W.Darling, G.Wegner, *Astron. J.*, 108, 2025, 1994.

МЛЕЧНЫЙ ПУТЬ КАК ГАЛАКТИКА

В.П.РЕШЕТНИКОВ

Поступила 17 ноября 1999

Принята к печати 10 декабря 1999

На основе литературных данных, а также при предположении, что Млечный Путь удовлетворяет соотношению Талли-Фишера, суммируются основные фотометрические и кинематические характеристики Галактики. Показано, что по совокупности крупномасштабных свойств Млечный Путь является нормальной L^* - галактикой. Вклад скрытой массы в пределах оптического диска Млечного Пути, по-видимому, не превышает 30%. Среди относительно близких объектов отобрано 5 спиральных галактик, которые по своим характеристикам похожи на Млечный Путь.

1. *Введение.* Мы находимся в звездной системе, называемой Млечный Путь или Галактика. Галактика активно исследуется на протяжении уже, по крайней мере, двух столетий, однако во многих отношениях она изучена еще плохо (в качестве обзоров см., например, [1,2]). Основной проблемой является то, что Солнце расположено внутри Млечного Пути, вблизи его плоскости, и поэтому многие крупномасштабные характеристики (например, светимость, показатели цвета, кривая вращения и т.п.), легко определяемые у других галактик, для него известны недостаточно хорошо.

В данной заметке, руководствуясь предположением о том, что Млечный Путь является *типичной* спиральной галактикой, удовлетворяющей эмпирическим соотношениям, установленным по наблюдениям других галактик, мы суммируем его основные крупномасштабные фотометрические и кинематические характеристики. Будет показано, что современные наблюдательные данные не противоречат предположению о том, что Млечный Путь является вполне ординарной спиральной галактикой Sb-Sc типа.

2. *Характеристики диска и балджа.* 2.1. *Диск Млечного Пути.* Крупномасштабная структура звездного диска Галактики обычно моделируется в виде двойного экспоненциального диска, описываемого следующим распределением плотности:

$$\rho(R, z) = \rho_0 \times \exp\left(-\left(R/h_R + z/h_z\right)\right),$$

где ρ_0 - центральная плотность, h_R - масштаб распределения плотности вдоль радиуса, а h_z - масштаб распределения в направлении, перпендикулярном плоскости диска. Оценкам экспоненциальных масштабов h_R и h_z посвящено

множество статей. Наиболее часто для этих оценок используются звездные подсчеты в оптическом и инфракрасном диапазонах, поверхностная фотометрия Млечного Пути в разных цветовых полосах (как наземная, так и выполненная с помощью космических аппаратов), изучение кинематики звезд в окрестности Солнца, исследование толщины слоя нейтрального водорода. Мы не будем делать подробный анализ разных методов, а просто суммируем их основные результаты.

Большинство современных оценок вертикального масштаба h_z вблизи Солнца дают значения в диапазоне 0.2-0.3 кпк (например, [3,4]). Разброс значений h_R гораздо больше. Например, в приведенной Кентом и др. [3] подборке данных разных авторов значения h_R варьируются от 1.8 кпк до 6 кпк. Причин столь большого разброса - помимо ошибок используемых методов - несколько. Например, ван дер Круит [5] для определения радиального масштаба использует найденное им отношение h_R/h_z и величину $h_z = 0.325$ кпк. При принятом им завышенном значении h_z он получил и завышенное значение $h_R = 5.5 \pm 1.0$ кпк. Уменьшение величины h_z до 0.25кпк приводит и к уменьшению значения радиального масштаба - $h_R = 3.9 \pm 1.0$ кпк [6]. Дополнительный разброс вносит также использование в работах разных авторов отличающихся значений расстояния Солнца до центра Галактики - R_\odot (как правило, в пределах 7.5-9кпк). Кроме того, полученные в разных спектральных диапазонах масштабы могут систематически отличаться из-за существования радиальных градиентов возраста и металличности звездного населения диска Млечного Пути, а также влияния поглощения пылью. В других галактиках такое систематическое отличие действительно наблюдается. Например, для 22 спиральных галактик типа Sab и позднее де Гриз [7] нашел, что $h_R(B)/h_R(K) = 1.65 \pm 0.41$. Исследование 37 спиральных галактик Sb и Sc типов показало, $h_R(B)/h_R(K) = 1.49 \pm 0.29$ [8,9].

На рис.1 мы собрали более двух десятков независимых определений радиального масштаба Млечного Пути, упорядоченных в соответствии с годом публикации работы (большая часть соответствующих ссылок приведена в работах [3,6,10]). Там, где это было возможно, величины h_R приведены к $h_z = 0.25$ кпк и к принятому нами значению $R_\odot = 7.5$ кпк. Непрерывной прямой на рисунке показано арифметическое среднее всех измерений - $\langle h_R \rangle = 3.3 \pm 1.1(\sigma)$ кпк. Медианное значение (3.0кпк) мало отличается от среднего. Ограничиваясь данными только девятидесятых годов, мы получаем близкое среднее значение - $\langle h_R \rangle = 3.1 \pm 0.9(\sigma)$ кпк. Измерения в инфракрасном диапазоне в пределах разброса индивидуальных значений не показывают значимого отличия от данных в оптической области. Можно отметить также небольшой систематический тренд оценок h_R - в последние годы, в среднем, получаются меньшие значения радиального масштаба. Суммируя приведенные выше данные, можно заключить, что наиболее вероятным значением радиального масштаба звездного диска Млечного Пути является $h_R = 3 \pm 1$ кпк (см. также

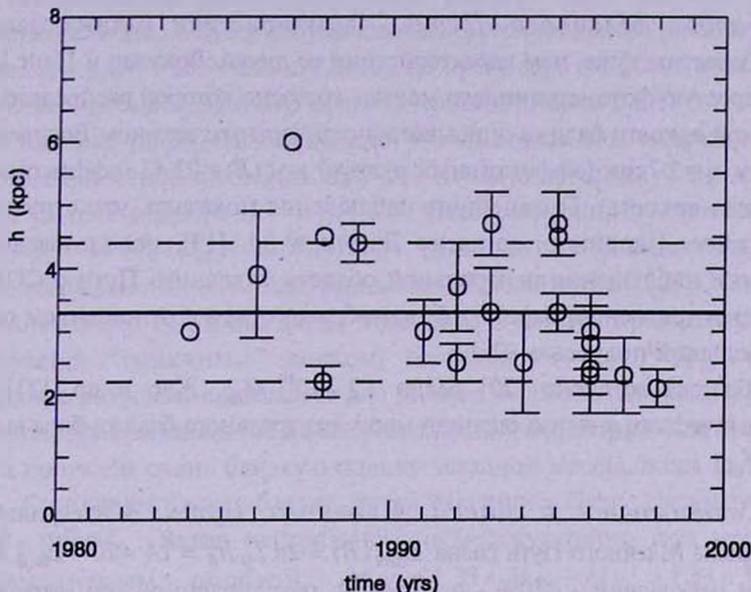


Рис.1. Величина радиального масштаба распределения плотности диска Млечного Пути по данным разных авторов в зависимости от года публикации работы. Непрерывная прямая линия - среднее значение. Пунктирными прямыми показаны $\pm 1\sigma$ границы среднего.

[10]). (Этот вывод относится к *тонкому* звездному диску Галактики. Кроме него существует еще *толстый* диск, обладающий гораздо меньшей плотностью и существенно большим вертикальным масштабом - $h_z \sim 1$ кпк).

Согласно данным, полученным на космическом аппарате Пионер-10, локальная поверхностная яркость Галактики в районе Солнца в полосе B равна $\mu_{R_0}(B) = 23.80 \pm 0.10$ [5]. (Кимесвенгер и др. [11] приводят очень близкое значение - 23.88). Приняв, что $R_0 = 7.5 \pm 1$ кпк [12,14] и $h_R = 3 \pm 1$ кпк, получаем следующую оценку центральной поверхностной яркости диска Галактики - $\mu_0(B) = 21.1 \pm 1.2$ (или, в светимостях Солнца на квадратный парсек, $L_0(B) = 240 L_{\odot, B} / \text{пк}^2$). Это значение в пределах ошибки близко к "каноническому" значению 21.65 для дисков ярких спиральных галактик [15].

Примечательно, что найденные простым усреднением доступных литературных данных характеристики диска Млечного Пути очень близки к "стандартной модели", построенной Кентом и др. [3], - $h_R = 3.0 \pm 0.5$ кпк, $L_0(K) = 978 L_{\odot, K} / \text{пк}^2$ ($\mu_0(K) = 17.5$ при $M_{\odot, K} = 3.41$). Приняв, что для диска Галактики $B-K = 3.5$ (средний показатель цвета для галактик Sab-Scd типов согласно [16]), получаем значение центральной поверхностной яркости диска $\mu_0(B) = 21.0$, почти совпадающее с приведенной выше оценкой.

Протяженность диска Млечного Пути согласно прямым звездным подсчетам Робин и др. [17] составляет $R_{\text{max}} = 12$ кпк (при $h_R = 3$ кпк и $R_0 = 7.5$ кпк). Следовательно, относительный размер диска $R_{\text{max}}/h = 4.0$. Диаметр Галактики в пределах стандартной изофоты $\mu(B) = 25.0$ равен 21.6кпк (при $\mu_0(B) = 21.1$).

2.2. *Балдж Млечного Пути.* Характеристики балджа нашей Галактики известны хуже, чем характеристики ее диска. Вокулер и Пенс [18] построили простую фотометрическую модель, согласно которой распределение поверхностной яркости балджа описывается стандартным законом Вокулера с параметрами $r_g = 2.7$ кпк (эффективный радиус) и $\mu_g(B) = 23.43$ (эффективная поверхностная яркость). Позднейшие наблюдения показали, что структура балджа сложнее. Например, согласно Бинни и др. [19], использовавших инфракрасные наблюдения центральной области Млечного Пути с COBE, балдж является трехосным бароподобным образованием с отношением осей 1:0.6:0.4 и большой полуосью ~ 2 кпк.

Масса балджа согласно [20] равна $1.2 \times 10^{10} M_\odot$. Жао и др. [21] на основе динамического анализа оценили массу центрального балджа-бара выше $\sim 2 \times 10^{10} M_\odot$.

2.3. *Светимость и масса Млечного Пути.* Интегральная светимость диска Млечного Пути равна $L_{\text{disk}}(B) = 2\pi L_\odot h_R^2 = 1.4 \times 10^{10} L_{\odot,B}$ (мы пренебрегли небольшой $\leq 10\%$ поправкой, обусловленной тем, что диск имеет конечные размеры). Абсолютная звездная величина диска составляет $M_{\text{disk},B} = \mu_0 - 5 \log h_R - 38.57 = -19.9$. В полосе K полная светимость диска согласно [3] равна $5.5 \times 10^{10} L_{\odot,K}$.

Кент и др. [3], аппроксимировав распределение плотности в балдже Галактики экспоненциальным законом, нашли, что его интегральная светимость в полосе K равна $1.2 \times 10^{10} L_{\odot,K}$. Следовательно, по данным Кента и др. отношение светимостей балджа и диска в полосе K составляет 0.22. Эта оценка близка к приведенной Оллингтом и Меррифилдом [14] - 0.27. Среднее значение (≈ 0.25) хорошо согласуется с отношением B/D для галактик Sb-Sc типов [22]. В полосе B у галактик этого типа $B/D \approx 0.2$ [23,22]. Следовательно, оценка светимости балджа составляет $\sim 0.3 \times 10^{10} L_{\odot,B}$. Таким образом, в предположении, что Млечный Путь является типичной галактикой Sb-Sc типа, мы получаем, что его полная светимость в фильтре B равна $\sim 1.7 \times 10^{10} L_{\odot,B}$ (соответствующая абсолютная звездная величина $M_B = -20.1$).

Для независимого контроля найденной на основе простой фотометрической модели полной светимости мы оценили также светимость Млечного Пути по соотношению Талли-Фишера. Согласно Пирсу и Талли [24] галактика с максимальной скоростью вращения $V_{\text{max}} = 200 \pm 30$ км/с (см. п.3) должна иметь абсолютную светимость $M_B = -20.3 \pm 0.5$ ($L(B) = 2.05 \times 10^{10} L_{\odot,B}$), что почти совпадает с полученной выше величиной. Считая оценку по соотношению Талли-Фишера более надежной по сравнению с "фотометрической", мы принимаем ее в дальнейшем в качестве окончательной. При этом найденные ранее полные светимости диска и балджа Галактики должны быть немного увеличены: $L_{\text{disk}}(B) = 1.71 \times 10^{10} L_{\odot,B}$ и $L_{\text{bulge}}(B) = 0.34 \times 10^{10} L_{\odot,B}$. При

фиксированном радиальном масштабе $h_x = 3$ кпк увеличенной полной светимости диска будет соответствовать значение центральной поверхностной яркости $\mu_0(B) = 20.9$. Это значение не противоречит более корректной (хотя и очень неопределенной) оценке, приведенной в п.2.1.

Боттема [25,26] было показано, что звездный диск спиральной галактики с поверхностной яркостью, близкой к "каноническому" значению 21.65, и показателем цвета $B - V = 0.7$ имеет отношение масса-светимость $M/L_B = 1.8 M_\odot/L_\odot = 3.5 M_\odot/L_{\odot,B}$ (для диска Галактики это было подтверждено и непосредственными наблюдениями - [27]). Следовательно, полная масса звездного диска Млечного Пути при предположении, что он является "типичным" диском, составляет $\sim 6 \times 10^{10} M_\odot$. В полосе K отношение масса-светимость для дисков галактик близко к 1 [28]. Отсюда, используя приведенные выше результаты фотометрии Кента и др. [3] в K , мы получаем очень близкую оценку звездной массы диска Галактики.

Суммарная (диск+балдж) масса Млечного Пути, следовательно, равна $\sim 8 \times 10^{10} M_\odot$. Вклад нейтрального и молекулярного газа можно оценить стандартным образом $M_{\text{gas}} = 1.33 \times M_{\text{HI}} + M_{\text{H}_2} = 1.33 \times 3.6 \times 10^9 M_\odot + 2.5 \times 10^9 M_\odot = 7 \times 10^9 M_\odot$. Итоговая масса Галактики (звезды+газ) равна $8.7 \times 10^{10} M_\odot$. В предположении сферического распределения вещества полная динамическая масса Галактики в пределах оптического радиуса M (≤ 12 кпк) $\approx 11.6 \times 10^{10} M_\odot$ (скорость вращения при $R = 12$ кпк взята равной 200км/с). Следовательно, доля "темной" массы в пределах оптического диска Млечного Пути составляет лишь $\sim 1/3$ его "классической" массы (звезды+газ).

3. Кривая вращения. Определению кривой вращения и полной массы Галактики посвящено множество работ (см., например, [29]). Мы рассмотрим лишь вопрос о крупномасштабной форме кривой вращения и свидетельствах присутствия вне диска Галактики значительного количества невидимой - скрытой - массы. (Центральная область Галактики, где по массе доминирует трехосный балдж с не очень надежно установленными характеристиками, рассматриваться не будет).

На рис.2 толстой непрерывной кривой показана полиномиальная аппроксимация кривой вращения Млечного Пути в диапазоне 3.5-17.5кпк согласно [12]. Эта кривая вращения построена по подсистемам нейтрального и ионизованного водорода при $R_\odot = 7.5$ кпк и угловой скорости на расстоянии R_\odot $\omega_0 = 26.4$ км/с/кпк. При этом наборе параметров линейная скорость вращения центроида Солнца получилась равной $V_\odot = 198 \pm 30$ км/с. Как видно на рисунке, кривая вращения Галактики демонстрирует крупномасштабные волнообразные колебания и слабый рост скорости вращения к периферии (локальный минимум при $R \approx 8-9$ кпк, возможно, связан с тем, что в этой области происходит усечение звездного диска Галактики [13]). У нормальных спиральных галактик со сравнимой с Млечным Путем скоростью вращения

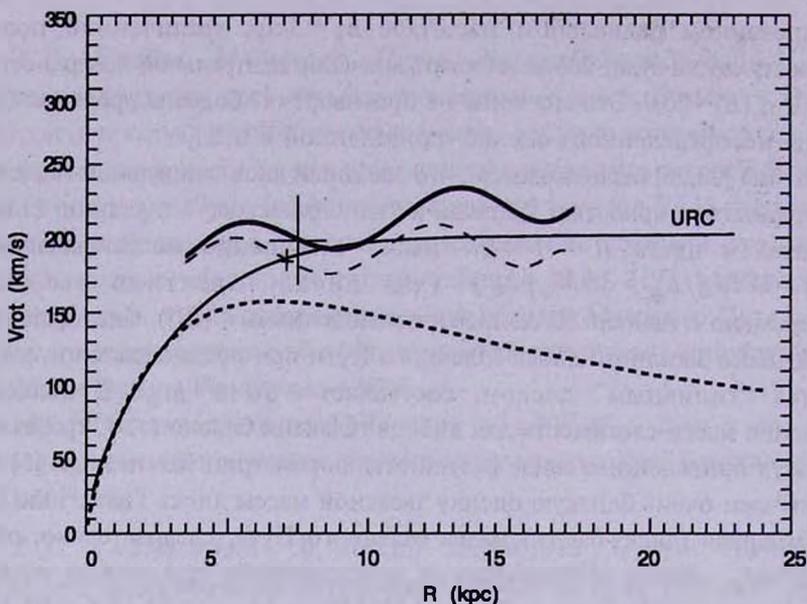


Рис.2. Кривая вращения Млечного Пути (см. текст).

и диаметром такой рост наблюдается очень редко (см., например, [30]). Форма кривой вращения, однако, очень чувствительна к значениям параметров R_0 и ω_0 . В работе [14] было показано, что значения параметров $R_0 = 7.1 \pm 0.4$ кпк, $\omega_0 = 25.92$ км/с/кпк и $V_0 = 184 \pm 8$ км/с лучше согласуются с совокупностью наблюдательных данных о Млечном Пути. Тонкой пунктирной линией на рис.2 показана кривая вращения Никифорова и Петровской [12], пересчитанная к $R_0 = 7.1$ кпк и $\omega_0 = 25.92$ км/с/кпк. При этих значениях параметров кривая вращения Млечного Пути на всем протяжении стала практически плоской, что согласуется с наблюдениями других галактик.

Персик и др. [31] на основе статистического анализа более 1000 кривых вращения спиральных галактик показали, что форма и амплитуда кривой вращения определяются одним параметром - оптической светимостью галактики. Персик и др. приводят выражение для "универсальной" кривой вращения, которая статистически описывает нормальные спиральные галактики в зависимости от их светимости в фильтре I . Приняв, что для Млечного Пути абсолютная звездная величина равна $M_I = -21.8$ (по соотношению Талли-Фишера согласно [24]), мы построили соответствующую реализацию "универсальной" кривой вращения (тонкая непрерывная линия на рис.2). Построенная "универсальная" кривая вращения является практически плоской с $V_{max} = 200$ км/с. Как видно на рис.2, она хорошо описывает кривую вращения Млечного Пути с $R_0 = 7.1$ кпк и $\omega_0 = 25.92$ км/с/кпк, при $R \geq 5$ кпк.

Пунктирной линией из коротких штрихов на рис.2 показана кривая вращения экспоненциального диска с параметрами, соответствующими характеристикам Млечного Пути, - $h_R = 3$ кпк, $\mu_0(B) = 21.1$, $M/L_{\odot,B} = 3.5$ -

и сжатием 0.1 [32]. (Любопытно, что в области $R \leq 4$ кпк она почти совпала с “универсальной” кривой вращения). Кривая вращения достигает максимума при $R = 2.18h$. Солнце, как видно на рис.2, находится относительно близко к этому максимуму ($R_{\odot} = 2.5 \pm 0.3h$). Для двух показанных на рис.2 положений Солнца вклад вращения диска (≈ 157 км/с) в суммарную скорость вращения достигает 80-85%. Известно, что для дисков спиральных галактик Sb-Sc типов вклад вращения “максимальных” дисков в кривую вращения при $R = 2.2h$ составляет $85 \pm 10\%$ (см. обсуждение в работе [10]). Следовательно, диск нашей Галактики, вероятно, является “максимальным”, то есть во внутренней области Млечного Пути его вклад по массе доминирует над вкладом “темного” вещества.

Остается ли вообще место для какой-либо неизвестной, “скрытой” массы в окрестностях Солнца? Как было показано ранее, вклад диска в скорость вращения при R_{\odot} составляет ≈ 157 км/с. Вклад балджа с массой $1 - 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ и разумным масштабом распределения плотности достигает 85-105 км/с. Суммарная скорость вращения - 178-188 км/с - сравнима с наблюдаемой. Следовательно, “скрытой” массы при $R = R_{\odot}$ либо нет, либо ее очень мало. Этот вывод подтверждается и прямыми наблюдательными оценками [33,34].

Кривая вращения Галактики известна лишь до $R \leq 20$ кпк и в этих пределах она, по-видимому, остается плоской. Кривые вращения других галактик, прослеженные до гораздо больших расстояний от центра, как правило, либо слегка “спадают”, либо демонстрируют примерно постоянные скорости вращения (см. примеры на рис.3). Этот факт обычно интерпретируется как

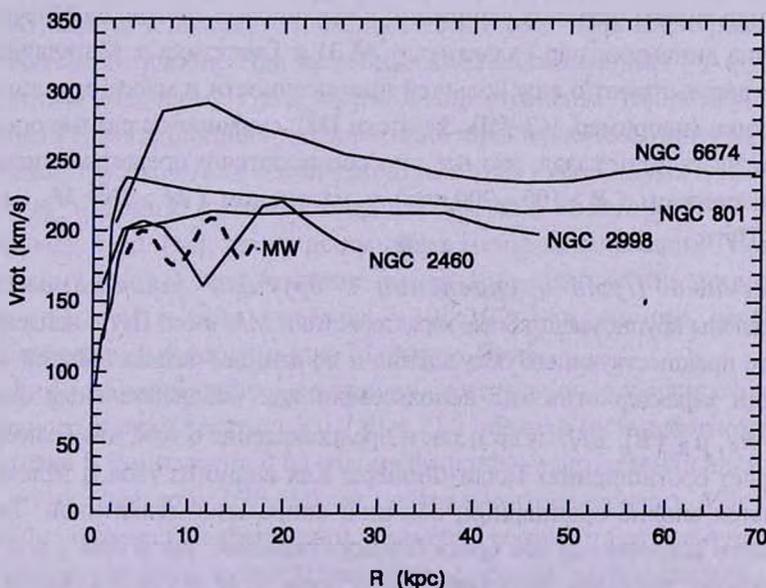


Рис.3. Кривая вращения Млечного Пути (пунктир) в сравнении с другими галактиками (непрерывные линии). Кривые вращения галактик NGC 801, NGC 2460, NGC 2998 и NGC 6674 взяты из диссертации Броилса [56].

свидетельство массивных, протяженных, невидимых гало, окружающих галактики [35]. Кроме формы кривых вращения, существует еще много других аргументов в пользу окружающих спиральные галактики массивных гало (см. обзоры [36,37]). Похож ли Млечный Путь в этом отношении на другие галактики? Далее мы коротко суммируем некоторые наблюдательные свидетельства в пользу того, что вне диска Галактики присутствует значительное количество вещества (см., например, [38,39]).

Одним из наиболее простых *локальных* аргументов в пользу большой протяженности распределения массы в Галактике является значительная скорость убегания звезд в окрестности Солнца - v_e [40]. Масса, заключенная в пределах $R < R_c$, в рамках простой модели со сферическим распределением вещества равна $M(R) = V_c^2 R/G$, где R_c - максимальное расстояние, в пределах которого распределена масса, V_c - скорость вращения (предполагается постоянной) и G - гравитационная постоянная. Тогда скорость убегания при $R < R_c$ будет равна $V_e = V_c \sqrt{2[1 + \ln(R_c/R)]}$. По данным, полученным на HIPPARCOS, $v_e = 400-550$ км/с [41]. Используя среднее значение этой скорости - $V_e = 475$ км/с и $V_c = 200$ км/с, получаем, что гало Галактики простирается, по крайней мере, до $R = 6.2 R_\odot = 46$ кпк, то есть до Магеллановых Облаков. Масса, заключенная в этих пределах, составляет $\sim 4.3 \times 10^{11} M_\odot$, что почти в 4 раза превышает массу, сосредоточенную в пределах оптического диска ($R \leq 12$ кпк). Любопытно, что эти простые оценки протяженности и массы гало Галактики очень близки к результатам гораздо более точного и детального анализа (см., например, [42]).

Динамика систем шаровых скоплений и карликовых спутников Млечного Пути, анализ динамики пар Галактика + М 31 и Галактика + Магеллановы Облака свидетельствуют о еще большей протяженности и массе невидимого гало Галактики (например, [43-45]). Заритски [38], суммировав разные оценки характеристик гало, показал, что все они согласуются с представлением об очень протяженном ($R \geq 100 - 200$ кпк) и массивном ($M \geq 10^{12} M_\odot$) гало Млечного Пути.

4. *Млечный Путь в сравнении с другими галактиками.* В табл.1 приведены крупномасштабные характеристики Млечного Пути, найденные в результате предшествующего обсуждения и по данным разных авторов. При определении характеристик мы использовали как наблюдательные факты (значения h_R , $\mu_{R_c}(B)$, B/D и др.), так и предположение о том, что Галактика удовлетворяет соотношению Талли-Фишера. Как видно из табл.1, Млечный Путь является вполне ординарной, обычной спиральной галактикой. Такие объекты часто встречаются как среди близких галактик, так и при $z \geq 0.5$.

Абсолютная звездная величина Галактики - $M_B = -20.3$ - близка к характеристической абсолютной звездной величине (M^*) в функции Шехтера, аппроксимирующей функцию светимости нормальных галактик (при $H_0 = 60-75$

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЛЕЧНОГО ПУТИ

Характеристика	Млечный Путь	Литература
Морфологический тип	Sbc	[18]
Абсолютная звездная величина M_v	-20.3 ± 0.5	
Интегральная светимость, B	$2.05 \times 10^{10} L_{\odot, B}$	
Максимальная скорость вращения, V_{\max}	$200 \pm 30 \text{ км/с}$	
M/L_v ($R \leq 12$ кпк)	$5.7 M_{\odot} / L_{\odot, B}$	
$M(\text{HI})$	$3.6 \times 10^9 M_{\odot}$	[61]
$M(\text{H}_2)$	$2.5 \times 10^9 M_{\odot}$	[62]
<i>Звездный диск:</i>		
Радиус, R_{\max}	12 кпк	[17]
$\mu_0(B)$	21.1:	
h	3 ± 1 кпк	
R_{\max}/h	4.0	
Светимость, B	$1.71 \times 10^{10} L_{\odot, B}$	
K	$5.5 \times 10^{10} L_{\odot, K}$	[3]
Масса	$6 \times 10^{10} M_{\odot}$	
<i>Балдж:</i>		
Светимость, B	$0.34 \times 10^{10} L_{\odot, B}$	
K	$1.2 \times 10^{10} L_{\odot, K}$	[3]
Масса	$(1-2) \times 10^{10} M_{\odot}$	[20], [21]
Центральная дисперсия скоростей, σ_c	125 км/с	[63]

км/с/Мпк) - см., например, подборку параметров функции светимости в статье Фукужиты и др. [46]. Тем самым, Млечный Путь является L^* -галактикой, то есть объектом, светимость которого стала своего рода стандартом измерения светимости. При умеренных красных смещениях ($z \geq 0.5$) галактики, подобные Млечному Пути, очень распространены. Например, найденные методом гравитационного линзирования характеристики типичных галактик в северном Глубоком Поле космического телескопа имени Хаббла имеют светимость $\sim L^*$, $V_{\max} \approx 200 \text{ км/с}$ и массу в пределах 20-30 кпк от центра $\gg 10^{11} M_{\odot}$ [47,48]. Брейнерд и др. [49], также используя метод линзирования, показали, что типичные темные гало галактик имеют $V_{\max} \sim 200 \text{ км/с}$, протяженность > 100 кпк и массу в этих пределах $\sim 10^{12} M_{\odot}$. Эти оценки согласуются с характеристиками темного гало Млечного Пути.

Как уже упоминалось, значение центральной поверхностной яркости звездного диска Галактики ($\mu_0(B) = 21.1$) близко к стандартному значению Фримана [15] и находится на изломе функции распределения дисков галактик по этому параметру [50]. Масса нейтрального водорода в Млечном Пути, подобно оптической светимости, примерно соответствует характеристической величине ($M^*(\text{HI})$) в аппроксимации функции распределения $M(\text{HI})$ для спиральных галактик функцией Шехтера [51]. Кроме того, характеристики Млечного Пути удовлетворяют зависимостям масса-светимость и $M(\text{HI})$ -светимость, установленным для нормальных спиральных галактик [52].

Звездный и газовый диски Млечного Пути демонстрируют крупномасштабные искривления своих плоскостей, подобные наблюдаемым у значительного числа спиральных галактик поля (например, [53]).

Глобальный темп звездообразования в пределах звездного диска Галактики в настоящее время составляет, согласно эмпирической зависимости Кенниката [54], $4-5 M_{\odot}/\text{уг}$. Это значение типично для нормальных спиральных галактик [54]. Отношение звездной массы Млечного Пути к возрасту Вселенной ($t_0 \approx 14 \text{ Гуг}$) равно $\sim 6 M_{\odot}/\text{уг}$. Близость этого отношения к значению текущего темпа звездообразования свидетельствует о том, что на протяжении космологической эволюции Галактики ее глобальный темп звездообразования оставался примерно постоянным. Этот вывод согласуется и с данными для нормальных спиральных галактик поздних морфологических типов [55].

На рис.4 показано положение характеристик Млечного Пути на разного

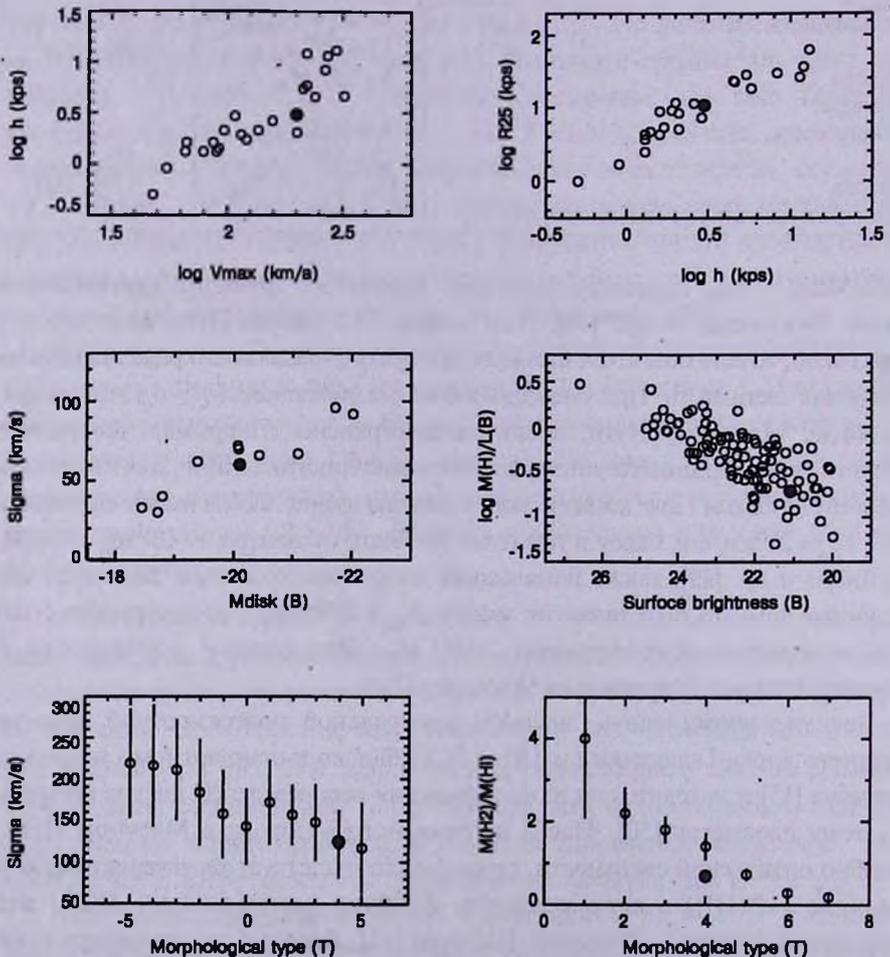


Рис.4. Эмпирические зависимости между различными характеристиками галактик. Черным кружком показаны характеристики Млечного Пути, кружки - данные для нормальных галактик.

рода эмпирических зависимостей для спиральных галактик. Верхний ряд: слева - зависимость между радиальным масштабом распределения светимости (h_R) и максимальной скоростью вращения, справа - соотношение между линейным радиусом галактики, измеренным в пределах изофоты $\mu(B) = 25.0$ и h_R для галактик типа Sab и позднее согласно данным Броилса [56]. Средний ряд: слева - зависимость между абсолютной звездной величиной диска галактики и величиной радиальной дисперсии скоростей звезд в диске для Sb-Sc галактик [25]; справа - корреляция между центральной поверхностной яркостью диска ($\mu_0(B)$) и относительным содержанием нейтрального водорода ($M(\text{HI})/L(B)$) согласно [57]. Нижний ряд: слева - зависимость между морфологическим типом галактики и центральной дисперсией скоростей звезд по [58] (отметим, что балдж Млечного Пути удовлетворяет полученному в этой работе среднему соотношению Фабера-Джексона); справа - зависимость между типом галактики и отношением масс молекулярного и атомарного водорода [59]. Очевидно, что интегральные характеристики Млечного Пути хорошо согласуются с эмпирическими трендами, установленными для нормальных галактик.

Как выглядит наша Галактика для внешнего наблюдателя? В качестве галактик, на которые похож Млечный Путь, часто ссылаются на изображения M31 и M81. Эти галактики, однако, относятся к более ранним подтипам (Sab-Sb) и имеют большие светимости и скорости вращения по сравнению с Млечным Путем. Рассмотрев собранную Казертано и ван Горком [30] выборку спиральных галактик с протяженными кривыми вращения, мы выбрали 5 объектов, имеющих значения V_{max} и M_B ($H_0 = 75$ км/с/Мпк), близкие к таковым у Млечного Пути (см. табл.2). Морфологические типы галактик в табл.2 взяты из базы данных NED*, остальные характеристики (абсолютная звездная величина, диаметр в пределах стандартной изофоты $\mu(B) = 25.0$, а также значения h_R , $\mu_0(B)$, V_{max}) - из статьи [30]. Любопытно, что 4 из 5 галактик оказались Sbc-типа, то есть типа, к которому традиционно относят и Млечный Путь. Помимо светимостей и скоростей вращения (по этим параметрам галактики были отобраны), предположительные двойники Млечного Пути, как оказалось,

Таблица 2

ГАЛАКТИКИ, ПОХОЖИЕ НА МЛЕЧНЫЙ ПУТЬ

Галактика	Тип	M_B	D_{25} (кпк)	h_R (кпк)	$\mu_0(B)$	V_{max} (км/с)
NGC 2903	Sbc	-19.98	20.9	2.0	20.1	203
NGC 3521	Sbc	-20.49	22.0	2.4	20.0	210
NGC 4258	Sbc	-20.65	30.4	5.2	21.5	216
NGC 5033	Sc	-20.20	33.1	5.4	22.0	222
NGC 5055	Sbc	-20.59	26.7	4.0	21.0	214

* База внегалактических данных NASA/IPAC (NED) работает под управлением Jet Propulsion Laboratory, Калтех, согласно контракту с Национальным управлением авиации и космических исследований (США).

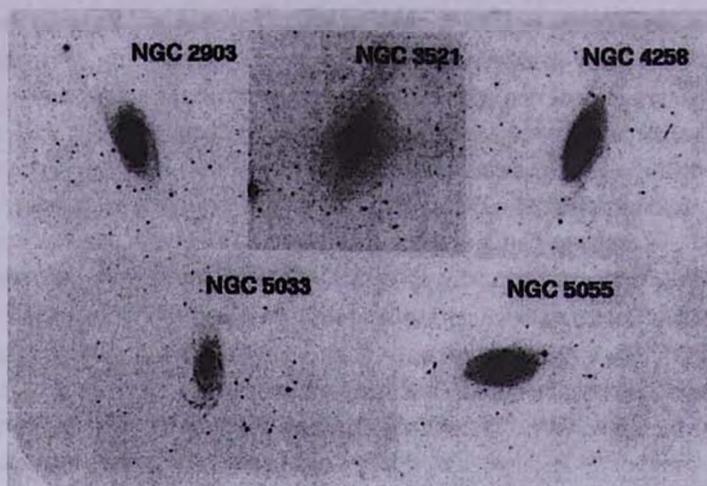


Рис.5. Галактики, похожие на Млечный Путь. Размер каждого изображения 20'x20'; север вверху, восток слева.

как оказалось, имеют сходные с Галактикой значения радиального масштаба ($\langle h_r \rangle = 3.8 \pm 1.4$ кпк) и центральной поверхностной яркости ($\langle \mu_0(B) \rangle = 20.9 \pm 0.8$). (Отметим, что галактика NGC 5033 ранее уже рассматривалась ван дер Круитом [60] в качестве объекта, сходного с Млечным Путем). Репродукции пяти объектов, возможно, похожих на Галактику, приведены на рис.5 (изображения скопированы из Цифрового Обзора Неба*).

Работа выполнена в рамках программы “Интеграция” (проект N 578), а также при финансовой поддержке Конкурсного центра фундаментального естествознания Министерства общего и профессионального образования и Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 98-02-18178).

Санкт-Петербургский государственный
университет, Россия

THE MILKY WAY AS A GALAXY

V.P.RESHETNIKOV

On the base of the literature data and under assumption that the Milky Way satisfies the Tully-Fisher relation, we summarize large-scale photometric and

* The Digitized Sky Surveys were produced at the Space Telescope Science Institute under the U.S. Government grant NAG W-2166.

kinematical characteristics of the Galaxy. It is shown that the Milky Way is a typical L^* - galaxy. The dark matter contribution is probably no more than 30% within the stellar disk of the Galaxy. We discuss the properties of 5 spiral galaxies closely resembling the Milky Way.

ЛИТРАТУРА

1. *J.С.Марочник, А.А.Сучков*, Галактика, Наука, М., 1984.
2. *G.Gilmore, I.King, P.C. van der Kruit*, in "The Milky Way as a Galaxy" SAAS-FEE, 1989.
3. *S.M.Kent, T.M.Dame, G.Fazio*, *Astrophys. J.*, **378**, 131, 1991.
4. *M.Haywood, A.C.Robin, M.Creze*, *Astron. Astrophys.*, **320**, 428, 1997.
5. *P.C. van der Kruit*, *Astron. Astrophys.*, **157**, 230, 1986.
6. *S.Ruphy, A.C.Robin, N.Epchtein et al.*, *Astron. Astrophys.*, **313**, 21L, 1996.
7. *R. de Grijs*, Edge-on Disk Galaxies. A Structure Analysis in the Optical and Near-Infrared, Thesis, Groningen, 1997.
8. *R.F.Peletier, E.A.Valentijn, A.F.M.Moorwood, W.Freuding*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **108**, 621, 1994.
9. *R.F.Peletier, E.A.Valentijn, A.F.M.Moorwood, W.Freuding*, in "The Opacity of Spiral Disks", NATO Workshop, ed. Davies J., **243**, 1995.
10. *P.D.Sackett*, *Astrophys. J.*, **483**, 103, 1997.
11. *S.Kimeswenger, B.Hoffman, W.Schlosser, Th.Schmidt-Kaler*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **97**, 517, 1993.
12. *И.И.Нукифоров, И.В.Петровская*, *Астрон. ж.*, **71**, 725, 1994.
13. *I.V.Petrovskaya*, *Astron. Astrophys. Trans.*, **3**, 87, 1992.
14. *R.P.Olling, M.R.Merrifield*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **297**, 943, 1998.
15. *K.C.Freeman*, *Astrophys. J.*, **160**, 811, 1970.
16. *R.S. de Jong*, *Astron. Astrophys.*, **313**, 377, 1996.
17. *A.C.Robin, M.Creze, V.Mohan*, *Astrophys. J.*, **400**, 25L, 1993.
18. *G. de Vaucouleurs, W.D.Pence*, *Astron. J.*, **83**, 1163, 1978.
19. *J.Binney, O.Gerhard, D.Spergel*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **288**, 365, 1997.
20. *S.M.Kent*, *Astrophys. J.*, **387**, 181, 1992.
21. *H.Zhao, R.M.Rich, D.N.Spergel*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **282**, 175, 1996.
22. *R.S. de Jong*, *Astron. Astrophys.*, **313**, 45, 1996.
23. *F.Simien, G. de Vaucouleurs*, *Astrophys. J.*, **302**, 564, 1986.
24. *M.J.Pierce, R.B.Tully*, *Astrophys. J.*, **387**, 47, 1992.
25. *R.Bottema*, *Astron. Astrophys.*, **275**, 16, 1993.
26. *R.Bottema*, *Astron. Astrophys.*, **328**, 517, 1997.
27. *K.Kuijken, G.Gilmore*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **239**, 605, 1989.
28. *Ph.Heraudeau, F.Simien*, *Astron. Astrophys.*, **326**, 897, 1997.
29. *M.Fich, S.Tremaine*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **29**, 409, 1991.

30. *S.Casertano, J.H. van Gorkom*, *Astron. J.*, **101**, 1231, 1991.
31. *M.Persic, P.Salucci, F.Stel*, *Mon. Notic Roy. Astron. Soc.*, **281**, 27, 1996.
32. *G.Monnet, F.Simien*, *Astron. Astrophys.*, **56**, 173, 1977.
33. *K.Kuijken, G.Gilmore*, *Astrophys. J.*, **367**, 9L, 1991.
34. *M.Creze, E.Chereul, O.Bienayme, C.Pichon*, *Astron. Astrophys.*, **329**, 920, 1998.
35. *K.C.Freeman*, *Astrophys. J.*, **160**, 881, 1970.
36. *K.M.Ashman*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **104**, 1109, 1992.
37. *A.Bosma*, *Prepr. astro-ph/9812015*, 1998.
38. *D.Zaritsky*, *Prepr. astro-ph/9810069*, 1998.
39. *C.S.Kochanek*, *Astrophys. J.*, **457**, 228, 1996.
40. *J.Binney, S.Tremaine*, *Galactic Dynamics*, Princeton Univ. Press, Princeton, 1987.
41. *L.Meillon, F.Ciffo, A.Gomez et al.*, in "HIPPARCOS Venice 97", ESA SP-402, **591**, 1997.
42. *M.I.Wilkinson, N.W.Evans*, *Prepr. astro-ph/9906197*.
43. *F.D.Kahn, L.Woltjer*, *Astrophys. J.*, **130**, 705, 1959.
44. *A.S.Kulesa, D.Linden-Bell*, *Mon. Notic Roy. Astron. Soc.*, **255**, 105, 1992.
45. *D.N.C.Lin, B.F.Jones, A.R.Klemola*, *Astrophys. J.*, **439**, 652, 1995.
46. *M.Fukugita, C.J.Hogan, P.J.E.Peebles*, *Astrophys. J.*, **503**, 518, 1998.
47. *I.P.Dell'Antonio, J.A.Tyson*, *Astrophys. J.*, **473**, 17L, 1996.
48. *M.J.Hudson, D.J.Gwyn, H.Dahle, N.Kaiser*, *Astrophys. J.*, **503**, 531, 1998.
49. *T.G.Breinerd, R.D.Blandford, I.Smail*, *Astrophys. J.*, **466**, 623, 1996.
50. *S.McGaugh*, *Prepr. astro-ph/9810363*, 1998.
51. *M.Zwaan*, *Proc. XVIII Moriond conference "Dwarf Galaxies and Cosmology"*, eds. T.X.Thuan, C.Balkowski, 1998.
52. *P.Salucci, M.Persik*, *Prepr. astro-ph/9806215*, 1998.
53. *V.Reshetnikov, F.Combes*, *Astron. Astrophys.*, **337**, 9, 1997.
54. *R.C.Kennicutt*, *Astrophys. J.*, **498**, 541, 1998.
55. *R.C.Kennicutt*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 189, 1998.
56. *A.Brueis*, *Dark and Visible Matter in Spiral Galaxies*, Thesis, Groningen, 1992.
57. *S.S.McGaugh, W.J.G. de Blok*, *Astrophys. J.*, **481**, 689, 1997.
58. *D.B.McElroy*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **100**, 105, 1995.
59. *I.S.Young, P.M.Knezek*, *Astrophys. J.*, **347**, 55L, 1989.
60. *P. van der Kruit*, in "The Milky Way as a Galaxy", SAAS-FEE, 331, 1989.
61. *H.J.Habing*, in "Evolution of Galaxies. Astronomical Observations", eds. Appenzeller I., H.J.Habing, P.Lena, Springer-Verlag, 181, 1989.
62. *F.Combes*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **29**, 195, 1991.
63. *K.Sellgren, M.T.McGinn, E.E.Becklin, D.N.Hall*, *Astrophys. J.*, **359**, 112, 1990.

УДК: 524.74

ИЛЛЮСТРАЦИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОЛНОВОЙ МОДЕЛИ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ГАЛАКТИК С РАЗНЫМИ ТИПАМИ КРИВЫХ ВРАЩЕНИЯ

М.Г.АБРАМЯН, С.Г.ХАЧАТРЯН

Поступила 6 сентября 1999

Принята к печати 20 декабря 1999

Результаты развитой нами нелинейной волновой теории спиральной структуры сопоставлены с данными наблюдений галактик М 81, М 51, UGC 2259 и NGC 3883, характеризующихся различными видами кривых вращения.

1. *Введение.* В работах [1,2] проблема возникновения и поддержания спиральной структуры решена путем раскачки нелинейных волн плотности в области диска, где он неустойчив гравитационно (обычно периферийные области). При этом доминирующую роль играет узкий волновой пакет, возбужденный около волнового числа

$$\chi_0 = 1/2 u_{s,0}^2, \quad (1)$$

который соответствует максимальному инкременту линейных волн [2]

$$\lambda_0 = -iv(\chi_0) = \sqrt{\chi_0/2 - 1}. \quad (2)$$

Точка χ_0 соответствует минимуму дисперсионной кривой, а $u_{s,0}$ — минимальному значению безразмерной скорости звука при принятии во внимание дифференциальности вращения диска.

Соответствующее безразмерное периодическое решение системы двумерных гидродинамических уравнений, описывающих туго закрученные возмущения плотности во вложенном гравитирующем вращающемся тонком газовом диске, в кубическом приближении выражается в виде суммы первых двух гармоник [2]:

$$\sigma(\rho, \tau) = \sigma_1(\rho + w\tau) \cos \chi \rho + 2(2 - \gamma_s) u_s^2 \chi^2 \sigma_1^2(\rho + w\tau) \cos 2\chi \rho. \quad (3)$$

Здесь использованы следующие безразмерные величины:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \Omega \frac{\partial}{\partial \phi} \right), \quad k_0 = \frac{\kappa^2}{2\pi G \Sigma_0}, \quad \rho = k_0 r, \quad u_0 = k_0 c_s / \kappa, \quad (4)$$

где Ω — угловая скорость вращения, κ — эпициклическая частота диска, γ_s — поверхностный показатель политропы, σ — возмущение плотности в единицах

равновесной поверхностной плотности Σ_0 , w - безразмерная скорость распространения волны. Амплитуда основной моды σ_1 выражается через эллиптические функции Якоби:

I. "Сверхзвуковая" волна: $w > u_s$,

а) $\alpha_0 > 0$, $E < 0$

$$\sigma_1 = \sigma_{0+} \operatorname{dn}[K(s_2) - \sigma_{0+} \beta \eta, s_2], \quad (5)$$

б) $\alpha_0 > 0$, $E > 0$

$$\sigma_1 = \sigma_{0+} \operatorname{cn}[\sigma_{0+} \beta \eta / s_1 - K(s_1), s_1], \quad (6)$$

II. "Дозвуковая" волна: $w < u_s$,

а) $\alpha_0 < 0$, $E > 0$

$$\sigma_1 = \sigma_{0-} \operatorname{cn}[\sigma_{0-} \beta \eta / s_3 - K(s_3), s_3], \quad (7)$$

б) $\alpha_0 > 0$, $E > 0$

$$\sigma_1 = \sigma_{0-} \operatorname{sn}[\sigma_{0+} \beta \eta, s_0]. \quad (8)$$

В формулах (5)-(8) использованы обозначения

$$\sigma_{0\pm}^2 = \left| \frac{\gamma_0^2}{2\alpha_0} \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{4\alpha_0(w^2 - u_s^2)}{\gamma_0^4} E} \right) \right|, \quad \beta = \sqrt{\frac{\alpha_0}{w^2 - u_s^2}} \quad (9)$$

$$s_0 = \sigma_{0-} / \sigma_{0+}, \quad s_1^2 = 1 / (1 + s_0^2), \quad s_2^2 = 1 - s_0^2, \quad s_3 = s_0 s_1. \quad (10)$$

Параметр α_0 , описывающий нелинейное взаимодействие между модами, равен

$$\alpha_0 \equiv \alpha(\chi_0) = (2 - \gamma_s) u_{s0}^2 \chi_0^2 (3 - \gamma_s - 4(2 - \gamma_s) u_{s0}^2 \chi_0^2 / v_2^2) / 4. \quad (11)$$

При заданных параметрах диска и одном из параметров волны (w, E) второй определяется из условия периодичности волны по полярной координате φ

$$\pi whk = 2nK(s_3)(\Omega_p - \Omega), \quad (12)$$

где Ω_p - частота вращения спирали.

Представленные результаты описывают регулярную спиральную структуру как при постоянных, так и при медленно меняющихся по радиусу диска равновесных величинах.

В настоящей работе эти результаты сопоставляются с данными наблюдений спиральных структур галактик с различными типами кривых вращения: возрастающая на больших расстояниях от центра, убывающая, выходящая на плато и закон Местеля.

2. *M 81*. На рис.1a и рис.1b, взятых из сети the Internet [3], галактика M81 изображена одинаковым масштабом в оптическом и радиодиапазонах соответственно. Радиоиображение представляет яркость нейтрального водорода. Отметим, что радиус газового диска примерно вдвое превосходит радиус звездной компоненты.

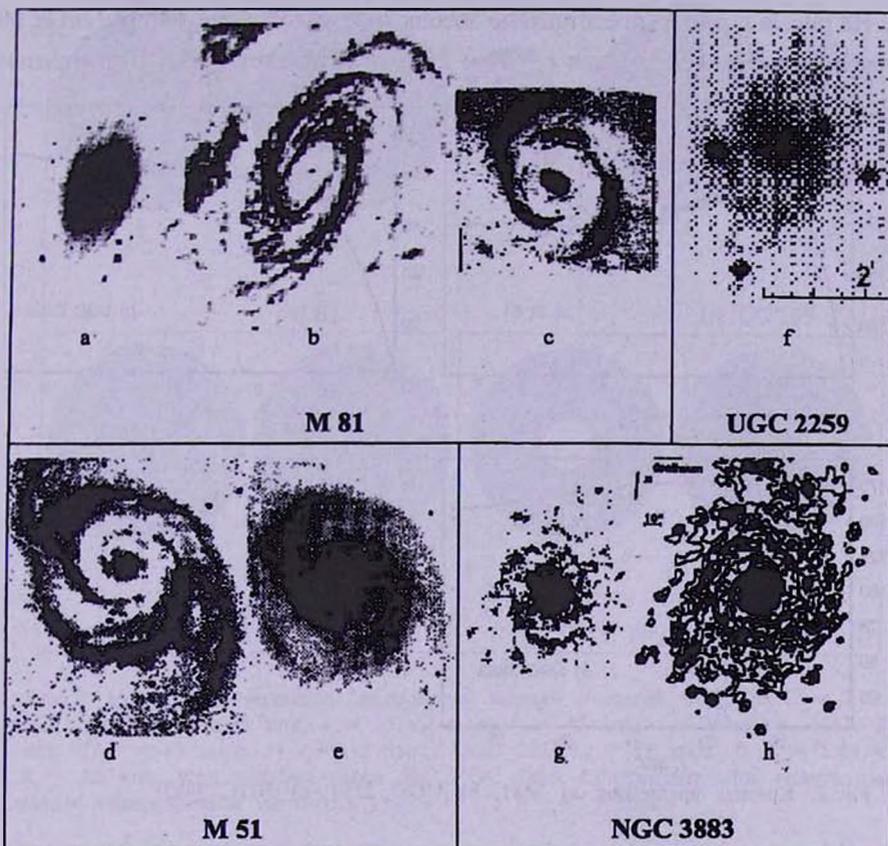


Рис.1. а) Оптическое и б) радиоизображения M81 [3]; в) фронтально скорректированное изображение M81 радиусом $R_p = 12$ кпк, с убранной средней яркостью [5]. д) Аналогичное рисунку 1с изображение M51; е) поверхностная плотность звездной компоненты в диске M51 [8]. ф) UGC 2259 [16]. г) Оптическое и в) H_{α} изображения NGC 3883 [17].

В работе [4] приведены данные по наблюдениям HI - излучения. Моделируя спиральную структуру в одноатомном газе, примем $\gamma_s = 9/5$. На рис.2а представлена кривая вращения M 81, взятая из [4], и график аппроксимирующей функции $V_{rot}(r) = 0.0006417 r^5 - 0.0507422 r^4 + 1.5121511 r^3 - 20.6226114 r^2 + 120.7389 r$, использованной в расчетах и полученной в предположении постоянства кривой вращения $V_{rot}(r) = 200 \text{ км/с}$ при $r > 19$ кпк (гладкая линия).

Исходя из значения радиуса оптического диска, равного 12 кпк [5], радиус коротации примем $R_0 = 24$ кпк. Тогда $\Omega_p = 8.3 \text{ км/с кпк}$. Как и в [2], все расчеты выполнены для линейно убывающего распределения $u_s(r)$ с максимальным значением $u_s(0) = 0.7$ в центре диска и минимумом в точке коротации $u_s(R_0) = 0.49$. При этом $\alpha_0 = 0.019 > 0$ и "дозвуковая" волна определяется решением (8). Задавая $E = \text{const}$, безразмерная скорость распространения волны $w(r)$ определяется из (12).

На рис.3а и рис.3б представлено абсолютное уплотнение $\sigma_k(r)c_s/2\pi G\mu_s(r)$ в газовом диске для случаев $c_s = 20$ и 25 км/с соответственно. Полученные

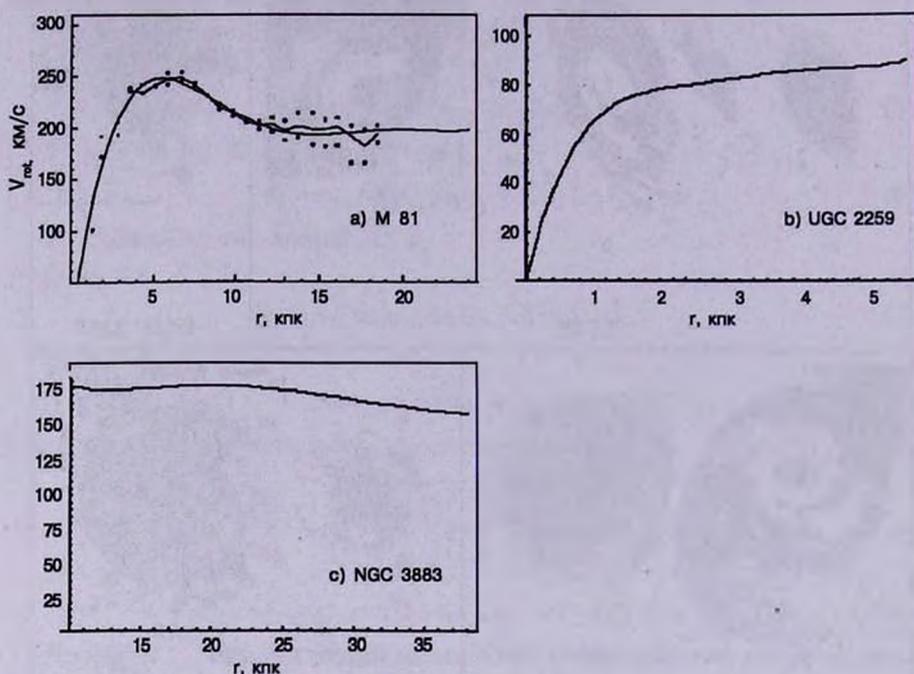


Рис.2. Кривые вращения: а) M81; б) UGC 2259; в) NGC 3883.

спирали хорошо согласуются с наблюдениями. При этом диапазон скорости звука $c_s = 20-25$ км/с лишь ненамного превышает оценки в [4], если учесть, что наблюдаемое различие в рукавах вызвано приливным взаимодействием с компаньоном. Для принятой кривой вращения раскручивающаяся в центре спираль переходит в закручивающуюся к краю диска.

Центральная область спирали радиусом порядка несколько кпк отличается большой плотностью, где должны интенсивно протекать процессы звездообразования. Действительно, оптическое изображение (рис.1а) имеет яркий центр, подтверждая наличие большого количества звезд. В то же самое время здесь почти отсутствует газовая компонента, которая, как, очевидно, можно предположить, к настоящему времени полностью израсходована на образование звезд.

Расстояние между рукавами в области, прилегающей к радиусу коротации, существенно меньше соответствующего расстояния в периферийных областях газового диска на рис.1б. Это расхождение можно объяснить, если учитывать возможное отклонение газа в реальном диске от плоскопараллельного распределения, увеличивающееся к краю.

Такое отклонение также оговорено и в работе [5] при получении

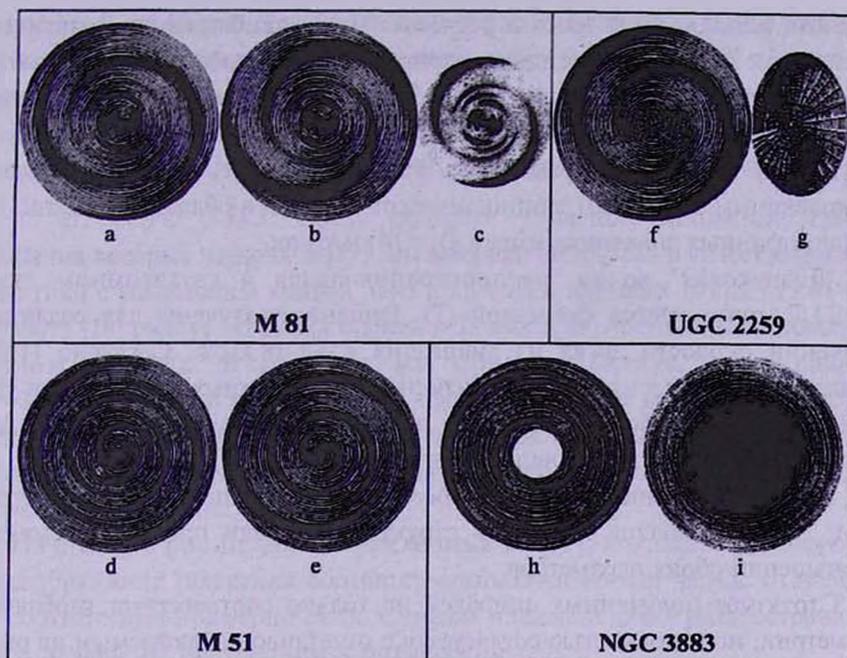


Рис.3. Нелинейная волновая "дозвуковая" модель спиралей. M81: а) $R_0 = 24$ кпк, $c_s = 20$ км/с; б) $R_0 = 24$ кпк, $c_s = 25$ км/с; в) $R_0 = 12$ кпк, $c_s = 25$ км/с. M51, $R_0 = 15$ кпк: д) $c_s = 13$ км/с; е) $c_s = 15$ км/с. UGC 2259, $c_s = 11$ км/с: ф) $R_0 = 5.68$ кпк; г) $R_0 = 2.8$ кпк, угол наклона равен 41° . NGC 3883: h) относительное уплотнение и i) полная поверхностная плотность при $\gamma_s = 9/5$ и $c_s = 9$ км/с.

фронтального изображения M81 (рис.1с). При этом убран усредненный радиальный профиль яркости, что фактически соответствует изображению областей абсолютного уплотнения в спиральной волне плотности. Радиус спирали на рис.1с равен $R_{25} = 12$ кпк. Для сравнения, соответствующая центральная область решения (8) при $c_s = 25$ км/с показана на рис.3с. Видно, что образования между центром и северным рукавом на рис.1с могут найти естественное объяснение в рамках тонкой структуры рукавов.

3. *M 51*. Расположенная на расстоянии 9.6 Мпк [6,7] галактика M51 является ярко выраженной двухрукавной спиралью. Несмотря на наличие компаньона NGC 5195, только внешняя область диска подвержена приливному взаимодействию [7]. На рис.1д показано аналогичное рис.1с изображение M51 [5], а на рис.1е – поверхностная плотность звездной компоненты в плоскости диска (взято из работы [8]). Исходя из размеров изображения галактики в работе [9], радиус диска принят равным $R_0 = 15$ кпк, что согласуется как со значением $R_{25} = 5.48'$ [10], так и с радиусом HI диска $R_{HI} = 6'$ [11].

В работе [12], продолжая начатое в [7] исследование распределения и динамики молекулярного газа в M51, получена кривая вращения, аппроксимация которой законом Местеля $v_{rot} = \text{const} = 210$ км/с в области

$r > 1$ кпк использована нами в расчетах. Такое приближение практически совпадает с моделями потенциала, приведенными в работах [8,13]. Отметим, что, предполагая постоянный угол наклона, полученная в [11] по НИ данным кривая вращения спадает от максимума $v_{rot}(6 \text{ кпк}) = 230 \text{ км/с}$ до значения $v_{rot}(16 \text{ кпк}) = 100 \text{ км/с}$ к краю диска. Такое поведение, однако, приводит к комплексным значениям эпициклической частоты в области $r > 10$ кпк. При вышеуказанных значениях имеем $\Omega_p = 14 \text{ км/с кпк}$.

"Дозвуковая" волна, распространяющаяся в двухатомном газе с $\gamma_s = 11/7$, описывается формулой (7). Решения получены для различных значений скорости звука из диапазона $c_s = 8-18 \text{ км/с}$. Согласно [12], c_s медленно убывает к краям диска, изменяясь в указанных пределах при учете допускаемых ошибок. Наилучшие результаты, показанные на рис.3d и рис.3е, получены при значениях $c_s = 13-15 \text{ км/с}$.

Угол закручивания является возрастающей функцией от c_s и убывающей от v_{rot} . Это позволяет сохранить структуру спирали при одновременном уменьшении обоих параметров.

Структура полученных спиралей не только соответствует глобальной геометрии, но и полностью согласуется с отчетливо наблюдаемым на рис.3е расщеплением рукавов.

Согласно [7], полуширина СО рукавов приблизительно постоянна, варьируя в пределах $\approx 0.9-1$ кпк. В нашем же случае она медленно увеличивается к краю диска, меняясь от 0.8 до 1.2 кпк.

К аналогичному узору приводит также и применение (8) в случае одноатомного газа. При этом относительное смещение между решениями (7) и (8) лежит в пределах отмеченного в работах [7,14] смещения между пиками интенсивности в линиях СО и H_α .

4. *UGC 2259*. Следуя работе [15], в качестве примера галактики с возрастающей в периферии кривой вращения рассмотрим карликовую галактику UGC 2259. Согласно НИ исследованию [16], радиус газового диска несколько превосходит оптический диаметр и равен $3'$. Исходя из значения расстояния до галактики, равного 7.33 Мпк, в расчетах радиус диска принят равным $R_0 = 5.68$ кпк. В [16] также протабулирована кривая вращения, график используемого ниже интерполяционного многочлена которой $V_{rot}(r) = 0.1632951r^5 - 2.9269602r^4 + 20.2993240r^3 - 68.3474387r^2 + 115.5180027r$ показан на рис.2b. В такой модели $\Omega_p = 15.8 \text{ км/с кпк}$.

Рассматривая "дозвуковую" волну, можно легко оценить из (9) параметр E в точке коротации, где $w(R_0) = 0$. В данном случае $E = 0.08$. Наилучшее приближение к наблюдаемым данным в случае $\gamma_s = 9/5$ достигнуто при $c_s = 11 \text{ км/с}$. Оптическое изображение UGC2259 представлено на рис.1f, которое воспроизведено из [16]. На рис.3f показано относительное уплотнение (область положительных значений (8)) в соответствующей спирали

радиусом $R_0 = 5.68$ кпк. Для сравнения на рис.3г изображен центр радиусом 2.8 кпк, соответствующий оптическому диску и повернутый на угол 41° , равный углу наклона галактики [16].

В отличие от предыдущих примеров здесь прерывистость наблюдается только в похожей на бар центральной части узора радиусом 1 кпк.

5. *NGC 3883*. Среди галактик – членов скоплений, кривые вращения которых изучены в [17], мы выбрали NGC 3883 в качестве примера галактики с убывающей кривой. Она получена в пределах $10 \text{ кпк} < r < 41 \text{ кпк}$. В работе [18] радиус HI диска оценен в 33 кпк при расстоянии до галактики равном 65 Мпк. В расчетах мы приняли радиус диска равным $R_0 = 38$ кпк, исключая узкое внешнее кольцо, где кривая вращения возрастает. Используемая ниже кривая представлена на рис.2с. Большой размер диска и умеренная скорость вращения приводят к малой угловой скорости вращения узора: $\Omega_p = 4 \text{ км/с кпк}$.

На рис.1g и рис.1h, воспроизведенных из [17], показаны оптическое и H_α изображения галактики соответственно. Отмеченная на рис.1h шкала в $10''$ соответствует примерно 5 кпк. Спираль в газовом диске распространяется вдвое дальше от центра, чем в оптическом.

При моделировании "дозвуковой" волны рассматривались как одно-, так и двухатомный газы. Среднее значение угла закручивания наблюдаемых рукавов воспроизводится при $c_1 = 9 \text{ км/с}$ в первом случае и $c_2 = 6 \text{ км/с}$ во втором. Относительное уплотнение и полная поверхностная плотность в логарифмическом масштабе при $\gamma_1 = 9/5$ представлены на рис.3h и рис.3I соответственно.

Отметим, что в области локального максимума кривой вращения ($20 \text{ кпк} < r < 25 \text{ кпк}$) образуется высокочастотная структура. Ее наличие обусловлено поведением кривой вращения и не зависит от параметров диска и волны.

Ереванский государственный университет,
Армения

ILLUSTRATION OF THE NONLINEAR WAVE MODEL OF SPIRAL STRUCTURE FOR GALAXIES WITH DIFFERENT TYPES OF ROTATION CURVES

M.G.ABRAHAMIAN, S.G.KHACHATRYAN

The results of the developed by ourselves nonlinear wave theory of spiral structure are compared with the observational data of galaxies M 81, M 51, UGC 2259, NGC 3883. The choice of the specified galaxies is done according to different

behaviour of their rotation curves at large radii: raising, falling, flat almost everywhere (Mestel low) and flat only at the edge of the disc.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Г.Абрамян, В.Н.Петвиашвили, А.М.Фридман, Уч. зап. ЕГУ, 3(169), 70, 1988.
2. М.Г.Абрамян, С.Г.Хачатрян, Астрофизика, 42, 407, 1999.
3. <http://www.nmt.edu/sconrad>.
4. D.S.Adler, D.J.Westpfahl, Astron. J., 111, 735, 1996.
5. B.G.Elmegreen, D.M.Elmegreen, P.E.Seiden, Astrophys. J., 343, 602, 1989.
6. F.Schweizer, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 313, 1976.
7. N.Nakai, N.Kuno, T.Handa, Y.Sofue, Publ. Astron. Soc. Jap., 46, 527, 1994.
8. S.Garcia-Burillo, F.Combes, M.Gerin, Astron. Astrophys., 274, 148, 1993.
9. R.A.Gonzalez, J.R.Graham, Astrophys. J., 460, 651, 1996.
10. B.G.Elmegreen, D.M.Elmegreen, L.Montenegro, Astrophys. J. Suppl. Ser., 79, 37, 1992.
11. R.P.J.Tilanus, R.J.Allen, Astron. Astrophys., 244, 8, 1991.
12. N.Kuno, N.Nakai, Publ. Astron. Soc. Jap., 49, 279, 1997.
13. M.Miyamoto, R.Nagai, Publ. Astron. Soc. Jap., 27, 533, 1975.
14. S.Garcia-Burillo, M.Guelin, J.Gernicharo, Astron. Astrophys., 274, 123, 1993.
15. M.Persic, P.Salucci, Astro. Lett. & Comm., 28, 307, 1992.
16. C.Carignan, R.Sancisi, T.S. van Albada, Astron. J., 95, 37, 1988.
17. P. Amram et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 103, 5, 1994
18. J. M. van der Hulst, E.D.Skillman, R.C.Kennicutt, G.D.Bothun, Astron. Astrophys., 177, 63, 1987.

УДК: 524.312:520.82

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ μ ЦЕФЕЯ

Х.А.ДОКОБО¹, В.С.ТАМАЗЯН¹, Н.Д.МЕЛИКЯН², М.А.ЕРИЦЯН²,
А.А.КАРАПЕТЯН²

Поступила 19 ноября 1999

Принята к печати 15 февраля 2000

Приводятся результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений звезды μ Сер, выполненных в Бюраканской обсерватории. Получены некоторые интересные корреляции между параметрами изменения яркости звезды и степенью поляризации света. Предполагается, что зарегистрированные быстрые изменения степени поляризации света могут быть результатом двойственности звезды μ Сер.

1. *Введение.* Красные гиганты и сверхгиганты, благодаря высоким светимостям, наблюдаются на очень больших расстояниях и часто используются как для изучения структуры нашей Галактики, так и для определения расстояний до соседних галактик. Они имеют огромный вклад в образовании межзвездной материи. С этой точки зрения исследования этих звезд занимают очень важное место в изучении эволюции звезд вообще и в образовании межзвездной среды в частности.

Красные гиганты и сверхгиганты распределены вблизи галактического диска и показывают концентрацию к центру. Они интересны и тем, что часто встречаются в звездных ассоциациях, и, по всей вероятности, являются молодыми образованиями [1]. Согласно Соболеву [2] они отличаются от звезд типов O и B только наличием окружающей звезду протяженной оболочки, следовательно они могут представлять большой интерес в изучении эволюции молодых массивных звезд в динамически неустойчивых звездных системах. В пользу такого представления может служить и непрерывное истечение материи от красных сверхгигантов в размерах от $10^{-4}M_{\odot}$ до $10^{-5}M_{\odot}$ в год, вследствие чего часто на расстоянии до 4'-5' от звезды наблюдается сильное инфракрасное излучение [3].

Систематические исследования красных гигантов и сверхгигантов в Бюраканской обсерватории начались после открытия Григоряном [4] переменности поляризации света у звезды μ Сер. Эта звезда является полуправильной переменной типа SRC, принадлежит спектральному классу M2ela[5], расположена довольно близко от галактического диска (65 пк), и находится на расстоянии 830 пк [3]. Интенсивные фотометрические и поляриметрические наблюдения в

течение 20 лет [6-13] позволили получить ряд интересных результатов. Однако большая часть наблюдений, подтверждающих переменность параметров поляризации света звезды, а также наблюдения по определению параметров межзвездного компонента поляризации проводились только в одном цвете - в визуальном [13] или в фотографическом [7]. Почти отсутствуют одновременные фотометрические и поляриметрические наблюдения, которые могли бы дать полное представление о характере зависимости параметров поляризации от длины волны, яркости звезды и цвета.

Первые фотометрические и поляриметрические наблюдения звезды μ Сер одновременно в *BVR* лучах с целью обнаружения корреляций между параметрами поляризации света и яркостью звезды проводились одним из авторов настоящей статьи еще в 1983г. [14]. Результаты этих наблюдений показали, что при увеличении яркости звезды степень поляризации света в *B* лучах растет, тогда как в *V* лучах она уменьшается, в то время как корреляция между степенью поляризации света и яркостью звезды в красных лучах почти отсутствует. Для подтверждения полученного результата, а также для более детального исследования зависимости степени поляризации от других наблюдательных параметров звезды μ Сер, нами проводились одновременные фотометрические и поляриметрические наблюдения в *UBVR* лучах.

В настоящей работе приводятся результаты этих наблюдений.

2. *Наблюдательный материал.* Настоящие наблюдения проводились с 25 августа по 15 октября 1998г. с помощью фотополяриметра, установленного на 50 см телескопе системы Кассегрена Бюраканской обсерватории. Был использован метод непосредственного измерения отсчета. Более подробно метод наблюдений и использованная аппаратура описаны в работе Ерицяна [14].

Наблюдения велись в *UBVR* областях спектра. При фотометрических измерениях в качестве звезды сравнения была использована звезда BD+58° 2314, которая имеет следующие фотометрические данные:

$$R = 5^m.11, \quad V - R = +0^m.97, \quad B - V = +1^m.39 \quad \text{и} \quad U - B = +1^m.48.$$

Для вычисления поляризации света звезды μ Сер прежде всего необходимо учитывать межзвездную составляющую поляризационного света. Попытки определения параметров межзвездной поляризации света в области изучаемой звезды выполнены различными методами [6,9,10,15]. Согласия между полученными значениями параметров межзвездной поляризации света неудовлетворительны, что может быть обусловлено различием использованных методов. Особенно сильно отличаются значения степени поляризации света: от 0.7% [6] до 2.0% [9] в *V*-лучах. Мы не использовали результаты вышеуказанных наблюдений и по той причине, что они проводились не во всех *UBVR* областях спектра.

Исследование параметров поляризации света межзвездной составляющей в области μ Сер в *UBVR* областях спектра подробно выполнено Поляковой

[11]. Полученные ею значения параметров межзвездной поляризации света близки к средним значениям параметров, полученных ранее другими авторами [6,9,10,15]. Полякова [11] приводит параметры поляризации света P_x и P_y для межзвездной составляющей. На основе этих данных нами были определены параметры межзвездной составляющей поляризации света. Эти данные приведены в табл.1.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ $P_{\text{мж}}$ и $\theta_{\text{мж}}$ ПО [11]

	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>
$P_{\text{мж}}$	1.33%	1.44%	1.51%	1.43%
$\theta_{\text{мж}}$	43°	43°	43°	43°

Эти значения параметров межзвездной поляризации света нами были использованы при определении параметров собственной поляризации света звезды μ Сер. Полученные результаты приведены в табл.2, где приводятся уже только значения степени поляризации света звезды, без межзвездного компонента поляризации. В соответствующих столбцах табл.2 приводятся: юлианские дни наблюдений (JD), степень поляризации света звезды ($P\%$) и угол плоскости поляризации (θ) в *UBVR* областях спектра. Следует отметить, что ошибки измерения степени поляризации и определения значения угла плоскости

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ μ Сер

Дата (JD)	<i>U</i>		<i>B</i>		<i>V</i>		<i>R</i>	
	$P\%$	θ°	$P\%$	θ°	$P\%$	θ°	$P\%$	θ°
2551 +								
051	-	-	3.09	37	2.20	36	2.09	37
052	-	-	3.76	31	2.31	36	2.35	37
053	-	-	3.39	38	2.55	40	2.50	37
059	-	-	3.20	30	2.72	36	1.86	30
066	-	-	2.83	40	2.16	31	2.32	28
067	-	-	3.31	38	2.58	40	2.38	38
072	-	-	3.04	41	3.20	41	2.41	34
073	2.76	36	3.37	38	2.77	39	2.13	37
079	2.44	44	2.82	39	3.05	39	2.24	40
085	2.26	40	3.36	40	2.27	36	2.49	36
086	4.62	40	2.82	36	2.20	35	2.11	36
097	4.26	41	3.56	44	2.16	40	2.29	29
099	4.53	34	3.20	41	2.50	41	2.25	38
100	4.45	37	2.97	36	3.21	39	2.59	34
101	3.30	38	3.26	36	3.18	38	2.70	34
102	4.10	38	2.62	39	2.84	36	2.19	38

поляризации, соответственно равны: $\sigma_{\%} = 0.1\%$, $\sigma_{\circ} = 2^{\circ}$.

Как хорошо видно из данных, приведенных в табл.2, в период наблюдений зарегистрированы значительные изменения как в значениях степени поляризации света, так и в значениях угла плоскости поляризации. Зарегистрированные изменения намного превышают ошибки измерений.

В табл.3 приводятся результаты фотометрических измерений звезды μ Сер. В соответствующих столбцах таблицы приводятся следующие данные: юлианские дни (JD) и величины R , $V-R$, $B-V$ и $U-B$. Эти данные показывают, что в период наблюдений зарегистрированы значительные изменения блеска излучаемой звезды.

Ошибки фотометрических измерений в разных цветах равны:

$$\sigma_U = 0^m.02, \quad \sigma_B = 0^m.02, \quad \sigma_V = 0^m.01, \quad \sigma_R = 0^m.01.$$

Следовательно, ошибки измерения цветов изменяются в пределах от $0^m.015$ до $0^m.03$. Каждая серия фотометрических и поляриметрических наблюдений проводилась в течение 40-60 минут.

3. *Результаты фотометрических измерений.* Как видно из данных табл.3, во время фотометрических наблюдений зарегистрированы слабые изменения блеска во всех $UBVR$ областях спектра. Изменения блеска во всех лучах превышают ошибки измерений. В период наших наблюдений изменения блеска происходят в пределах:

$$U = 8^m.82 - 9^m.12, \quad B = 6^m.39 - 6^m.74, \quad V = 4^m.02 - 4^m.30, \quad R = 2^m.08 - 2^m.36.$$

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ЗВЕЗДЫ μ Сер

JD 2551 +	R	$V-R$	$B-V$	$U-B$
051	2 ^m .26	1 ^m .84	2 ^m .48	-
052	2.14	1.89	2.44	-
053	2.27	1.90	2.34	-
059	2.26	1.93	2.28	-
066	2.36	1.94	2.34	-
067	2.31	1.91	2.33	-
072	2.33	1.96	2.45	-
073	2.11	2.06	2.30	2 ^m .54
079	2.17	2.03	2.34	2.58
085	2.18	1.98	2.36	2.54
086	2.11	2.07	2.36	2.36
097	2.23	2.03	2.33	2.39
099	2.14	2.09	2.35	2.24
100	2.27	2.00	2.23	2.39
101	2.19	2.08	2.29	2.48
102	2.08	1.94	2.37	2.63

Отметим, что слабые изменения блеска во всех лучах имеют неправильный характер.

Цвета $U-B$, $B-V$ и $V-R$ в период наших наблюдений также показывают слабые колебания. На рис.1 показан ход изменения цветов во время наблюдений.

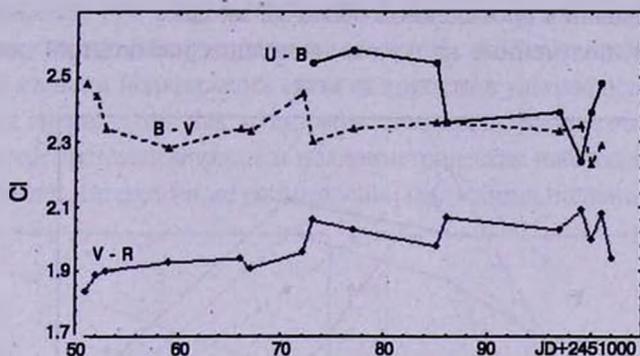


Рис.1. Изменение цветов $U-B$, $B-V$ и $V-R$ звезды μ Сер во время наших наблюдений.

Из рисунка видно, что слабое посинение цвета $B-V$ сопровождается слабым покраснением цвета $V-R$. При этом о характере изменения цвета $U-B$ трудно судить, но похоже он изменяется как $B-V$. Такое явление у звезды μ Сер зарегистрировано, по-видимому, впервые.

4. Результаты поляриметрических наблюдений. Как уже было отмечено выше, зарегистрированы сильные изменения степени поляризации света у звезды μ Сер во всех $UBVR$ областях спектра. Такие изменения степени поляризации зарегистрированы и ранее другими авторами.

Как видно из данных табл.2, наиболее сильные изменения степени поляризации происходят в ультрафиолетовых лучах: $\Delta P_U = 2.36\%$, $\Delta P_B = 1.14\%$, $\Delta P_V = 1.05\%$ и $\Delta P_R = 0.84\%$. Эти изменения, особенно за такой короткий срок, говорят о существовании бурных процессов в протяженных атмосферах звезды.

Слабая зависимость степени поляризации от блеска звезды μ Сер известна давно [11,16]. В обоих случаях поляриметрические наблюдения проводились в V лучах. На основе фотометрических и поляриметрических наблюдений одновременно в BVR лучах, выполненных Ерицяном [14], показано, что при увеличении яркости а) в B лучах степень поляризации увеличивается, б) в V лучах степень поляризации уменьшается и в) в R лучах не замечается никакой зависимости.

В первую очередь следует отметить, что переменная часть зарегистрированной поляризации света по всем наблюдательным параметрам имеет звездный характер и показывает сильные изменения во времени. О наличии собственной поляризации света свидетельствуют как результаты поляриметрических наблюдений звезд в области μ Сер, так и характер зависимости степени поляризации света звезды от длины волны. На рис.2 приводится зависимость

степени поляризации света от длины волны для разных ночей наблюдений. Как хорошо видно на рисунке, характер этой зависимости иногда изменяется в течение суток. Изменения за такой короткий срок ни в коем случае нельзя связывать с изменениями межзвездной среды, а только с изменениями физических условий в протяженной оболочке звезды.

Результаты, полученные на основе настоящих наблюдений показывают,

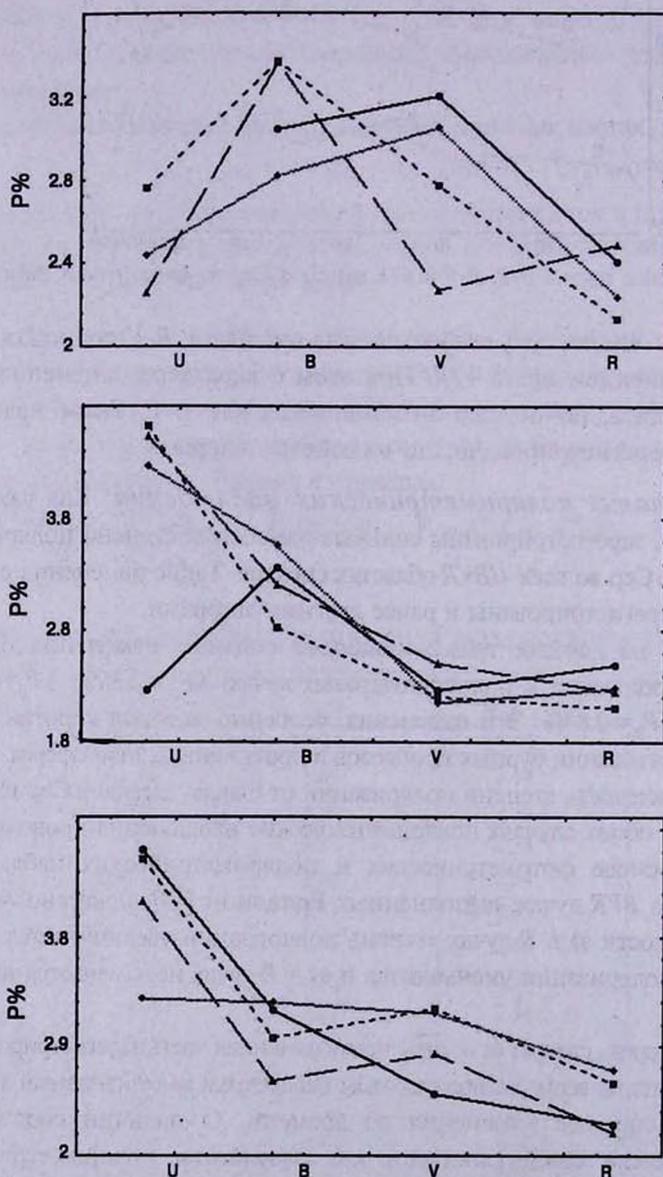


Рис.2. Зависимость степени поляризации света от длины волны. Разными символами обозначены результаты наблюдений разных ночей.

что зависимость степени поляризации света от яркости звезды, полученная Ерицяном [14], подтверждается и особенно сильно выражается в ультрафиолетовых лучах (рис.3а-3д). Как хорошо видно на рисунке, если увеличение яркости в U и B лучах сопровождается увеличением степени поляризации света (см. рис.3а и 3б), то при увеличении яркости в V и R лучах степень поляризации света уменьшается (см. рис.3с и 3д). Отметим, что сильная корреляция степени поляризации света от яркости в ультрафиолетовых лучах наблюдается впервые, так как в ультрафиолетовых лучах впервые проводятся одновременные фотометрические и поляриметрические наблюдения.

Представляет интерес также рассмотрение корреляции степени поляризации

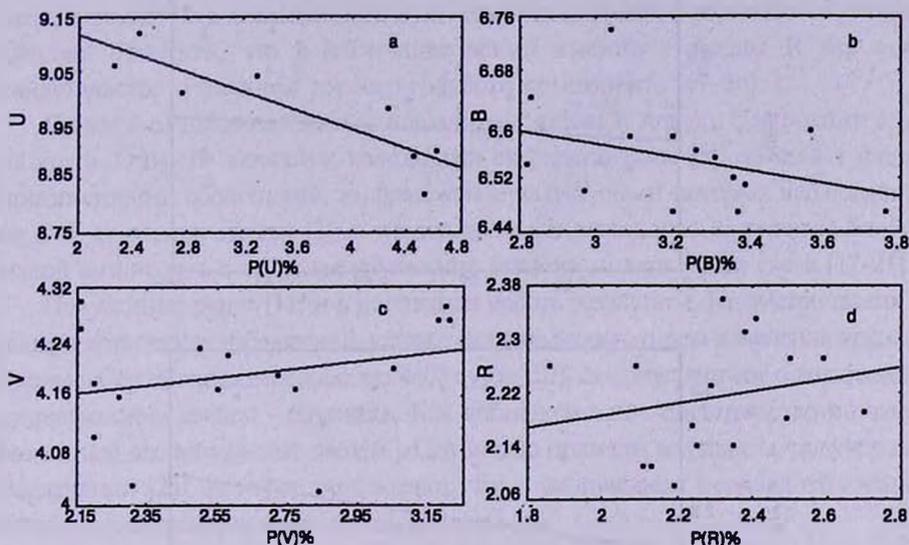


Рис.3. Зависимость степени поляризации света от яркости в U , B , V , R лучах.

света от цветов $U-B$, $B-V$ и $V-R$. Как хорошо видно на рис.4а-4с существует слабая корреляция между величинами $P_B - B-V$ и $P_V - V-R$ (рис.4б и 4с), где покраснению цветов соответствует увеличение степени поляризации, в то время как существует сильная корреляция между величинами $P_U - U-B$ (рис.4а). Четко выслеживается, что с посинением цвета $U-B$ степень поляризации света в ультрафиолетовых лучах возрастает.

5. Заключение. Таким образом, на основе фотометрических и поляриметрических наблюдений, выполненных одновременно в $UBVR$ областях спектра, можно подчеркнуть следующие важные результаты:

- а) Зарегистрированы сильные изменения степени поляризации света во всех наблюдаемых $UBVR$ областях спектра. Часто наблюдаемые изменения происходят в течение одних суток, что трудно объяснить влиянием физических процессов, происходящих в недрах звезды с такой протяженной оболочкой.
- б) Впервые показано, что посинение цветов $U-B$ и $B-V$ звезды μ Сер

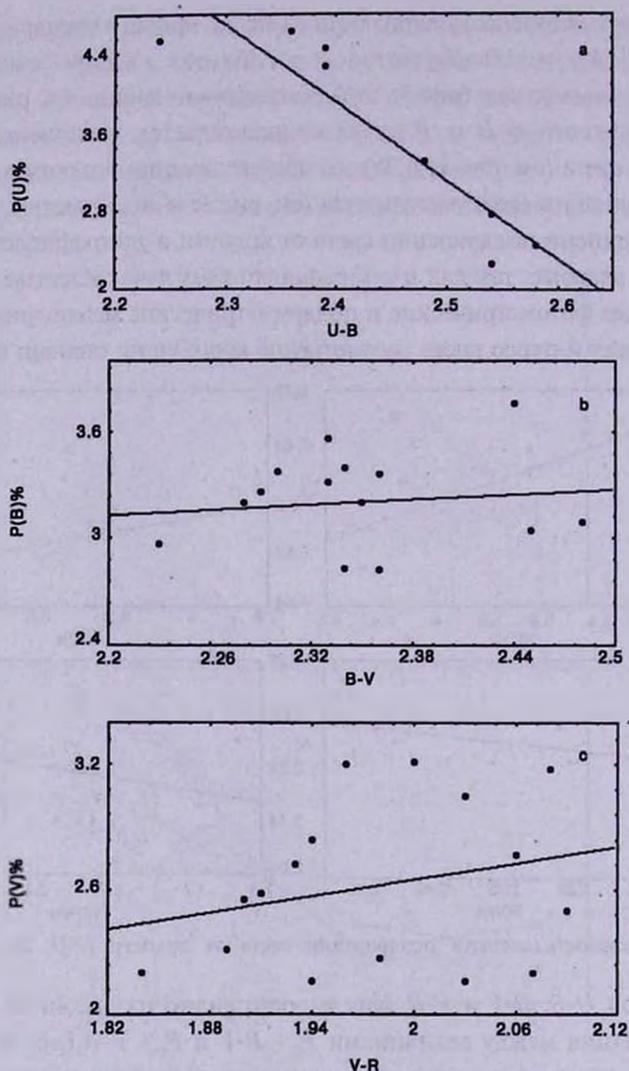


Рис.4. Зависимость степени поляризации света от цветов.

сопровождается покраснением цвета $V-R$.

в) Подтвержден результат, ранее полученный Ерицяном [14] о том, что при увеличении яркости звезды в B лучах степень поляризации света увеличивается, в V лучах уменьшается и в R лучах такая корреляция не замечается. Показано, что зависимость поляризации света в U лучах от яркости звезды такая же, что и в B лучах, но выражается сильнее.

г) С посинением цвета $U-B$ степень поляризации света в U лучах увеличивается, тогда как в других лучах такой корреляции не замечается.

д) Сильные изменения угла плоскости поляризации ($50^\circ-70^\circ$) [11] в период наших наблюдений не зарегистрированы.

Как уже было сказано выше, по многим наблюдательным характеристикам горячие звезды типов O и B, и холодные гиганты и сверхгиганты поздних спектральных классов идентичны, и часто не только совокупность спектральных линий, но и непрерывный спектр как будто является результатом наложения спектров двух разных - холодных и горячих звезд [1]. Детальный анализ наблюдательных данных звезд гигантов и сверхгигантов поздних спектральных классов позволил В.В.Соболеву [2] заключить, что, в частности, в случае симбиотической звезды R Aqr, мы не имеем дело со сложением спектров двух звезд, а речь идет о сложении спектров горячего ядра звезды и внешней протяженной холодной оболочкой. Принимая возможность такого объяснения, нельзя исключить возможность существования тесного горячего спутника. Следует отметить, что в настоящее время именно у звезды R Aqr есть свидетельство о наличии тесного голубого компонента [17-20].

По многим наблюдательным параметрам звезды R Aqr и μ Cep похожи друг на друга. Они обе являются холодными сверхгигантами [5], обладают очень протяженными оболочками, инфракрасное излучение от которых наблюдается на 5'-6' от центра звезды [3], и показывают неправильные изменения блеска малой амплитуды и сильные изменения степени поляризации света [17-21].

Полученные ранее [11] и в настоящей работе результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений, а также наличие второго цикла изменения яркости звезды μ Cep продолжительностью 4400 суток [22], свидетельствуют о возможном существовании звезды - спутника. Как дополнительное свидетельство в пользу возможной двойственности звезды μ Cep можно привести результаты, полученные Варданием [23], которые показывают, что с увеличением периода изменения блеска число двойных также увеличивается.

¹ Observatorio Astronomico "Ramon Maria Aller",
Universidade de Santiago de Compostela, Spain

² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения

POLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF μ CEP

J.A.DOCOBO¹, V.S.TAMAZIAN¹, N.D.MELIKIAN², M.H.ERITSIAN²,
A.A.KARAPETIAN²

The results of photometric and polarimetric observations of μ Cep carried out in the Byurakan Observatory are presented. Some interesting correlations between

the parameters of the brightness variations of the star and the degree of light polarization are received. It is supposed that the registered rapid variations of the degree of light polarization can be a result of duplicity of the star μ Cep.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 4, 1949.
2. В.В.Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд. ЛГУ, 1947.
3. T.Le Bertre, G.Lagache, N.Mauron, F.Boulanger, F.X.Desert, N.Epchein, P.Le Sidaner, Astron. Astrophys., 335, 287, 1998.
4. К.Григорян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 25, 45, 1958.
5. П.Н.Холопов и др., Общий Каталог Переменных Звезд, М., Наука, 1985.
6. Р.А.Варданян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 35, 3, 1964.
7. Р.А.Варданян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 37, 23, 1966.
8. В.А.Домбровский, Т.А.Полякова, В.А.Яковлева, Тр. АО ЛГУ, 27, 3, 1970.
9. G.V.Soupe, A.Kruszewski, Astron. J., 73, 20, 1968.
10. Н.М.Шаховской, Изв. Крымской. обсерв., 39, 11, 1969.
11. Т.А.Полякова, Астрофизика, 10, 53, 1974.
12. Е.Д.Арсеневич, Сообщ. Бюраканской обсерв., 44, 91, 1971.
13. Г.В.Абрамян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 52, 24, 1980.
14. М.А.Ерицян, Астрофизика, 20, 195, 1984.
15. С.Friedemann, Astron. Nachr., 293, 179, 1972.
16. Г.В.Абрамян, "Электрофотометрическое и электрополяриметрическое исследование красных сверхгигантов", диссертация, Ереван, 1981.
17. R.J.Sopka, G.Herbig, M.Kafatos, A.G.Michalitsianos, Astrophys. J., 258, L35, 1982.
18. J.M.Hollis, M.Kafatos, A.G.Michalitsianos, H.A.McAlister, Astrophys. J., 289, 765, 1985.
19. M.R.Dechpande, U.C.Joshi, A.K.Kulshrestha, A.K.Sen, Pub. Astr. Soc. Pacif. 99, 62, 1987.
20. H.E.Schwarz, C.Aspin, in: "Circumstellar Matter", IAU Symp. No 122, eds. J.Appenzeller and C.Jordan, 1986, p.471.
21. С.Magnan, N.D.Melikian, A.A.Karapetian, Astrofizika, 42, 341, 1999.
22. И.А.Клюс, Перемен. Звезды, 21, 132, 1978.
23. R.A.Vardanian, Astrofizika, 38, 549, 1995.

УДК: 524.5

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

П.А. ТАРАКАНОВ

Поступила 17 декабря 1999

Принята к печати 10 января 2000

Рассматривается возможный механизм образования межзвездных облаков Галактики посредством агрегации из "облачков" газа, выброшенных красными гигантами. Строится численная модель движения "облачка" в МЗС Галактики. Получаемые таким образом облака являются фракталами с фрактальной размерностью, совпадающей с наблюдаемой. Характерное время образования облака согласуется с наблюдениями.

1. *Введение.* По мере совершенствования методов исследования межзвездной среды (МЗС) Галактики, в частности, наблюдений в радиодиапазоне, выявилось, что простая двухкомпонентная модель недостаточна для объяснения наблюдаемых особенностей структуры МЗС. В соответствии с этой моделью сравнительно холодные объекты с повышенной концентрацией частиц ($T \approx 5 + 50\text{K}$, $n \approx 10^2 + 10^5 \text{ см}^{-3}$), называемые облаками, находятся в разреженной "теплой" среде ($T \approx 3000 + 5000\text{K}$, $n \approx 10^{-2} + 10^{-1} \text{ см}^{-3}$). При этом предполагается, что квазистационарность облаков поддерживается давлением "теплого" газа. В качестве причины разделения МЗС на две фазы и, соответственно, возникновения облаков, предполагалось развитие тепловой неустойчивости в первоначально однородной среде [1]. Однако в рамках этой модели оказывается непонятным происхождение достаточно крупных молекулярных облаков (МО) с размерами $10 + 100 \text{ пк}$ и массой $(10^3 + 100^6) M_{\odot}$. Содержащиеся в них в значительном количестве тяжелые элементы (C, N, O) свидетельствуют о том, что МО состоят, главным образом, из газа, выброшенного звездами, поскольку только там эти элементы могут синтезироваться.

Наблюдения в радиодиапазоне демонстрируют неоднородность (фрагментарность) облаков. При увеличении разрешения большие фрагменты оказываются состоящими из меньших частей. Фрагментарность имеет место на всех доступных наблюдениям масштабах [2]. Какого-либо выделенного пространственного масштаба в облаке не существует. Современные оценки минимального уровня фрагментации дают величину в несколько десятков а.е. [3]. Таким образом, структура облаков является иерархической. Облако состоит из большого количества конденсаций, каждая из которых представляет, в свою

очередь, совокупность отдельных образований повышенной плотности и т.д. [4]. Определяемые из наблюдений физические характеристики таких объектов представляют собой усредненные по пространству величины.

В ряде работ было установлено, что межзвездные облака всех типов обладают фрактальной структурой (см., например, [5-8]). Различными методами из наблюдений было получено, что фрактальная размерность проекции МО близка к $D_2 \approx 1.4$. Библиография работ, относящихся к определению D_2 для МО, приведена в [3]. 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 фрактальной размерностью.

Фрагментарная структура характерна также для облаков, состоящих из нейтрального водорода. Очень интересным обстоятельством оказалось не только обнаружение фрактальности у таких объектов [9], но и то, что показатель фрактальной размерности $D_2 \approx 1.4 + 1.5$, как и для МО. По-видимому, можно полагать, что фрактальность не обуславливается составом облака, а характерна для межзвездных газовых облаков вообще.

Здесь уместно отметить, что ранее [10] был получен вывод о фрактальной структуре облаков и зон дождя в земной атмосфере. При этом значение $D_2 \approx 1.35 \pm 0.05$ на масштабах от 1 км до 10000 км в пределах возможных погрешностей совпадает с величиной, которая получается для межзвездных облаков.

К сказанному можно добавить, что для межгалактических газовых облаков, также обладающих фрактальной структурой, значение $D_2 \approx 1.3 \pm 0.2$ [11]. Таким образом, представляется вероятным, что называемые облаками образования, всегда являются фракталами с размерностью, заключенной в пределах $2.3 \leq D \leq 2.5$, что, возможно, связано с наличием некоторых общих свойств у таких образований.

В настоящей работе рассматривается возможный механизм образования облаков (на примере межзвездных молекулярных облаков Галактики), приводящий к образованию фрактальной структуры с размерностью, согласующейся с наблюдениями.

2. Образование межзвездных облаков. Основным источником поступления веществ в МЗС являются красные гиганты, каждый из которых за время своего существования выбрасывает в виде звездного ветра газ с массой порядка $0.1 + 10^3 M_{\odot}$. Первоначально выброшенное вещество, как и звезды, рассредоточено в объеме Галактики. Для того, чтобы этот газ оказался в области, занимаемой облаками, необходимы какие-то факторы, вызывающие его сосредоточение там. Процесс образования МО до сих пор плохо изучен; обычно рассматриваются явления в уже существующем объекте. По-видимому, нельзя считать, что возникновение МО обусловлено лишь

избытком содержания тяжелых элементов в составляющем его газе - необходимо также наличие условий, способствующих образованию большого количества молекул в этом газе и препятствующих их быстрой диссипации. Именно этим МО должны отличаться от облаков нейтрального водорода. Время жизни и тех, и других облаков не превосходит 10^9 лет и, по-видимому, наблюдаемые облака сформировались из уже имевшегося газа преимущественно вторичного происхождения. За время жизни облака существенного обогащения его тяжелыми элементами не происходит, поскольку за 10^8 лет из звезд, находящихся в занимаемом облаком объеме, выбрасывается мало вещества - порядка 0.001 полной массы облака.

Поток газа ("звездного ветра"), истекающего из красного гиганта, далек от сферически-симметричного, так как вследствие конвекции внешние области таких звезд обладают крайне неоднородной структурой. Таким образом, около красного гиганта постепенно образуется некоторое количество "элементарных облачков". Исходно "элементарные облачка" находятся на расстояниях, значительно превышающих их размеры, и гравитационно взаимодействуют только при тесных сближениях [12].

При взаимодействии элементарные облака могут объединяться, в результате чего возникают более крупные и массивные объекты, в частности, молекулярные облака. На возможность образования МО путем объединения объектов малой массы указывалось ранее (см., например, работу [13]). Фактически межзвездный газ оказывается изначально структурированным. Важнейшим обстоятельством, в силу которого фрагментация газа сохраняется, является отсутствие перемешивания элементарных облачков - обмена веществом между ними практически не происходит. Очевидно, что при малых временах перемешивания иерархичность структуры должна была бы сгладиться и система стала бы однородной.

Перемешивание вещества двух "слипшихся" элементарных облачков могло бы происходить в результате диффузии. Так как температура газа низка, то характерное время тепловой диффузии на расстояние порядка размера элемента l , при скорости внутренних (не обязательно турбулентных) движений газа $u_{\text{urb}} \ll 10^6$ см/с, превышает время существования облака. Что касается турбулентной диффузии, характерное время которой t_{mix} равно:

$$t_{\text{mix}} \approx \frac{l}{u_{\text{urb}}}, \quad (1)$$

то оно также оказывается превосходящим время жизни облака (для $l \approx 10^{20}$ см и $u \ll 10^6$ см/с, получаем $t_{\text{mix}} \gg 10^{14}$ с).

Для облаков в земной атмосфере, являющихся фрактальными образованиями, отсутствие перемешивания надежно установлено [14]. Они также состоят из малых элементов - капель, получающихся в результате конденсации водяного пара. Капли взаимодействуют друг с другом только на достаточно малых расстояниях.

Для того, чтобы в газовой среде образовалась и сохранялась иерархическая структура, необходимо выполнение следующих условий:

1. В среде изначально существуют “элементарные частицы”, размер и масса которых малы по сравнению с размерами и массой системы;
2. “Элементарные частицы” должны обладать способностью к агрегации (объединению);
3. При объединении “элементарных частиц” в агрегаты и последующем объединении получающихся более сложных образований не происходит перемешивание.

Для выполнения этих условий требуется, чтобы:

- а) относительные скорости движения агрегатов были достаточно малыми;
- б) взаимодействие элементарных частиц и агрегатов происходило только при достаточно тесных сближениях.

Указанные условия 1-3, сформулированные в работе [15], являются необходимыми для того, чтобы иерархическая структура среды была также и фрактальной. Судя по тому, что для всех рассмотренных выше систем они выполняются, и эти системы обладают схожей фрактальной размерностью, не исключено, что они являются и достаточными для “фрактализации” газовых систем.

Последовательная агрегация может приводить, при выполнении определенных условий, к образованию фрактальных структур. Подобный процесс возникновения иерархической структуры характерен для объектов иной природы - химических агрегатов [16], где слипание элементов обусловлено взаимодействиями совершенно другого типа, чем в межзвездной среде.

3. *Обобщенное броуновское движение.* По определению, обобщенным броуновским движением в пространстве \mathbb{R}^n с показателем Херста H называется движение частицы, приращение координаты которой зависит от времени специальным образом:

$$\|B_H(t_2) - B_H(t_1)\| \propto \xi |t_2 - t_1|^H, \quad t_2 \geq t_1; \quad \mathbb{R} \xrightarrow{B_H} \mathbb{R}^n, \quad (2)$$

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

Легко показать [17], что обобщенное броуновское движение обладает памятью - при $H \neq 1/2$ приращения не являются независимыми. 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.

Рассмотрим процесс обобщенного броуновского движения с возможностью агрегации элементов при сближении их на достаточно малые расстояния. В настоящее время считается [17], что в результате такого процесса в пространстве \mathbb{R}^3 образуются агрегаты с фрактальной размерностью $D_3 = 3 - H$. Это утверждение строго не доказано, но неоднократно проверялось в

вычислительных экспериментах. Если движение элементарных облачков в Галактике представимо в рамках модели обобщенного броуновского движения, то можно путем численного эксперимента получить значение показателя Херста и оценить таким образом фрактальную размерность получающихся для данной модели облаков.

При учете возможной агрегации в процессе появляется память, связанная с накоплением массы элементарным облачком. В таком случае можно ожидать, что движение элементарного облачка представимо моделью обобщенного броуновского движения с $H \neq 1/2$.

4. *Движение элементарного облачка.* Существенное влияние на процесс агрегации газовых облаков в межзвездной среде должны оказывать внешние условия, в которых эта среда находится, в первую очередь действие гравитационного поля, создаваемого звездами.

Рассмотрим задачу о движении одного элементарного облачка, выброшенного из красного гиганта, в гравитационном поле Галактики. Воспользуемся предложенным В.А.Амбарцумяном разложением поля на регулярную и иррегулярную компоненты. Поскольку размеры одного молекулярного облака малы по сравнению с размерами Галактики, то в пределах "бокса", близкого по размерам к облачку, регулярное гравитационное поле можно считать постоянным и рассматривать движение элементарного облачка исключительно в иррегулярном поле.

В таком случае элементарное облачко будет двигаться при достаточном удалении от звезд и других облачков прямолинейно и равномерно (в системе отсчета, связанной с боксом). При каждом близком сближении со звездой скорость будет меняться. Кроме этого, если эта звезда является красным гигантом, то при близком сближении элементарное облачко набирает на себя вещество, выброшенное из этого красного гиганта. При столкновении двух облачков с достаточно малой относительной скоростью, облачка сливаются.

В рамках такой модели можно рассчитать траекторию движения элементарного облачка. Для упрощения вычислений будем считать, что:

- 1) расстояние между двумя "соседними" звездами постоянно и равно L , отношение "частоты встреч" облачков и звезд N ;
- 2) звезда, с которой происходит сближение, является красным гигантом с вероятностью P ;
- 3) красные гиганты имеют массу $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_g$, остальные звезды имеют массу $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_d$;
- 4) функция распределения звезд по скоростям имеет вид распределения Шварцшильда:

$$f(u, v, w) dudvdw = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u^2}{\sigma_1^2} + \frac{v^2}{\sigma_2^2} + \frac{w^2}{\sigma_3^2} \right)} dudvdw,$$

$$\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = 15 : 10 : 8;$$

5) для красных гигантов $\sigma_1 = 30$ км/с, для остальных звезд $\sigma_1 = 60$ км/с (стандартные значения для звезд классов соответственно gG - gM и dG - dM:

6) прицельное расстояние p для каждого отдельного сближения определяется случайным образом, функция распределения гауссова с заданной дисперсией σ ;

7) начальная масса облачка $m = m_1$, причем $m_1 \ll \varpi$;

8) функция распределения облачков по скоростям гауссова с дисперсией σ_2 ;

9) слияние облачков происходит при относительной скорости движения меньше V ;

10) после каждого сближения с другим облачком или красным гигантом масса облачка увеличивается на m_1 .

5. *Расчет показателя Херста.* Для получения значения показателя Херста был проведен численный эксперимент. Была написана программа, реализующая модель движения элементарного облака. Показатель H находится методом наименьших квадратов из соотношения

$$\ln|B_H(t) - B_H(t_0)| = H \cdot \ln|t - t_0| + \text{const}, \quad (3)$$

следующего из (2). Параметры программы и их значения, принятые для расчетов, приведены в табл.1.

При расчетах с этим набором параметров было получено значение $H = 0.657 \pm 0.072$. Характерное время увеличения начальной массы облачка на порядок составило $(0.6 \pm 0.2) \cdot 10^5$ лет.

Была также исследована чувствительность результата к начальным данным. В табл.2 приводятся значения показателя Херста, рассчитанные для принципиально возможных границ диапазона параметров (значения возможных ошибок определения H во всех случаях не превышают 0.1). Видно, что только выбор дисперсии прицельного расстояния существенным

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА ПОКАЗАТЕЛЯ ХЕРСТА

Параметр	Значение
Расстояние между звездами	10 пк
Вероятность встречи с красным гигантом	0.03
Масса красного гиганта	3 ϖ_{\odot}
Масса обычной звезды	1 ϖ_{\odot}
Дисперсия прицельного расстояния	100 а.е.
Начальная масса облачка	10^{-4} ϖ_{\odot}
Отношение частот встреч облачков и звезд	10
Дисперсия скоростей облачков	100 км/с
Максимальная относительная скорость движения	50 км/с
Количество сближений со звездами	100
Количество экспериментов	1000

Таблица 2

ВОЗМОЖНЫЙ РАЗБРОС ЗНАЧЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ХЕРСТА ПРИ
ВАРЬИРОВАНИИ ПАРАМЕТРОВ ЗАДАЧИ

Параметр	Значения		Показатель Херста, соответствующий:	
	минимум	максимум	минимуму	максимуму
Расстояние между звездами	1 пк	100 пк	0.657	0.657
Вероятность встречи с красным гигантом	0.001	1	0.553	0.703
Масса красного гиганта	1 $\%_{\odot}$	20 $\%_{\odot}$	0.646	0.659
Масса обычной звезды	0.5 $\%_{\odot}$	5 $\%_{\odot}$	0.662	0.642
Дисперсия прицельного расстояния	10 а.е.	1000 а.е.	0.510	0.833
Начальная масса элементарного облака ¹	$10^{-5} \%_{\odot}$	$10^{-1} \%_{\odot}$	0.643	0.641
Количество красных гигантов ²	1	100	0.502	0.538

¹ Максимальное значение $H = 0.660$ достигается при $m_1 \approx 7 \cdot 10^{-5} \%_{\odot}$

² Максимальное значение $H = 0.782$ достигается при $N = 8$

образом влияет на результат. Поскольку [12] характерное расстояние, на котором возможно взаимодействие элементарных облаков, совпадает с их размерами, то дисперсия прицельного параметра принималась равной оценке минимального масштаба фрагментации межзвездных облаков [3].

Интересно отметить, что показатель H как при малом числе красных гигантов, так и при большом их числе близок к $1/2$. Когда количество красных гигантов $N=1$, процесс идет фактически без агрегации (за исключением последнего сближения). В таком случае он должен описываться обычным броуновским движением, т.е. для него в идеале $H=1/2$, что и наблюдается. Аналогично, при большом N на поздних стадиях процесса прирост массы облака оказывается малым по сравнению с массой облака, и агрегацией можно пренебречь. Движение также оказывается обыкновенным броуновским, а более сильное отклонение H от $1/2$, чем в первом случае, объясняется учетом начальных стадий движения, для которых $H > 1/2$.

Количество подэлементов в элементе для предложенной выше модели не может быть очень большим, поскольку структура оказывается "рыхлой". Например, химический агрегат с количеством элементов, превосходящим некоторую величину ($N \geq 100$), является неустойчивым [16]. Вследствие этого реальное значение N не может превышать $\tilde{N} \sim 100$, так как получившийся агрегат будет рыхлым и достаточно быстро распадется.

6. *Выводы.* Таким образом, в результате данного процесса образуется облако со структурой с фрактальной размерностью $D_3 = 3 - H = 2.37 \pm 0.07$, что полностью согласуется с наблюдательными данными. Оценка характерного времени образования облака за счет данного механизма не противоречит

наблюдательным данным.

Поскольку облака различной природы имеют одну и ту же фрактальную размерность, можно ожидать, что это связано с наложением агрегации, т.е. эффекта 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 движения и, следовательно, фрактальной размерности облака, возможно, определяется исключительно законом изменения массы элементарного облака и не зависит от выбора конкретной физической системы.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия

ON THE POSSIBLE MECHANISM OF INTERSTELLAR CLOUDS FORMATION

P.A.TARAKANOV

A possible mechanism of formation of interstellar clouds in the Galaxy by means of aggregation of "elementary" gaseous clouds ejected from red giants is considered. A numerical model of the movement of "elementary" clouds in interstellar clouds of the Galaxy is made. The clouds obtained in this way are fractals of a fractal size which coincides with observed data. The characteristic time of the formation of the cloud is in agreement with observations.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.H.Field*, *Astrophys. J.*, **142**, 531, 1965.
2. *P.C.Myers*, *Astrophys. J., Lett.*, **496**, L109, 1998.
3. *B.G.Elmergreen, E.Falgarone*, *Astrophys. J.*, **471**, 816, 1996.
4. *J.M.Scalo*, in *Physical Processes in Fragmentation and Star Formation*, R.Capuzzo-Dolcetta, C.Chiosi, A. Di Fazio, Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 151, 1990.
5. *E.Falgarone, T.Phillips, C.K.Walker*, *Astrophys. J.*, **378**, 186, 1991.
6. *E.Falgarone, J.L.Puget, M.Perault*, *Astron. Astrophys.*, **257**, 715, 1992.
7. *D.Pfenniger, F.Combes*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 94, 1994.
8. *A.Hetem, J.R.D.Lépine*, *Astron. Astrophys.*, **270**, 451, 1993.

9. *M.G.R.Vogelaar, B.P.Wakker*, *Astron. Astrophys.*, **291**, 557, 1994.
10. *B.Lovejoy*, *Nature*, **216**, 185, 1982.
11. *В.Г.Горбацкий*, *Астрофизика*, **40**, 29, 1997.
12. *В.Г.Горбацкий, П.А.Тараканов*, *Астрофизика*, **41**, 81, 1998.
13. *P.M.Solomon, A.R.Rivolo, J.Barett, A.Yahil*, *Astrophys. J.*, **319**, 730, 1987.
14. *И.П.Мазин, Б.Н.Сергеев*, Численное моделирование облаков, Гидрометеоиздат, М., 1984.
15. *В.Г.Горбацкий, П.А.Тараканов*, *Письма в Астрон. ж.*, **25**, 270, 1999.
16. *М.Джейсок, Дж.Парфит*, *Химия поверхностей раздела фаз*, Мир, М., 1984.
17. *Е.Федер*, *Фракталы*, Мир, М., 1991.

УДК: 524.5

ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ О КРУГОВОМ ДВИЖЕНИИ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ

Р.М.ДЗИГВАШВИЛИ, Г.А.МАЛАСИДЗЕ, Т.Г.МДЗИНАРИШВИЛИ

Поступила 4 октября 1999

Принята к печати 20 января 2000

Изучение движения межзвездных облаков прямыми динамическими методами затруднено из-за отсутствия полного набора начальных условий движения. На базе каталога Бранда и Блитца статистически проверяется гипотеза о круговом движении межзвездной материи различного состава. Применяется модифицированный метод, предложенный Эдмондсоном и Хорнером, который успешно был применен для статистического исследования форм орбит шаровых скоплений. Установлено, что межзвездные облака движутся по почти круговым орбитам с небольшими отклонениями, следовательно данные о спиральной структуре Галактики, полученные радиоастрономическими методами, следует считать близкими к истине.

1. *Введение.* Исследование спиральной структуры и ряда проблемных задач общего строения Галактики базируется на кинематических данных об известных образованиях межзвездной материи. Оценки расстояний от Солнца, даже до относительно близких индикаторов спиралей, оптическими методами настолько лишены надежности, что на их основе весьма трудно строить более или менее близкую к реальности картину общего строения Галактики. В связи с этим важную роль могут сыграть радиоастрономические наблюдения достаточно удаленных облаков разновидностей межзвездной материи, способные привести к некоторым конкретным выводам о спиральной структуре. При интерпретации радиоастрономических наблюдений допускается гипотеза о круговом вращении межзвездной материи. Общий вид кривой вращения Галактики складывался главным образом на основе наблюдательных данных об объектах, имеющих галактические долготы $0 \leq l \leq 180^\circ$, допуская при этом наличие азимутальной симметрии поля скоростей. В более ранних исследованиях [1-6] неоднократно указывалась возможность существования неких потоков (некруговых) движений в галактическом диске, особенно в области Персея. Этот факт в определенной мере стал поводом для возникновения сомнений в реализации гипотезы о чисто круговом движении облаков водорода и других типов межзвездных образований. Позднее были опубликованы интересные работы [7-11], посвященные определению поля скоростей внешних областей Галактики по радионаблюдательным данным об объектах с галактическими долготами $90^\circ \leq l \leq 270^\circ$ и соответствующими

расстояниями от центра в интервале $0.2 R_0 \leq R \leq 2 R_0$ (здесь $R_0 = 8.5$ кпк - расстояние от Солнца, а R_0 - расстояние от объекта до центра Галактики). Среди этих объектов преобладают облака НП, отражающие туманности и ассоциированные с ними молекулярные комплексы.

Проблема верного моделирования поля скоростей различных областей Галактики требует еще много усилий и изобретательности при использовании нынешней обогащенной наблюдательной информации. В связи с этим мы решили провести статистический анализ о возможности реализации гипотезы о круговом движении облаков межзвездной материи различного состава.

Изучение движения этих объектов прямыми динамическими методами затруднено отсутствием полного набора начальных условий движения, которые удастся установить лишь частично, в некотором приближении. В таких случаях будет резонно пользоваться статистическими методами анализа движения указанных объектов, успешно применявшимися нами ранее [12,13] при исследовании движения шаровых скоплений в Галактике. Исходя из специфики рассматриваемых здесь объектов, возможно применить метод, несколько отличающийся от предлагавшегося в классических работах Эдмондсона [14] и Хорнера [15]. Все наблюдательные данные мы использовали из работы Бранда и Блитца [11], где они собраны в специальной таблице, содержащей 206 кинематически выделенных комплексов.

2. *Статистическая проверка гипотезы.* Проверку гипотезы о круговом движении облаков различных типов межзвездной материи удобно произвести с помощью угла θ при объекте С, соответственно между направлениями на центр Галактики О и на Солнце S (рис.1). Здесь сторонами треугольника OSC являются r - расстояние объекта от Солнца, R_0 - расстояние Солнца от центра галактики, R - расстояние объекта от того же центра, а угол l при Солнце - галактическая долгота. Из рис.1 следует, что

$$\sin\theta = \frac{R_0}{R} \sin l, \quad (1)$$

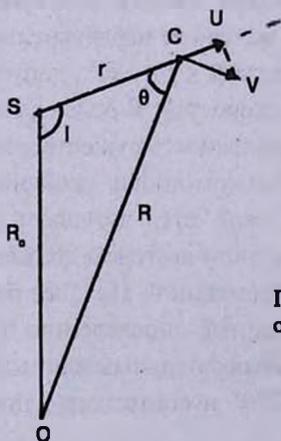


Рис.1. Геометрическая картина расположения центра Галактики-О, Солнца-S и облака-С. V -круговая скорость облака, U -лучевая скорость.

$$\cos\theta = \frac{R^2 + r^2 - R_0^2}{2rR}, \quad (2)$$

т.е. определение значений угла θ по наблюдательным данным можно выполнить без всяких затруднений. Обозначая круговую скорость вращения по местоположению объекта через V , для вращательного компонента лучевой скорости этого же объекта находим

$$U = V \sin\theta, \quad (3)$$

Теперь следует обсудить вопрос о проверке гипотезы - орбиты различных межзвездных образований являются окружностями. В случае позитивного ответа на этот вопрос, лучевая скорость каждого объекта, редуцированная за всевозможные движения Солнца в Галактике, должна меняться в зависимости от угла θ по закону (3). Если в галактике указанные объекты двигались бы только в радиальном направлении в сторону галактического центра, мы вместо закона синуса (3) имели бы закон косинуса [12-15].

Для круговой скорости объекта V мы использовали два закона: 1) наиболее упрощенный вариант: объекты движутся по круговым кеплеровским орбитам (скорость Солнца $V_0 = 220$ км/с); 2) закон, полученный в работе [16]

$$V = V_0 \left[a_1 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{a_2} + a_3 \right], \quad (4)$$

где $a_1 = 1.00767$, $a_2 = 0.0394$, $a_3 = 0.00712$. Этот закон получен из современных наблюдательных данных.

Все вычисления проводились параллельно для обоих вышеуказанных законов кругового движения. Вычисления показали, что использование различных законов кругового движения мало влияет на статистические выводы. По этой причине, чтобы не загромождать изложение, мы приведем в основном результаты вычислений для первого упрощенного варианта.

С целью проверки вышеуказанной гипотезы мы использовали из каталога координаты облаков, наблюденные лучевые скорости и расстояния, которые определены оптическими методами. Совокупность данных о 206 объектах была разделена на две группы, с тем, чтобы в первую из них объединялись только облака со значениями угла θ в интервале $0 \leq \sin\theta \leq 0.6$, а во вторую вошли только те облака, для которых соблюдено условие $0.6 \leq \sin\theta \leq 1$. Пусть n_1 - число всех членов первой, а n_2 - число второй группы. В случае реализации указанной гипотезы среднее значение модулей лучевых скоростей облаков первой группы, редуцированных за всевозможные движения Солнца, должно быть много меньше, чем среднее значение для членов второй группы и различие между ними должно быть статистически значимо. Обозначим средние значения модулей лучевых скоростей через

$$\bar{U}_1 = \frac{1}{n_1} \sum_{i=1}^{n_1} |U_i|, \quad (5)$$

$$\bar{U}_2 = \frac{1}{n_2} \sum_{i=1}^{n_2} |U_i|, \quad (6)$$

где U_i - лучевая скорость облака после исправления за всевозможные движения Солнца в Галактике. При этом в нашем случае оказалось, что $n_1 = 52$ и $n_2 = 154$, а для соответствующих средних значений было найдено:

$$\bar{U}_1 = 60 \text{ км с}^{-1}, \quad \bar{U}_2 = 193 \text{ км с}^{-1}.$$

Обозначим абсолютное значение наблюдательной разности этих величин через δ .

В общем случае для различных каталогов средние лучевые скорости являются случайными величинами. Обозначим эти величины через \bar{u}_1 и \bar{u}_2 . Теперь, согласно [17] с.266, можно оценить значение вероятности

$$P(|\bar{u}_1 - \bar{u}_2| \geq \delta) = 2[1 - S(\beta)], \quad (7)$$

где

$$\beta = \frac{\delta}{\sigma}, \quad (8)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{(n_1 + n_2)(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}{n_1 n_2 (n_1 + n_2 - 2)}}, \quad (9)$$

$$\sigma_1^2 = \sum_{i=1}^{n_1} (U_i - \bar{U}_1)^2, \quad (10)$$

$$\sigma_2^2 = \sum_{i=1}^{n_2} (U_i - \bar{U}_2)^2, \quad (11)$$

$S(\beta)$ - функция распределения вероятностей Стюдента.

В результате вычислений были найдены значения: $\delta = 133 \text{ км с}^{-1}$, $\sigma = 5.16 \text{ км с}^{-1}$, $\beta = 25.6$, и искомая вероятность при степени свободы $n_1 + n_2 - 2$ оказалась очень близкой к нулю ($P < 0.0001$).

Такие результаты еще раз убедили нас в том, что разница между средними значениями \bar{U}_1 и \bar{U}_2 существенна и гипотеза о круговом движении облаков вполне реализуема.

Пользуясь моделью точечной массы для регулярного поля Галактики и выполнив нормировку лучевых скоростей облаков межзвездного водорода и других типов материи по их круговым скоростям, можно написать

$$U_0 = \frac{U}{V} = \frac{U}{V_0} \sqrt{\frac{R}{R_0}}, \quad (12)$$

где $V_0 = V(R_0)$ - круговая скорость Солнца. На рис.2 построен график функции $U_0 = \sin\theta$ и нанесены точки, соответствующие рассматриваемым облакам по парам значений (θ, U_0) , определенным на основе наблюдательных данных. Если бы облака двигались по круговым орбитам, тогда все точки расположились бы на синусоиде в пределах точности наблюдений. Некоторые отклонения этих точек от синусоиды, т.е. от теоретической зависимости U_0 от θ , можно объяснить определенными неточностями в оценках расстояний и лучевых скоростей облаков, а также наличием малых потоковых движений. Применение критерия

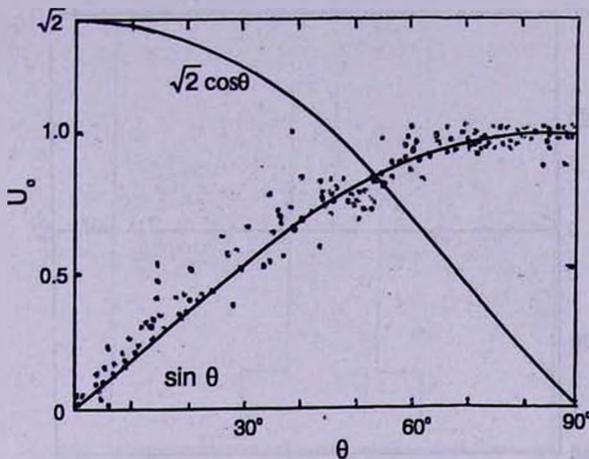


Рис.2. Распределение облаков по θ и U_0 . Сплошные кривые соответствуют функциям $U_0 = \sin\theta$ и $U_0 = \sqrt{2} \cos\theta$.

χ^2 для проверки гипотезы о нормальности распределения отклонений от $\sin\theta$ показало, что распределение не является нормальным (оно имеет т.н. "хвост" в положительном направлении). Однако среднее и стандартное отклонения близки к нулю (0.09 ± 0.24). Следует отметить, что полученная картина подтверждает идею о возможности реализации гипотезы о круговом движении облаков межзвездной материи при наличии малых потоковых движений. Для величины отклонения от кругового движения имеем выражение:

$$\delta U = V(U_0 - \sin\theta). \tag{13}$$

На рис.3 для каждого облака нанесены точки по соответствующим галактическим долготам и значениям отклонений δU . Здесь привлекает к себе внимание преобладание количества облаков с положительными δU . Для среднего значения модулей этих отклонений было найдено примерно 12 км с^{-1} .

Для проверки гипотезы о круговом движении облаков можно также ввести понятие о фазе движения p с помощью формулы:

$$p = \frac{s}{2\pi R}, \tag{14}$$

где s - дуга окружности радиуса R , соответствующая центральному углу $(180^\circ - (l + \theta))$ на рис.1. Очевидно, что для периода T кругового движения имеем:

$$T = \frac{2\pi R}{V}. \tag{15}$$

Учитывая принятый нами закон равномерной круговой скорости, легко показать, что плотность распределения фазы движения $f(p) = 1$.

Теперь нужно найти эмпирическую плотность функции распределения фазы движения облаков p и сравнить ее с теоретической плотностью распределения. Для фазы p получается выражение

$$p = \frac{U_0^2 s}{2\pi R \sin^2\theta}, \tag{16}$$

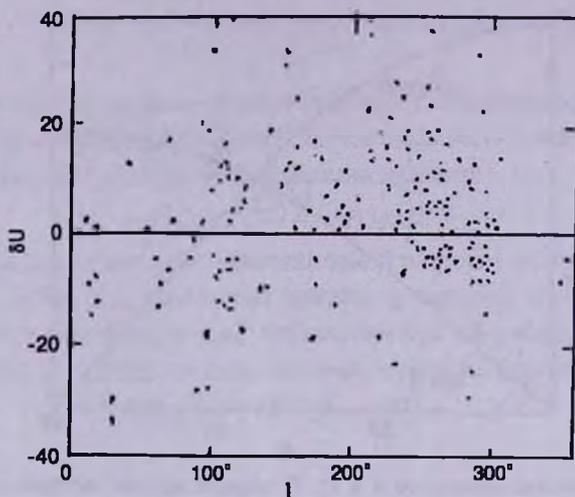


Рис.3. Остаточная лучевая скорость облака (наблюдаемая минус ожидаемая от кривого вращения) как функция долготы.

которое можно представить и таким образом:

$$p = \frac{U_0^2}{\sin^2 \theta} \left[\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2\pi} \arcsin \left(\frac{r}{R_0} \sin \theta \right) \right], \quad (17)$$

где знак плюс соответствует галактическим долготам $l \leq 180^\circ$, а знак минус - значениям долгот $l > 180^\circ$.

В результате вычислений по этой формуле значений фаз движения для всех облаков на основе наблюдательных данных была построена гистограмма распределения (рис.4), которая позволяет сделать вывод, что фазы рассмотренных объектов заключены главным образом в интервале значений $0.4 \leq p \leq 0.6$. Следовательно, имеется асимметрия в распределении фаз. Однако такой результат не противоречит теоретическому закону о равномерном распределении фазы движения p . Необходимо учесть эффект селекции данных. Наиболее полные данные мы имеем для объектов, имеющих фазы в интервале приблизительно $0.4-0.6$. По рис.4 можно сказать, что в интервале $0.4 \leq p \leq 0.6$ распределение фазы движения описывается равномерным распределением. Следует также подчеркнуть, что имеется определенное разногласие в интервале значений фаз $0.4 \leq p \leq 0.5$, где чувствуется некоторое перенасыщение объектами, т.е. обнаруживается асимметрия в распределении. Все это может быть результатом существования некрутовых, т.е. потоковых движений.

3. *Выводы.* 1) Как показали вычисления, на статистические выводы вид принятого закона кругового движения имеет малое влияние. 2) Деление облаков водорода и других видов межзвездной материи на две группы по значениям функции $\sin \theta$ и сравнение средних абсолютных значений лучевых скоростей этих групп свидетельствует об их существенном и неслучайном различии. При этом найдено, что $\bar{U}_1 < \bar{U}_2$. Эти факты говорят в пользу

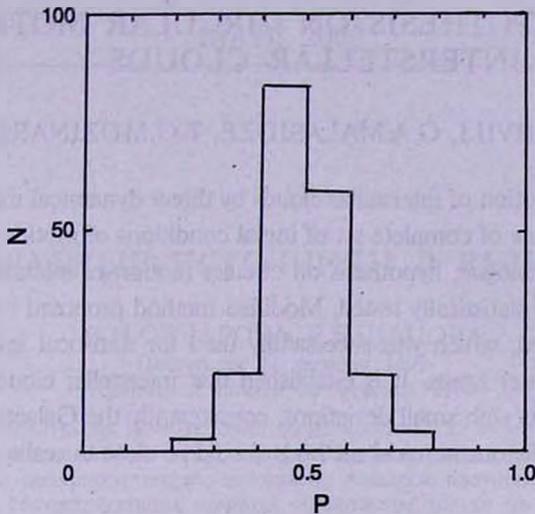


Рис.4. Гистограмма распределения облаков по фазе p .

реализации гипотезы о круговом движении облаков. 3) На рис.2 расположение точек вдоль синусоиды свидетельствует также в пользу такой гипотезы. Отход этих точек от синусоиды можно объяснить различными причинами, в частности: а) пространственные скорости облаков мало отличаются от круговых скоростей; б) ошибками в определении лучевых скоростей и расстояний облаков; в) в поле скоростей рассматриваемых объектов могут быть малые поточные компоненты, на которые неоднократно ссылались и в ряде других работ. 4) Для стандартного отклонения остаточной лучевой скорости облаков найдено 12 км с^{-1} , что по порядку величины очень близко к стандартным отклонениям скоростей объектов диска Галактики. По рис.3 можно утверждать, что объекты с положительными остаточными лучевыми скоростями встречаются преимущественно в интервале долгот $140^{\circ} \leq l \leq 230^{\circ}$, что могло быть результатом потоковых движений со скоростью 6 км с^{-1} . 5) Сравнивая между собой теоретическую и эмпирическую плотности распределения облаков, можно считать их совпадение удовлетворительным только в интервале $0.4 \leq p \leq 0.6$, причем сравнительное обилие облаков с фазами $0.4 \leq p \leq 0.5$ можно объяснить наличием потоковых компонентов поля скоростей.

Таким образом, облака межзвездной материи движутся в основном по круговым орбитам, и отклонения от такой формы движения могут быть небольшими. Кольцевые зоны, охватывающие реальные орбиты облаков, должны быть весьма узкими и поэтому данные о спиральной структуре Галактики, полученные радиоастрономическими методами, следует считать близкими к истине.

TESTING HYPOTHESIS ON CIRCULAR MOTION OF INTERSTELLAR CLOUDS

R.M.DZIGVASHVILI, G.A.MALASIDZE, T.G.MDZINARISHVILI

Investigation of motion of interstellar clouds by direct dynamical methods is difficult because of absence of complete set of initial conditions of motion. On the basis of Brand and Blitz catalogue, hypothesis on circular motion of interstellar matter of various composition is statistically tested. Modified method proposed by Edraondson and Hoerner is applied, which was successfully used for statistical investigations of shapes of globular cluster orbits. It is established that interstellar clouds are moving in almost circular orbits with small deviations, consequently the Galactic spiral structure obtained from radioastronomical methods should be close to reality.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W.B.Burton*, Bull Astron. Inst. Neth., **18**, 247, 1966.
2. *W.W.Shane, G.P.Bieger-Schmith*, Bull. Astron. Inst. Neth., **18**, 263, 1966.
3. *J.J.Richard*, Astrophys. J., **152**, 1019, 1968.
4. *F.J.Kerr*, Astron. Astrophys., **7**, 39, 1969.
5. *R.M.Humphreys*, Astron. J., **75**, 602, 1970.
6. *R.M.Humphreys*, Astrophys. J., **206**, 114, 1976.
7. *L.Blitz*, Astrophys. J., **231**, L.115, 1979.
8. *J.Brand, L.Blitz, J.G.A.Wouterloot*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **65**, 537, 1986.
9. *J.Brand, L.Blitz, J.G.A.Wouterloot, F.J.Kerr*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **68**, 1, 1987.
10. *J.Brand, J.G.A.Wouterloot*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **75**, 177, 1988.
11. *J.Brand, L.Blitz*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **275**, 67, 1993.
12. *Г.А.Маласидзе, Р.М.Дзигвашвили*, Астрофизика, **37**, 632, 1994.
13. *Р.М.Дзигвашвили, Г.А.Маласидзе, Т.Г.Мдзинаришвили*, Астрофизика, **41**, 101, 1998.
14. *F.E.Edmondson*, Astron. J., **45**, 1, 1935.
15. *S.von Hoerner*, Z.Astrophys., **35**, 255, 1955.
16. *M.Fich, L.Blitz, A.A.Stark*, Astrophys. J., **342**, 272, 1989.
17. *В.И.Романовский*, Математическая статистика, ГОНТИ, М-Л., 1938.

УДК: 524.52

ИНФРАКРАСНЫЕ ИСТОЧНИКИ В РАДИОПЕТЛЯХ

И.Н.ОВЧАРОВА, Р.Б.ШАЦОВА

Поступила 27 декабря 1999

Принята к печати 20 февраля 2000

Обнаружена концентрация IRAS-источников на волнах 12, 25, 60 и 100 μm к радиопетлям I-IV. Это позволяет приписать этим источникам расстояния порядка 100-300 пк. В районе Северного полярного шпура небольшие избытки плотности IRAS-источников над средними на соответствующих широтах обнаружены только на 12 и 25 μm .

Уже первые обзоры неба в инфракрасных лучах обнаружили большую галактическую концентрацию источников излучения на $\lambda = 12\text{-}100\mu\text{m}$. Имеются и другие концентрации таких источников и их групп, названных циррусами, разбросанных по всему небу. Хотя их распределение считается хаотичным, постепенно из этого хаоса удается извлекать те или иные структуры, известные по оптическим наблюдениям: галактики, звездные скопления и другие.

Покажем, что имеются концентрации циррусов к радиопетлям. Эти крупные оболочечные структуры известны как источники радиоизлучения на всевозможных частотах непрерывного спектра и в линии 21см, а также рентгеновского и гамма-излучения. В оболочках обнаружена даже звездная составляющая [1-3]. В областях Петли I Анисимовой [1] и Петли III Зениной [4] изучалось поглощение света по избыткам цвета звезд. Оно оказалось большим, чем у фона, что означает наличие пылевой составляющей у петель. Это позволило предвидеть концентрации IRAS-источников в петлях.

В каталоге IRAS [5] используется экваториальная система координат (α, δ) . Она неудобна для изучения петель, которые в этой системе имеют непривычную форму. Так, например, Петля III, окружающая Северный полюс мира, в прямоугольной проекции (α, δ) , вытянута почти по прямой, параллельной небесному экватору.

Привычный вид все петли имеют в галактической системе координат (l, b) . Поэтому мы использовали выполненные Анисимовой перевод координат IRAS-источников к системе (l, b) и подсчеты чисел источников $n(l, b)$ в ячейках неба $(\Delta l, \Delta b) = (3^\circ, 3^\circ)$. Они еще не опубликованы. Работы с подсчетами IRAS-источников проще, чем с огромным массивом данных каталога (более 250000 объектов). Подсчеты $n(l, b)$ произведены по каждой из четырех длин волн $(\lambda = 12, 25, 60 \text{ и } 100 \mu\text{m})$. В них отбирались наблюдения третьего и второго

классов надежности (т.е. высокого и умеренного качества). На каждой широте ($b, \Delta b = 3^\circ$) в пяти интервалах Δl определялись средние числа источников в ячейке $\bar{n}(\Delta l, b)$ (табл.1). Колебания \bar{n} по долготе особенно велики на малых $|b|$ для λ_{12} и λ_{25} . С помощью табл.1 выделены ячейки, в которых

$$n(l, b) \geq \bar{n}(\Delta l, b) + k \sqrt{\bar{n}(\Delta l, b)}, \quad k = 1, 2 \quad (1)$$

Расположения групп ячеек, удовлетворяющих условию (1) при $k=1$, для λ_{60} и λ_{100} показаны в нашей статье [6] и для λ_{25} на рис.1. Изолированные ячейки опущены.

В разностях $n - (\bar{n} + \sqrt{\bar{n}})$ на λ_{60} и λ_{100} Млечный путь выделяется относительно слабо. На λ_{12} он превалирует на $l \approx 0^\circ \pm 60^\circ$ и на λ_{25} - на $l \approx 345^\circ \pm 45^\circ$. По-видимому, эти концентрации, особенно на λ_{12} , относятся к крупномасштабной структуре Галактики, возможно, к далекому балджу. Нас же здесь интересуют более локальные структуры. Поэтому указанные области исключим из дальнейшего рассмотрения. На рис. 2 и 3 представлены наложения данных по $\lambda \geq 25 \mu\text{m}$.

Для выявления концентраций IRAS-источников к петлям на рис.1-3 использованы изображения петель I-IV по данным Ландекера и Вилебинского [7] для радиоизлучения на частоте 150 МГц. Заметим, что для других частот положения центров и радиусы петель несколько различаются.

Окантованные и затушеванные на рис. 1-3, а также на рис. 1 и 2 в [6] группы контактирующих между собой ячеек можно считать циррусами разных размеров. Некоторые из них повторяются на всех частотах, но чаще они не совпадают. При этом они создают и дополняют общую картину петель и их деталей, что особенно хорошо видно на рис.2 и 3. На рис.2 для $k=1$ включены только циррусы протяженностью не менее 15° . На рис.3 окантованы более плотные циррусы протяженностью не менее 9° , крестиками отмечены изолированные ячейки или контактирующие пары, удовлетворяющие условию (1) для $k=2$.

Все петли выделяются благодаря циррусам, расположенным вдоль их границ, а также благодаря "пустым" кольцам внутри петель, концентричным границам. Через центры петель проходят протяженные циррусы или их цепи, напоминающие бары. Хотя в большинстве случаев расстояния циррусов еще неизвестны, с большой вероятностью их можно связать с петлями, оценки расстояний которых имеются, например, у Беркхьюзен [8]. Бары имеют продолжение вне петель. Они, как и другие цепи циррусов, связывают соседние петли, напоминая мосты. Очевидно, так проявляется структура Местной системы, в которую входят названные элементы. Если мосты можно отнести к спокойным регулярным областям, то петли - к высоко активным, иррегулярным областям Местной системы. Вопросы общей структуры Местной системы рассмотрены в статье Шацовой

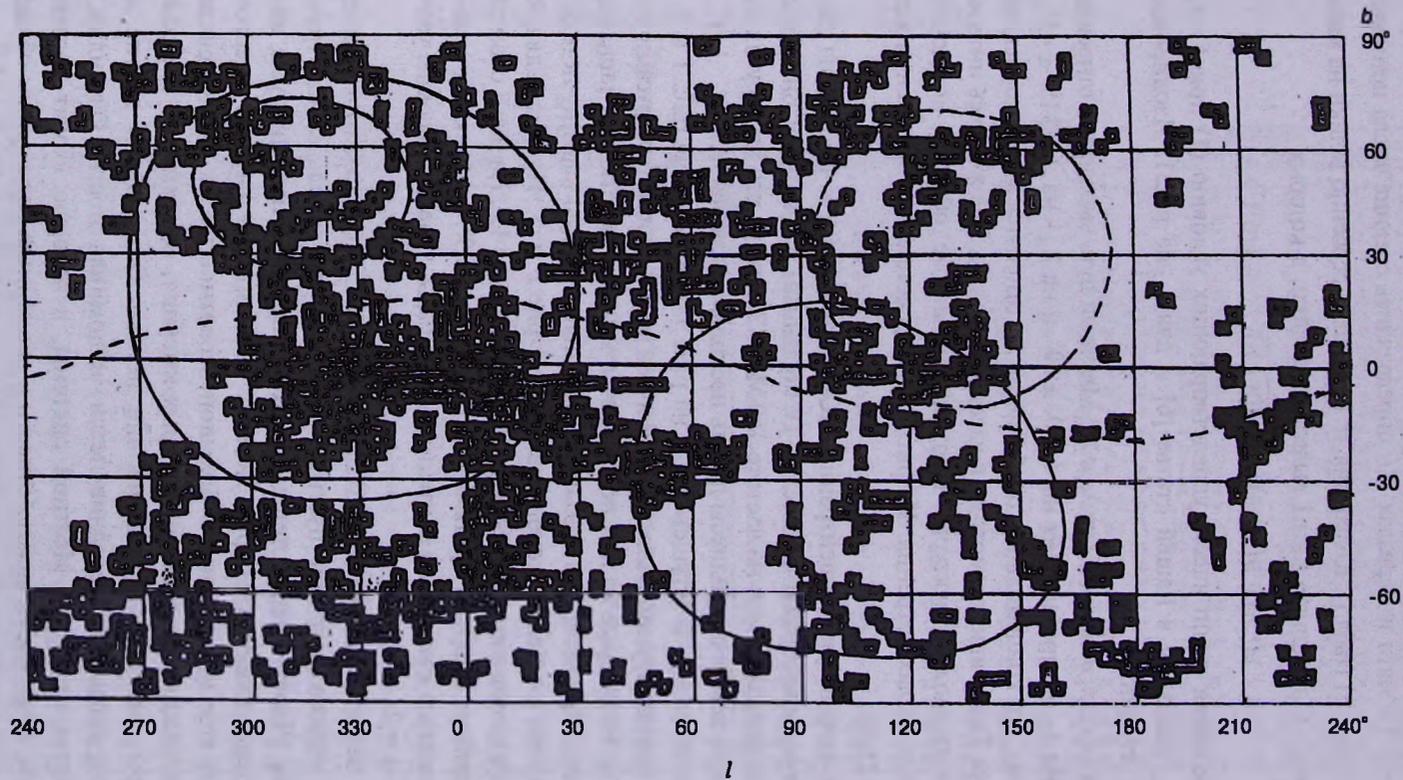


Рис.1. Распределение IRAS-циррусов на $\lambda = 25\mu\text{m}$ в галактической системе координат (l, b) . Радиопетли I-IV и Пояс Гулда.

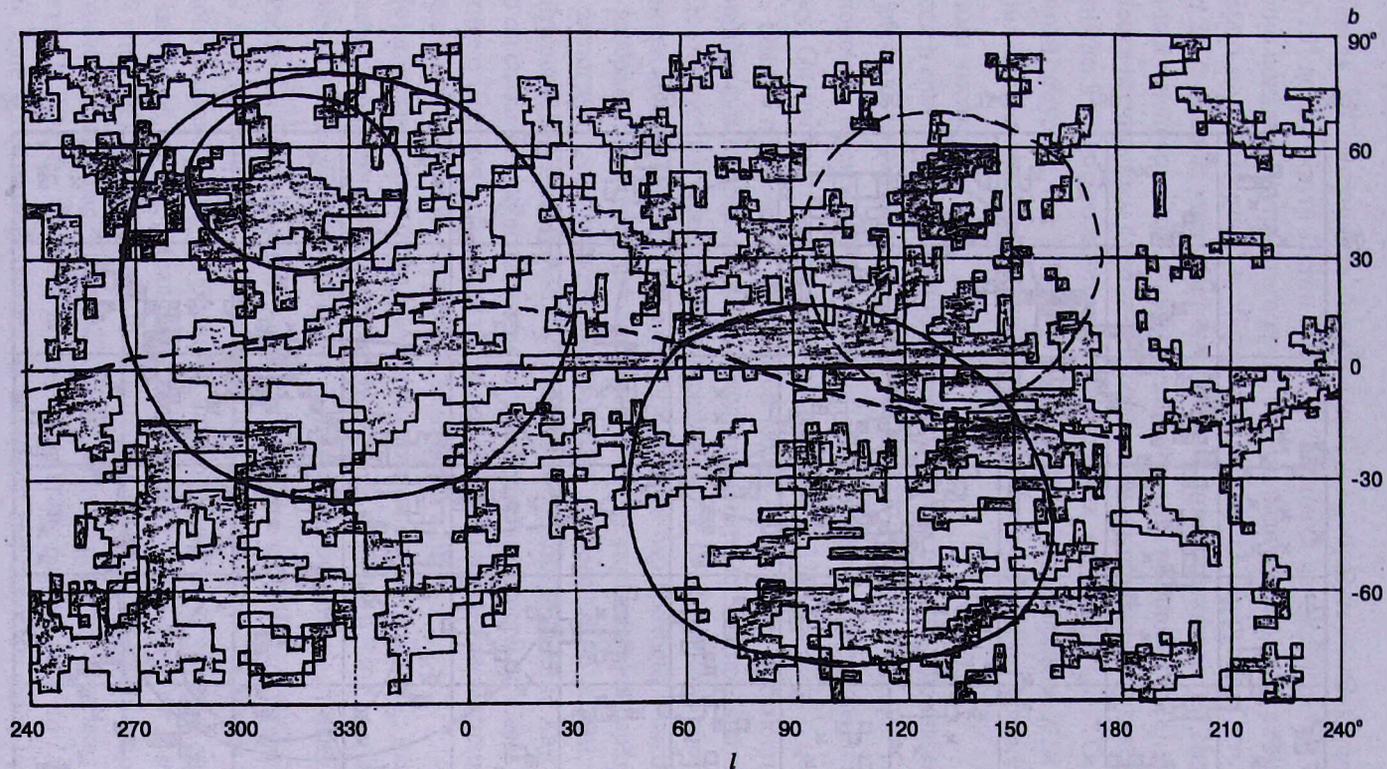


Рис.2. Наложение распределений циррусов длиннее 15° на всех $\lambda \geq 25\mu\text{m}$, при $k=1$. См. подпись к рис.1.

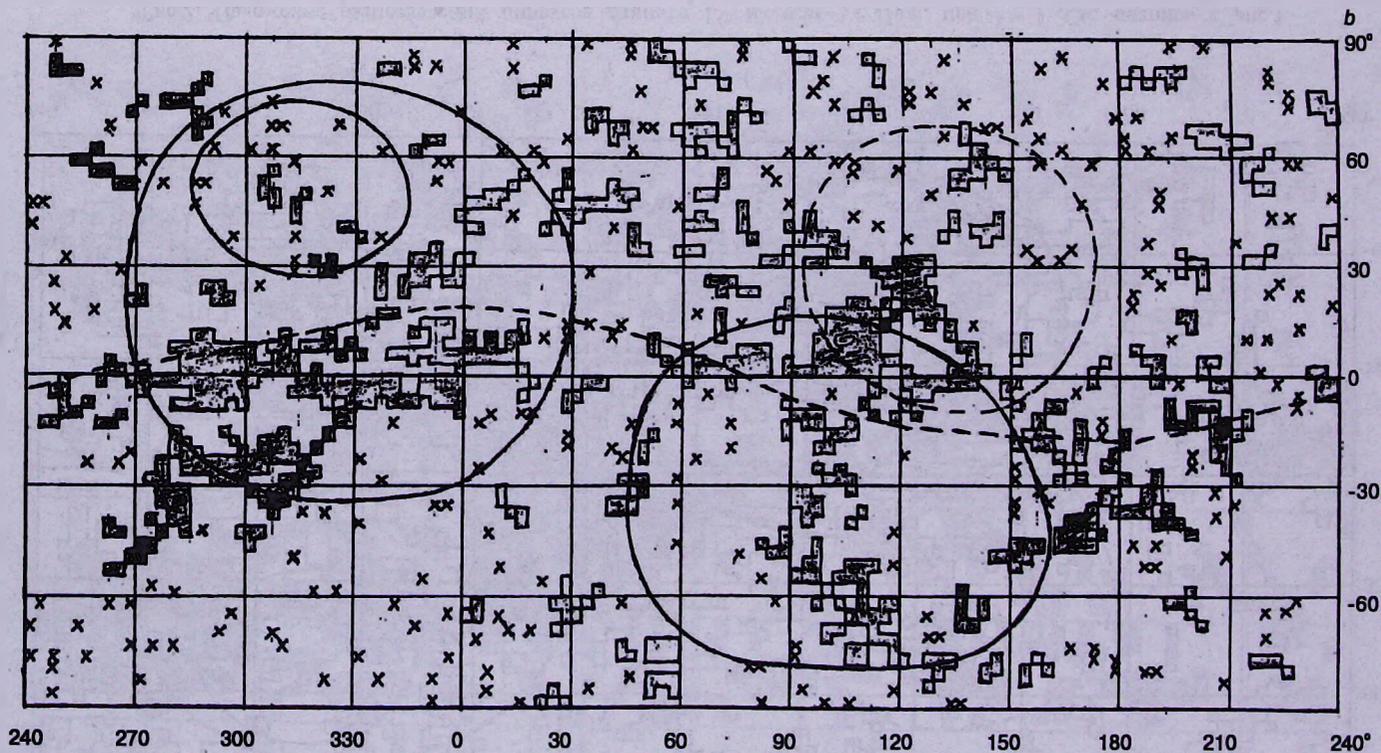


Рис.3. Наложение распределений циррусов длинее 9' на всех $\lambda \geq 25\mu\text{т}$, при $k=2$. См. подпись к рис.1.

и Анисимовой [9]. Здесь остановимся на некоторых чертах каждой петли на основании рис.1-3 и рис.1 и 2 в [6].

Петля I. Совокупность циррусов на λ_{25} и λ_{60} образует оболочку толщиной около 15° вокруг круга Петли I по [7]. Оболочка из циррусов на λ_{12} и λ_{100} частично попадает внутрь этого круга, так что радиусы оболочек различаются примерно на 5° . На рис.2 в оболочку попадает 13 циррусов. Пять из них имеют $b < 0$. Южная часть Петли видна и в линии водорода ($\lambda=21\text{см}$), в то время как в непрерывном радиоизлучении она не наблюдается [8]. На рис.3 в оболочке насчитываем десяток еще более плотных циррусов протяженностью не меньше 9° . Однако достопримечательность радиопетли I - Северный полярный шпур на ($l \leq 30^\circ, b \approx 17^\circ + 33^\circ$) слабо выделяется на λ_{12} и λ_{25} . На больших λ здесь вообще нет избытка IRAS-источников по сравнению со средними числами \bar{n} .

Цепи и сплошные протяженные циррусы на всех рисунках (но слабее других на λ_{60}) образуют наклонные бары. Один - от ($l \approx 277^\circ, b \approx 0^\circ$) к ($l \geq 360^\circ, b \geq 30^\circ$) с наклоном к плоскости Галактики на $\approx 30^\circ$. Второй бар перпендикулярен первому. Он проходит через ($l \approx 7^\circ, b \approx 0^\circ$) и ($l \approx 270^\circ, b \approx 60^\circ$) с наклоном $\approx 60^\circ$. Вблизи пересечения этих баров видим "дыру", где плотность IRAS-источников меньше средней. Здесь находится центр Петли I по Давелаар и др. [10]. Почти пусто и пространство между барами и оболочкой, образующее внутреннее кольцо Петли I. Отметим, что первый бар проходит вблизи Пояса Гулда, изображенного пунктирными линиями на рисунках. Второй бар проходит вдоль эклиптики, что представляет большой интерес. Дело в том, что на концентрацию IRAS-источников к эклиптике обратил внимание Хаусер [11], однако он связал ее с зодиакальным светом Солнечной системы. Связь бара на эклиптике с Петлей I - заведомо внешним объектам можно рассматривать как альтернативную гипотезу. Подробнее ее изучаем в [9].

В [6] показано, что много IRAS-источников, особенно на λ_{100} , находится в областях повышенного поглощения света ($0.^m24 + 0.^m40$) для звезд с расстояниями до 200 пк, по [1]. На λ_{60} IRAS значительно меньше.

Петля II. Густо концентрируются циррусы к оболочке, причем чаще внутри круга Петли II по [7]. Заметен некоторый сдвиг оболочки по λ_{25} и λ_{60} относительно λ_{12} и λ_{100} . Обращает на себя внимание система длинных узких циррусов на λ_{100} , параллельных плоскости Галактики на $l \geq 140^\circ$ и вблизи ядра Петли, параллельно эклиптике. Вместе с другими циррусами они создают первый бар, а "вертикальная" цепь циррусов определяет второй бар Петли II. Южнее $b \approx -60^\circ$ до границы Петли растянулось по l крупное облако. Еще протяженнее облака на северной границе. Но здесь проходят Петля III, Млечный путь и Пояс Гулда, так что трудно отнести эти облака к той или иной структуре. Тем не менее, вместе с восточными и западными

циррусами они создают оболочку более широкую и плотную, чем у Петли I. Это отчасти связано с большей близостью Петли II. Размеры внутреннего почти "пустого" кольца варьируются, наибольшее - на λ_{60} . К тому же здесь проходит цепь ячеек с техническим пробелом в наблюдениях IRAS, что создает некоторую неопределенность. На λ_{12} практически нет ядра. На рис.3 в центре петли, на пересечении баров, находится "дыра".

Петля III. Изображение радиопетли III на рис.1-3 получено Зениной [4] по совокупности многих данных. С ним несколько лучше, чем с петлей по [7], согласуется распределение и IRAS-источников. Плотность заполнения оболочки зависит от λ . Так, на полукруге южных широт и на $l \geq 150^\circ$ нет избытка плотности на λ_{60} , в отличие от других λ . На противоположном полукруге оболочки Петли III циррусов много на всех λ . Много IRAS-источников и внутри петли. Они позволяют очертить проходящие через ядро бары: между $(l \approx 90^\circ, b \approx 10^\circ)$ и $(l \approx 140^\circ, b \approx 40^\circ)$ и перпендикулярный ему, особенно четко видный на рис.3. Между ними и оболочкой находятся части "пустого" кольца. В заштрихованных участках на рис.1-2 в [6] поглощение света по [4] достигает $0^m.7$. В этих же местах на первом баре плотность IRAS-источников больше средней.

Петля IV. На совмещенной карте рис.2, как и на отдельных λ , оболочка довольно равномерно заполнена облаками, хотя имеется ряд различий. Везде, кроме λ_{60} , четко прослеживается бар от $(l \approx 340^\circ, b \approx 35^\circ)$ до $(l \approx 290^\circ, b \approx 60^\circ)$. Он хорошо виден и на рис.3. Этот бар тоже совпадает с эклиптической. Поперечный бар и "дыра" на пересечении баров видны на λ_{25} и λ_{60} .

На рис.2 и рис.3 имеются циррусы, возможно связанные с оболочкой Рейнолдса-Огдена с центром $(l \approx 200^\circ, b \approx -15^\circ, \bar{r} \approx 0.5 \text{ кпк})$, [12]. Однако из-за отсутствия однозначных данных по ее очертаниям мы ее не рассматриваем.

В табл.2 приведены числовые данные по координатам геометрических центров (l_c, b_c) , угловым диаметрам петель (d_p, d_s) и толщине оболочек Δd . Во вторых строчках указаны отличия от соответствующих данных Беркхьюзен [8] для $\lambda = 820 \text{ МГц}$, причем с ними сравнивались диаметры d_s . Различия в (l_c, b_c) , как правило, находятся в пределах ошибок в [8] и размеров ячеек, использованных в подсчетах $n(l, b)$. Разности $d_s - d$ наименьшие для λ_{100} , для остальных диапазонов наибольшие в Петлях I и IV. Это напоминает известную ситуацию с радиоданными в разных частотах, например, по [7] и [8].

В IRAS-данных, возможно, следует различать, кроме геометрических, динамические центры петель, которые находятся на пересечении массивных баров. В петлях I и II это "дыры", за исключением λ_{100} . В Петле III "дыра" приходится на центр по [4].

Сходство параметров проекций на небесную сферу всех радиопетель и соответствующих им распределений IRAS-источников можно использовать

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ПЕТЕЛЬ ПО IRAS (12, 25, 60, 100 μm), СРАВНЕНИЕ С РАДИОДАНЫМИ НА $\lambda=820$ МГц

Петля	$\lambda=12\mu\text{m}$				$\lambda=25\mu\text{m}$			
	$l_c^{(0)}$ Δl_c	$b_c^{(0)}$ Δb_c	$d_1^{(0)} \times d_2^{(0)}$ $d_1 - d_2$	Δd^{R}	$l_c^{(0)}$ Δl_c	$b_c^{(0)}$ Δb_c	$d_1^{(0)} \times d_2^{(0)}$ $d_1 - d_2$	$\Delta d^{(0)}$
I	327	18	130 x 125	15	330	21	130 x 125	15
	-2	0.5	9		-1	3.5	9	
II	96	-36	115 x 90	10	100	-33	110 x 90	10
	-4	-3.5	-1		0	-0.5	-1	
III	123	18	60 x 60	6	126	18	60 x 66	6
	-1	2.5	-5		2	2.5	1	
IV	315	50	51 x 54	6	315	48	66 x 50	10
	0	1.5	14		0	-0.5	10	
Петля	$\lambda=60\mu\text{m}$				$\lambda=100\mu\text{m}$			
I	325	20	130 x 125	15	330	20	130 x 115	15
	-4	2.5	9		1	2.5	-1	
II	100	-35	105 x 85	15	100	-35	120 x 90	15
	0	-2.5	-6		0	-2.5	-1	
III	123	20	65 x 65	10	123	20	65 x 65	10
	-1	4.5	0		-1	4.5	0	
IV	315	50	55 x 50	10	315	50	55 x 48	10
	0	1.5	10		0	1.5	8	

для оценки расстояний последних по [8]: 130 ± 75 (I), 110 ± 40 (II), 150 ± 50 (III), 250 ± 90 пк (IV) или по другим данным. Для центра Петли I, вероятно, более подходит $r=170$ пк, как для звездной ассоциации Sco-Cep, с которой связана эта петля.

Выше неоднократно отмечалось, что излучение на λ_{60} отличается от других волн. Это - немного большие угловые размеры Петли I и внутреннего "пустого" кольца в Петле II, отсутствие некоторых деталей в петлях III и IV, видимых на других λ , меньшее число IRAS $_{60}$ в районе повышенного поглощения света звезд с расстояниями до 200 пк в Петле I.

Такие особенности можно объяснить, если приписать IRAS $_{60}$ меньшие расстояния, чем для остальных источников. И все же распределение IRAS $_{60}$, удовлетворяющих условию (1), обладает основными чертами всех петель. Следовательно, различие в расстояниях невелико, порядка десятков парсеков. Поскольку речь идет только об IRAS $_{60}$, связанных с локальной структурой, наш вывод не относится к расстояниям большинства источников, излучающих на этой волне. Ведь излучение на волне 60 μm приписывают даже внегалактическим источникам на широтах $|b| > 20^\circ$ и галактическим на $|b| < 20^\circ$, [13].

Излучение на λ_{12} и λ_{25} связывают [13] со звездами либо непосредственно в IR-диапазоне их спектра, либо через окружающие звезды пылевые оболочки. То, что при этом источники IRAS₁₂ и IRAS₂₅ входят в петли, согласуется с ранее установленной звездной составляющей всех петель, [1-4] и др.

Распределение звезд в петлях имеет те же особенности: концентрации в оболочках и центральных областях, очень низкую плотность в остальном объеме петель. Внутри Петли I находится мощная ассоциация В-звезд Sco-Cep. На больших широтах центров Петель II и III Морозов [14] и Зенина [4] также обнаружили группы В-звезд, хотя и не столь многочисленные. У горячих В-звезд в диапазоне IR на разных λ возможно излучают в основном окружающие их туманности. Однако таких звезд мало в оболочках петель. У многочисленных звезд поздних спектральных классов (в частности, у К-звезд) это основная часть собственного излучения на малых IR-волнах [13]. Быть может, этим объясняется наблюдаемость Северного полярного шпура только на λ_{12} и λ_{25} .

Выводы. 1. По данным каталога IRAS обнаружена концентрация источников инфракрасного излучения на $\lambda = 12, 25, 60$ и $100 \mu\text{m}$ к оболочечным структурам - Петлям I-IV.

2. Координаты центров и угловые размеры структур по IRAS мало отличаются от аналогичных радиоданных.

3. Распределение IRAS-источников согласуется с распределением звезд в петлях.

4. В местах избыточного поглощения света звезд в направлениях Петель I и III имеются многочисленные группы (циррусы) IRAS-источников, что говорит о пылевой природе последних.

5. Поскольку расстояния до петель и звезд известны ($r \leq 250 \text{пк}$), такую же оценку можно приписать расстояниям соответствующих IRAS.

Ростовский государственный педагогический университет, Россия

INFRARED SOURCES IN RADIOLOOPS

I.N.OVCHAROVA, R.B.SHATSOVA

A concentration of IRAS sources at wavelengths 12, 25, 60 and $100 \mu\text{m}$ in the radioloops I-IV has been detected. This allows to conclude that these sources are located at distances from 100 to 300 pc. In the region of northern polar spure an excess of density of IRAS sources over the means for the same latitudes has been detected at 12 and $25 \mu\text{m}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.Б.Анисимова*, Вопросы астрофизики, Саранск, 1984, с.25.
2. *Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова*, Астрономо-геодезические исследования, Свердловск, 1987, с.37.
3. *И.А.Зенина*, Астрофизика, 33, 283, 1990.
4. *И.А.Зенина*, Обнаружение звездной составляющей радиопетли III звездно-статистическими методами, 1983, с. 1-37 (деп. в ВИНТИ 5.01.84, № 952-84).
5. IRAS Catalogue of Point Sources, Joint IRAS Science W.C., 1986.
6. *И.Н.Овчарова, Р.Б.Шацова*, Труды IV съезда астрономического общества, М., 1988, с.177.
7. *T.L.Landecker, R.Wielebinski*, Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl. Ser., 16, 1, 1970.
8. *E.M.Berkhuijsen*, Astron. Astrophys., 24, 143, 1973.
9. *Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова*, Труды конференции "Астрофизика на рубеже веков", Пущино, 1999, с.375.
10. *J.Davelaar, J.A.M.Blecker, A.J.M.Deereuberg*, Astron. Astrophys., 92, 231, 1980.
11. *M.G.Hauser*, IAU Symp., № 168, 1994.
12. *R.J.Reynolds, P.M.Ogden*, Astrophys. J., 229, 942, 1979.
13. IRAS Explanatory Supplement, 1987.
14. *П.А.Морозов*, Звездная ассоциация в ядре Петли II, дипломная работа, РГПИ, 1990.

УДК: 524.47

КИНЕМАТИКА И ГАЛАКТИЧЕСКИЕ ОРБИТЫ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ. I. КИНЕМАТИКА

Л.П.ОСИПКОВ, А.А.МЮЛЛЯРИ

Поступила 17 декабря 1999

Принята к печати 7 февраля 2000

Определены пространственные скорости 24 шаровых скоплений. Исследована корреляция между скоростями скоплений, их положением в Галактике и показателем металличности. Определен средний эллипсоид скоростей, оказавшийся близким к сфере. Отдельно рассмотрены скопления, относящиеся к различным группам голубизны горизонтальной ветви по Миранову, Расторгуеву и Самую.

1. *Введение.* Кинематику подсистемы шаровых скоплений нашей Галактики изучали многие авторы. До недавнего времени эти исследования могли основываться только на лучевых скоростях скоплений. Паренаго [1] критически проанализировал первые работы, в которых статистически изучались движения шаровых скоплений, включая статьи Эдмондсона [2] и Минера [3]. Из более поздних отметим публикации [4-9]. В старых работах (напр., [1]) делался вывод, что скорость галактического вращения подсистемы шаровых скоплений представляется одновершинной кривой, причем в окрестности Солнца скорость вращения достигает 60 км/с. Современные авторы (напр., [6]), как правило, постулируют постоянство линейной скорости вращения. Согласно Армандрофу [8] величина этой скорости равна 43 ± 23 км/с. Никифоров [9], как ранее Минер [3], представлял скорость вращения в виде полинома по цилиндрическим координатам. Целью его работы было определение галактоцентрического расстояния Солнца R_0 из условия минимума отклонений наблюдаемых скоростей от получающихся по предложенной формуле.

Для понимания происхождения и динамической эволюции шаровых скоплений, а также ранней эволюции Галактики, значительный интерес представляет определение оскулирующих орбит шаровых скоплений. Лучевые скорости не позволяют найти индивидуальные орбиты, поэтому широкое распространение получили косвенные критерии, изложенные, например, в монографии Холопова [10]. Обычно эти критерии указывали на сильную вытянутость орбит скоплений (напр., [11-14]). С этим согласуются указанная выше низкая скорость галактического вращения скоплений, а также большое значение дисперсии лучевых скоростей (80-120 км/с, согласно Шарову [4]). В

некоторых случаях, однако, более вероятным оказались круговые орбиты [2,15-17]. Возможно, такое расхождение объясняется неоднородностью подсистемы шаровых скоплений, на которую указывает ряд авторов (см. [4,5,18,19]).

Уже давно предпринимались попытки использовать собственные движения для прямого вычисления орбит шаровых скоплений [20-24]. До недавнего времени полученные результаты не вызывали большого доверия, главным образом, из-за недостоверности абсолютных собственных движений. В последние годы, в ходе выполнения Боннской и Ликской программ определения собственных движений с использованием новых методов их абсолютизации, удалось найти новые собственные движения примерно 20 шаровых скоплений [25,26]. Эти собственные движения уже использовались для расчета орбит скоплений в нескольких моделях гравитационного поля Галактики [26-31]. В статье [26] собственные движения впервые использовались и для исследования кинематики подсистемы шаровых скоплений.

Основной целью данного исследования было определение орбит шаровых скоплений в двухкомпонентной модели гравитационного потенциала Галактики [32,33]. Ранее, в заметках [34,35] нами приводились предварительные результаты. Вычисление орбит требует нахождения пространственных скоростей скоплений. Эти же величины могут использоваться для более детального изучения кинематики подсистемы шаровых скоплений. В настоящей статье приводятся основные результаты кинематического исследования, а следующая статья будет посвящена статистическому анализу элементов галактических орбит скоплений. Результаты данной работы основываются на более подробной статье [36].

В самое последнее время авторам стали известны результаты определения собственных движений и вычисления орбит шаровых скоплений по измерениям, полученным на HIPPARCOS [37]. В частности, впервые была найдена пространственная скорость скопления NGC 6779. В данном исследовании работа [37] уже не могла быть использована.

2. Исходные величины. Для 24 скоплений мы составили сводку определений абсолютных собственных движений ($15\mu_{\alpha} \cos \delta$, μ_{δ}), лучевых скоростей v , и гелиоцентрических расстояний r . В настоящей работе нами не учитывались старые определения собственных движений (А. ван Маанена, Н.В.Гамалей, Й.Мойрерса и Л.Халлерман и др.), поэтому в отличие от авторов статьи [26] мы не рассматривали скопления NGC 6254 и NGC 6779. Составляя различные комбинации из исходных величин, мы нашли в [36] несколько сотен орбит. Сравнение результатов, относящихся к одному скоплению, показало [36], что в большинстве случаев такие характеристики орбит, как их выпнутость и возвышение над галактической плоскостью качественно оказались одними и теми же для различных вариантов исходных данных.

Для каждого скопления были выбраны оценки собственных движений,

лучевых скоростей и гелиоцентрических расстояний, которые мы считали предпочтительными. Они приведены в табл.1 и в большинстве случаев близки использованным в [26]. Источники, из которых были взяты эти величины, указаны в [36]. Исключение составляет скопление NGC 6218. Относящиеся к нему величины по ошибке оказались выпущенными в табл.1 в [36].

Был вычислен коэффициент корреляции расстояния скопления от Солнца r и тангенциальной скорости $4.74\mu_r$, где $\mu = \left[(15\mu_\alpha \cos\delta)^2 + \mu_\delta^2 \right]^{1/2}$. Оказалось, что этот коэффициент $\text{cor}(4.74\mu_r, r) = 0.23$. Малое значение этой величины косвенно указывает на надежность использованных собственных движений. Для сравнения мы нашли, что $\text{cor}(\langle v_r \rangle, r) = 0.36$. В то же время мы нашли, что среднее значение $4.74\langle \mu_r \rangle = 2072$ км/с, а $\langle v_r \rangle = 114$ км/с, т.е. в 18 раз меньше. По формулам Клейбера отношение этих средних должно равняться $\pi/4$. Следует, однако, иметь в виду, что формулы Клейбера определенно неприменимы к совокупности шаровых скоплений Галактики.

Таблица 1

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ О СКОПЛЕНИЯХ

№	Скопление	$15\mu_\alpha \cos\delta$, 10^4 "/год	μ_δ , 10^4 "/год	v_r , км/с	r , кпк
1	NGC 104	+55	-16	-14	4.6
2	288	+50	-68	-46	8.4
3	362	+35	-26	+232	8.7
4	Palomar 3	+33	+3	+22	87.9
5	NGC 4147	-27	+9	+182	17.3
6	5024	-3	-4	-79	18.5
7	5139	-22	-73	+228	5.2
8	5272	-31	-23	-147	10.4
9	5466	-54	+6	+120	15.5
10	Palomar 5	-244	-87	-56	21.4
11	NGC 5904	+67	-78	+52	7.6
12	6121	-116	-163	+64	2.1
13	6171	-7	-31	-37	6.2
14	6205	-9	+55	-248	7.2
15	6218	+31	-75	-44	5.3
16	6341	+44	+11	-120	7.7
17	6397	+33	-152	+19	2.2
18	6626	+3	-34	+16	5.0
19	6656	+86	-51	-148	2.8
20	6712	+42	-20	-107	6.5
21	6838	-23	-51	-19	4.4
22	6934	-11	+14	-412	14.9
23	7078	-10	+102	-107	10.5
24	7089	-68	-26	-6	10.8

3. *Пространственные скорости скоплений.* Стандартным образом исходные величины были преобразованы в галактические цилиндрические координаты R , θ , z и скорости v_R , v_θ , v_z . При этом принималось, что $R_\odot = 8.23$ кпк, а компоненты галактоцентрической скорости Солнца

$$s_R = -9 \text{ км/с}, \quad s_\theta = 238 \text{ км/с}, \quad s_z = 7 \text{ км/с}.$$

Полученные значения v_R , v_θ , v_z , приведенные в [36], в принципе позволяют исследовать кинематику подсистемы шаровых скоплений.

Скопления Pal 3 и Pal 5 значениями своих координат и скоростей резко отличаются от остальных скоплений. Поэтому данные скопления были исключены из всех статистических исследований.

Немногочисленность шаровых скоплений в Галактике делает неприменимым к их подсистеме понятие макроскопического элемента объема. Поэтому мы считаем, что для данной подсистемы не имеет смысла говорить о локальной скорости центра и локальном эллипсоиде скоростей в обычном смысле [38]. Теоретически можно ввести понятие наиболее вероятной скорости в данной области. Оно получается усреднением во времени по ансамблю стационарных орбит, проходящих через эту область (см. сходные рассуждения в §123 книги Уинтнера [39], а также в статье [40]). Однако непосредственное определение такой скорости по данным наблюдений невозможно.

Мы нашли коэффициент линейной корреляции $\text{cor}(v_\theta, R)$ азимутальной скорости v_θ с расстоянием от оси вращения Галактики R , коэффициенты a , b регрессионного уравнения

$$v_\theta = a + b R$$

и величину V_θ , получающуюся при подстановке в это уравнение $R=R_\odot$. Рассматривались как все скопления, так и три группы, выделенные по величине параметра металличности $[\text{Fe}/\text{H}]$: 1) скопления с наиболее высоким содержанием металлов, $[\text{Fe}/\text{H}] > -1.4$; 2) промежуточная группа с $[\text{Fe}/\text{H}] \in [-1.7, -1.4]$; 3) скопления с наименьшей металличностью, $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.7$. Результаты приведены в табл.2.

Таблица 2

ВРАЩЕНИЕ ГРУПП СКОПЛЕНИЙ С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ МЕТАЛЛОВ

Параметр	$[\text{Fe}/\text{H}] < -1.4$	$-1.4 \geq [\text{Fe}/\text{H}] > -1.7$	$[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.7$	Все скопления
Число скоплений	6	9	7	26
$\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle$	-0.98	-1.54	-2.02	-1.54
$\langle r \rangle$, кпк	4.3	8.7	10.6	8.3
$\langle R \rangle$, кпк	5.6	6.4	7.2	6.5
$\text{cor}(v_\theta, R)$	-0.14	-0.65	+0.31	-0.31
a , км/с	131	354	-27	214
b , (км/с)кпк ⁻¹	-6	-47	20	-20
V_θ , км/с	78	-35	138	48

Как и следовало ожидать, корреляция v_θ с R оказалась слабой (кроме скоплений с промежуточной металличностью). Околосолнечное значение ожидаемой скорости вращения оказалось равным 48 км/с, что совпадает с результатом Армандрофа [8] и близко к полученному в [26] значению 37 ± 28 км/с. По-видимому, быстрее всего вращается в Галактике группа скоплений, наименее богатых металлами. Только для этой группы средняя азимутальная скорость слегка растет с R . Скопления промежуточной группы в среднем движутся в обратную сторону. Ранее аналогичный вывод сделали Роджерс и Палтоглу [7]. Он рассматривался ими и другими авторами (напр., [41-43]) как аргумент в пользу гипотезы Сирла и Цинна [44], согласно которой наружные части нашей Галактики образовались путем аккреции галактик-спутников.

Как и в [26], были отдельно рассмотрены 4 скопления (NGC 362, NGC 4147, NGC 5272, NGC 6934), относящиеся по классификации Цинна [45] к "молодому гало" (см. табл.3). По-видимому, эта группа скоплений практически не вращается в Галактике.

Интересно было бы выявить, какое влияние оказывает на кинематику так называемый "второй параметр" горизонтальной ветви на диаграмме "показатель цвета - видимая величина" для скоплений (напр., [5,42,43,46]). Поэтому были рассмотрены также скопления, относящиеся к "группам голубизны" I и II по Миронову и др. [5]. Результаты приведены в табл.3. Скопления группы I, по-видимому, в среднем являются более старыми и менее богатыми металлами. Как оказалось, эта группа характеризуется бóльшими значениями V_0 .

Таблица 3

ВРАЩЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ГРУПП ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ

Параметр	Группа I	Группа II	Молодое гало
Число скоплений	9	11	4
$\langle [Fe/H] \rangle$	-1.73	-1.31	-1.57
$\langle r \rangle$, кпк	10.3	6.6	12.8
$\langle R \rangle$, кпк	6.8	5.5	8.8
$\text{сог}(v_\theta, R)$	+0.12	-0.53	-0.20
a , км/с	4	247	168
b , (км/с)кпк ⁻¹	11	-25	-20
V_0 , км/с	96	37	6

4. *Средний эллипсоид скоростей.* Для всей выборки из 22 скоплений и для шести описанных выше групп были найдены средние значения скоростей $\langle v_R \rangle$, $\langle v_\theta \rangle$, $\langle v_z \rangle$ и соответствующие стандартные отклонения σ_R , σ_θ , σ_z .

Эти величины не являются локальными, а определяют положение центра, форму и размеры "среднего" эллипсоида скоростей данной группы шаровых скоплений (искаженные за счет эффектов селекции и неполноты выборки). Вследствие известного "эффекта расстояния" [47,48] "средние" кинематические параметры должны заметно отличаться от соответствующих локальных значений. Показательно в этом отношении различие между v_z (табл. 4,5) и V_0 (табл. 2,3).

Кроме указанных выше величин были вычислены среднее $\langle |v_z| \rangle$ и параметр $\langle v_z \text{sgn}z \rangle$, характеризующий сжатие (расширение) подсистемы и уже рассматривавшийся при изучении кинематики быстролетающих звезд [49]. Вычислялись и коэффициенты линейной корреляции скоростей и $[\text{Fe}/\text{H}]$.

Полученные результаты приведены в табл. 4, 5. Кратко их можно суммировать следующим образом.

Подсистема шаровых скоплений медленно вращается и не обнаруживает заметных сжатий к оси вращения и к экваториальной плоскости Галактики. "Средний" эллипсоид скоростей мало отличается от сферы, $\sigma_R \approx \sigma_\theta \approx \sigma_z$.

Для группы скоплений с промежуточными значениями параметра металличности $[\text{Fe}/\text{H}]$ величина $\langle v_z \rangle$ оказалась наименьшей; можно заподозрить сжатие этой группы к плоскости $z=0$. По этим скоплениям получаем, что $\sigma_R \approx \sigma_z < \sigma_\theta$. Для скоплений с наименьшими $[\text{Fe}/\text{H}]$ и $\langle v_z \rangle$,

Таблица 4

СРЕДНИЙ ЭЛЛИПСОИД СКОРОСТЕЙ ДЛЯ ГРУПП СКОПЛЕНИЙ С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ МЕТАЛЛОВ

Параметр	$[\text{Fe}/\text{H}] < -1.4$	$-1.4 \geq [\text{Fe}/\text{H}] > -1.7$	$[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.7$	Все скопления
$\langle v_R \rangle$, км/с	37	-4	57	26
$\langle v_\theta \rangle$, км/с	95	50	118	84
$\langle v_z \rangle$, км/с	-37	-26	-2	-21
$\langle v_z \text{sgn}z \rangle$, км/с	60	-127	93	9
$\langle v_z \rangle$, км/с	48	68	135	111
σ_R , км/с	81	142	162	138
σ_θ , км/с	85	179	118	143
σ_z , км/с	54	149	154	130
$\text{cor}(v_R, [\text{Fe}/\text{H}])$	0.11	-0.59	0.23	-0.06
$\text{cor}(v_\theta, [\text{Fe}/\text{H}])$	0.87	0.12	0.69	0.12
$\text{cor}(v_z, [\text{Fe}/\text{H}])$	0.36	0.07	-0.19	-0.09
$\text{cor}(v_z , [\text{Fe}/\text{H}])$	-0.28	-0.14	-0.26	-0.50
$\text{cor}(v_z \text{sgn}z, [\text{Fe}/\text{H}])$	-0.36	0.22	-0.14	-0.26

Таблица 5

СРЕДНИЙ ЭЛЛИпсоИД СКОРОСТЕЙ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИ
ВЫДЕЛЕННЫХ ГРУПП ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ

Параметр	Группа I	Группа II	Молодое гало
$\langle v_R \rangle$, км/с	67	25	53
$\langle v_\theta \rangle$, км/с	80	107	-7
$\langle v_z \rangle$, км/с	9	-54	56
$\langle v_z \text{sgnz} \rangle$, км/с	21	5	-70
$\langle v_z \rangle$, км/с	132	74	150
σ_R , км/с	128	123	68
σ_θ , км/с	162	91	169
σ_z , км/с	142	76	154
$\text{cor}(v_R, [\text{Fe}/\text{H}])$	-0.42	-0.13	-0.75
$\text{cor}(v_\theta, [\text{Fe}/\text{H}])$	0.26	0.39	-0.59
$\text{cor}(v_z, [\text{Fe}/\text{H}])$	-0.27	0.01	0.37
$\text{cor}(v_z , [\text{Fe}/\text{H}])$	-0.48	-0.36	-0.31
$\text{cor}(v_z \text{sgnz}, [\text{Fe}/\text{H}])$	-0.35	-0.10	-0.52

и $\langle V_\theta \rangle$ неожиданно оказались наибольшими. Возможно, что это группа в среднем расширяется по z . Для нее $\sigma_R \approx \sigma_z > \sigma_\theta$.

Группа скоплений молодого гало в среднем практически неподвижна в Галактике, хотя нельзя исключить ее сжатие к экваториальной плоскости. По этим скоплениям находим $\sigma_R < \sigma_\theta \approx \sigma_z$.

Для группы скоплений I по [5] $\langle v_R \rangle$ больше, чем для группы II, а $\langle v_\theta \rangle$ - меньше. На первый взгляд это противоречит тому, что для группы II "локальная" скорость V_θ значительно больше. И группа I, и группа II не расширяются и не сжимаются по z . Для обеих групп значения σ_R одинаковы, а σ_θ и σ_z больше для группы I. Последнее совпадает с результатами Миронова, Расторгуева и Самуся [5], которые использовали только лучевые скорости, но значительно большего числа скоплений. Для группы скоплений I оказалось, что $\sigma_R \approx \sigma_z < \sigma_\theta$, а для группы II мы нашли, что $\sigma_R > \sigma_\theta \approx \sigma_z$.

Вследствие немногочисленности исследованных выборок и возможных эффектов наблюдательной селекции все результаты данного исследования должны рассматриваться только как предварительные, а их статистическую интерпретацию следует производить на основе теории малых выборок [50].

Авторы благодарны И.И.Никифорову, предоставившему необходимые данные о расстояниях и лучевых скоростях шаровых скоплений, Дж.Карраро, обратившему наше внимание на статью [37], М.Оденкирхену, приславшему

рукопись статьи [26] до ее опубликования, Дж.Бинни, А.С.Расторгуеву, В.Г.Сурдину и А.М.Эйгенсону, за обсуждение результатов. Значительная часть работы была выполнена совместно с С.А.Кутузовым. Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований по гранту 95-02-05007.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия
Петрозаводский государственный университет, Россия
Обсерватория университета Турку, Пийккио, Финляндия

KINEMATICS AND GALACTIC ORBITS OF GLOBULAR CLUSTERS. I. KINEMATICS

L.P.OSSIPKOV, A.A.MÜLLÄRI

We analyze space motions for a sample of 24 galactic globular clusters. Correlations between cluster velocities, their positions and metal-abundance were studied. The mean velocity ellipsoid was found to be close to a sphere. Clusters belonging to various groups of the horizontal branch according to Mironov, Rastorguev, and Samus' were considered separately.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.П.Паренаго, *Астрон. ж.*, **24**, 167, 1947.
2. F.C.Edmondson, *Astron. J.*, **45**, 1, 1935.
3. H.Mineur, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **96**, 61, 1935.
4. А.С.Шаров, *Астрон. ж.*, **53**, 702, 1976.
5. А.В.Миронов, А.С.Расторгуев, Н.Н.Самусь, *Астрон. ж.*, **53**, 1164, 1976.
6. C.S.Frenk, S.D.White, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **198**, 173, 1982.
7. A.W.Rodgers, G.Paltoglou, *Astrophys. J., Lett.*, **83**, L5, 1984.
8. Т.Е.Армандроф, *Astron. J.*, **97**, 375, 1989.
9. И.И.Никифоров, *Вестн. Ленинградск. ун-та. Сер. 1, вып. 4*, 108, 1990.
10. П.Н.Холопов, *Звездные скопления*. Наука, М., 1981.
11. L.Perek, *Zprávy Astron. Ústavu Masarykovy Univ. v Brně*, **1**, 156, 1954.
12. S. von Hoerner, *Z. Astrophys.*, **35**, 255.
13. А.С.Расторгуев, В.Г.Сурдин, in "Star Clusters and Associations and Their Relation to the Evolution of the Galaxy", Praha, Publ. Astron. Inst. Czechosl.

- Acad. Sci., 1983, p.156.
14. *J.Colin*, in "Dynamics of Star Clusters", Dordrecht, D.Reidel Publ. Co., 1985, p.309.
 15. *Р.М.Дзигвашвили, Г.А.Маласидзе*, Препр. Абастуманск. астрофиз. обсерв., [без номера], 1994.
 16. *Г.А.Маласидзе, Р.М.Дзигвашвили*, Препр. Abastumani Astrophys. Observ. on Mt Kanobili, № 4, 1995.
 17. *Р.М.Дзигвашвили, Г.А.Маласидзе, Т.Г.Мдзинаришвили*, *Астрофизика*, 41, 101, 1998.
 18. *Н.Н.Самусь*, в сб.: "Итоги науки и техники. Астрономия, т. 27", ВИНТИ, М., 1985, с.3.
 19. *H.L.Morrison, C.Flynn, K.C.Freeman*, *Astron. J.*, 100, 1191, 1990.
 20. *R.Woolley*, in "The theory of Orbits in the Solar System and in Stellar Systems", L., Academic Press, 1966, p.93.
 21. *В.В.Сыровой*, Учен. зап. Уральск. ун-та, № 111, 43, 1970.
 22. *D.W.Keenan, K.A.Innanen, F.C.House*, *Astron. J.*, 78, 173, 1973.
 23. *К.А.Бархатова, А.В.Локтин, А.П.Рязанов*, в сб.: "Движения искусственных небесных тел", изд. Уральск. ун-та, Свердловск, с.8.
 24. *C.Allen, M.Martos*, *Rev. Mexic. Astron. Astrofis.*, 16, 25, 1988.
 25. *K.M.Cudworth, R.M.Hanson*, *Astron. J.*, 105, 168, 1993.
 26. *B.Dauphole, M.Geffert, J.Colin, C.Ducourant, M.Odenkirchen, H.Tucholke*, *Astron. Astrophys.*, 313, 119, 1996.
 27. *P.Brosche, M.Geffert, A.R.Klemova, S.Ninković*, *Astron. J.*, 90, 2031, 1985.
 28. *M.Odenkirchen, P.Brosche*, *Astron. Nachr.*, 313, 69, 1992.
 29. *C.Allen, A.Santillan*, *Rev. Mexic. Astron. Astrofis.*, 25, 39, 1993.
 30. *R.-D.Scholz, M.Odenkirchen, M.J.Irwin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 264, 579, 1993.
 31. *R.-D.Scholz, M.Odenkirchen, M.J.Irwin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 266, 925, 1994.
 32. *С.А.Кутузов, Л.П.Осипков*, *Астрон. ж.*, 66, 965, 1989.
 33. *С.А.Кутузов, Л.П.Осипков*, в сб.: "Вопросы небесной механики и звездной динамики", изд-во "Наука" Каз ССР, Алма-Ата, 1990, с.110.
 34. *L.P.Ossipkov, S.A.Kutuzov*, in "Galactic Bulges", Dordrecht, Kluwer Academic Publ., 1993, p.367.
 35. *L.P.Ossipkov, S.A.Kutuzov*, in "Unsolved Problems of the Milky Way", Dordrecht, Kluwer Academic Publ., 1996, p.523.
 36. *Л.П.Осипков, А.А.Мюллери, С.А.Кутузов*, в сб.: "Статистический анализ нелинейных систем", изд. Петрозаводск. ун-та, Петрозаводск, 1996, с.60.
 37. *M.Odenkirchen, P.Brosche, M.Geffert, H.-J. Tucholke*, *New Astronomy*, 2, 477, 1997.
 38. *К.Ф.Огородников*, Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.
 39. *А.Уиттнер*, Аналитические основы небесной механики, Наука, М., 1967.
 40. *Т.А.Агекян, А.С.Баранов*, *Астрофизика*, 5, 305, 1969.
 41. *D.N.C.Lin, H.B.Richer*, *Astrophys. J., Lett.*, 388, L57, 1992.

42. *S. van den Bergh*, *Astron. J.*, **105**, 971, 1993.
43. *S. van den Bergh*, *Astrophys. J.*, **411**, 178, 1993.
44. *L.Searle, R.Zinn*, *Astrophys. J.*, **225**, 357, 1978.
45. *R.Zinn*, *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, **84**, 89, 1990.
46. *А.В.Миронов, Н.Н.Самусь*, в сб.: "Звездные скопления", изд. Уральск. ун-та, Свердловск, 1979, с.118.
47. *K.Ogorodnikoff*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **96**, 866, 1936.
48. *S.Kikuchi*, *Sendai Astron. Raportoj, Ser., II, № 38*, 50, 1954.
49. *Л.П.Осипков, С.А.Кутузов*, *Вестн. С.-Петербургск. ун-та. Сер. 1, Вып. 1*, 105, 1997.
50. *Т.А.Агекян*, *Основы теории ошибок для астрономов и физиков*, Наука, М., 1972.

УДК: 524.1-65

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ОДНОМЕРНОЙ СРЕДЕ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Д.М.СЕДРАКЯН, А.А.ГЕВОРГЯН, А.Ж.ХАЧАТРЯН

Поступила 7 января 2000

В работе развит новый метод для определения амплитуд рассеяния плоской электромагнитной волны, падающей под углом α на произвольную изотропную одномерно-неоднородную среду конечной толщины. Показано, что рассматриваемая задача сводится к задаче Коши для системы двух линейных дифференциальных уравнений первого порядка.

1. *Введение.* Как известно, одной из актуальных проблем астрофизики является определение амплитуд прохождения и отражения электромагнитной волны через неоднородный слой среды конечной толщины. В работе [1] был применен метод В.А.Амбарцумяна "О добавлении слоя к среде" [2] и получены дифференциальные соотношения, описывающие рассеяние электромагнитной волны в одномерной изотропной неоднородной среде. Однако задача была решена для случая, когда электрический вектор волны перпендикулярен плоскости падения, т.е. для так называемой s-волны, и когда волна падает на границу среды перпендикулярно.

Целью настоящей работы является определение амплитуд прохождения и отражения электромагнитной волны произвольной поляризации и падающей под произвольным углом α на одномерный изотропно-неоднородный слой с показателем преломления $n(x) = \sqrt{\epsilon(x)}$. Полученные уравнения точно учитывают все интерференционные эффекты.

Рассмотрим отражение и пропускание света через конечный слой одномерной изотропной слоистой среды с произвольной зависимостью диэлектрической постоянной $\epsilon = \epsilon(x)$ и магнитной проницаемостью $\mu = 1$, граничащей с обеих сторон с однородной средой с коэффициентом преломления n_0 . Плоскость падения волны совпадает с плоскостью (x, y) , а волна падает под углом α к нормали границы слоя, совпадающей с плоскостью (y, z) . Согласно уравнениям Максвелла, электрическое \vec{E} и магнитное \vec{H} поля удовлетворяют следующим волновым уравнениям [3]:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\text{grad}(\vec{E} \text{ grad}(\ln \epsilon)), \quad (1)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \text{rot } \vec{H} \times \text{grad}(\ln \varepsilon), \quad (2)$$

Из этих уравнений следует, что s и p волны удовлетворяют разным волновым уравнениям. Действительно, если для s волны (вектор \vec{E} направлен по оси z) электрическое поле E_z удовлетворяет обычному однородному волновому уравнению (1) без правой части, то для p -волны, у которой магнитное поле имеет направление по оси z , магнитное поле H_z удовлетворяет волновому уравнению (2) с отличной от нуля правой частью. Следовательно, рассеяния двух поляризаций будут принципиально отличаться друг от друга. Случай нормального падения ($\alpha = 0$) был рассмотрен в работе [1]. Как известно, для произвольной волны с наличием обеих поляризаций задача сводится к отдельному рассмотрению рассеяния для s и p поляризаций. Отметим, что в случае p -поляризации можно магнитное поле исключить и выразить решения через электрическое поле \vec{E} , однако в этом случае уравнения сшивки электромагнитных полей на границах слоя для двух поляризаций будут разные.

Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции параллельной (p -поляризация) и перпендикулярной (s -поляризация) плоскости падения:

$$\vec{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^s \vec{n}_s + E_{i,r,t}^p \vec{n}_p, \quad (3)$$

где индексы i, r, t обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны, соответственно, а \vec{n}_s и \vec{n}_p - орты s и p поляризаций. Введем безразмерную амплитуду прохождения $T^{s,p}$ и амплитуду отражения $R^{s,p}$ следующим образом:

$$T^{s,p} = \frac{E_t^{s,p}}{E_i^{s,p}} \quad \text{и} \quad R^{s,p} = \frac{E_r^{s,p}}{E_i^{s,p}}. \quad (4)$$

$T^{s,p}$ и $R^{s,p}$ будут зависеть от толщины неоднородного слоя d и закона изменения коэффициента преломления $n = n(x)$, а также от угла падения α и показателя преломления n_0 .

2. *Рекуррентные соотношения для $T_N^{s,p}$ и $R_N^{s,p}$.* Метод, который предлагается для решения задачи рассеяния электромагнитной волны с произвольной поляризацией, заключается в следующем. Разобьем рассмотренный слой среды на большое число тонких слоев с толщиной d_1, d_2, \dots, d_N . Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что ε постоянна в каждом слое. Тогда, согласно [4-6], задача определения R и T сводится к задаче вычисления произведения матриц второго порядка:

$$\begin{pmatrix} 1/T_N^* & -R_N^*/T_N^* \\ -R_N^*/T_N^* & 1/T_N^* \end{pmatrix} = \prod_{n=N}^1 \begin{pmatrix} 1/t_n^* & -r_n^*/t_n^* \\ -r_n^*/t_n^* & 1/t_n^* \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где T_N и R_N - параметры рассеяния системы, N - число однородных слоев, r_n, t_n - амплитуды рассеяния n -ого однородного слоя.

Решая задачу рассеяния электромагнитной волны на однородном слое толщиной d и показателем преломления n , для t_s, r_s и t_p, r_p получаем следующие известные выражения:

$$1/t_s = \exp(ik_{\alpha}d) \left[\cos(k_x d) - i \frac{(k_{\alpha}^2 + k_x^2)}{2k_{\alpha}k_x} \sin(k_x d) \right], \quad (6)$$

$$r_s/t_s = -i \exp(2ik_{\alpha}x) \left[\frac{(k_{\alpha}^2 - k_x^2)}{2k_{\alpha}k_x} \sin(k_x d) \right], \quad (7)$$

$$1/t_p = \exp(ik_{\alpha}d) \left[\cos(k_x d) - i \frac{\left(\frac{n}{n_0}\right)^2 k_{\alpha}^2 + \left(\frac{n_0}{n}\right)^2 k_x^2}{2k_{\alpha}k_x} \sin(k_x d) \right], \quad (8)$$

$$r_p/t_p = -i \exp(2ik_{\alpha}x) \left[\frac{\left(\frac{n}{n_0}\right)^2 k_{\alpha}^2 - \left(\frac{n_0}{n}\right)^2 k_x^2}{2k_{\alpha}k_x} \sin(k_x d) \right], \quad (9)$$

где $k_{\alpha} = \frac{\omega}{c} n_0 \cos \alpha$, $k_x = \frac{\omega}{c} n \cos \beta$, x - координата середины выбранного слоя, α, β - углы падения и преломления, соответственно. Предполагается, что каждый слой с показателем преломления n граничит с обеих сторон со средой с показателем преломления n_0 .

Если ввести обозначения

$$\begin{pmatrix} 1/T_{N-1}^* & -R_{N-1}^*/T_{N-1}^* \\ -R_{N-1}^*/T_{N-1} & 1/T_{N-1} \end{pmatrix} = \prod_{n=N-1}^1 \begin{pmatrix} 1/t_n^* & -r_n^*/t_n^* \\ -r_n/t_n & 1/t_n \end{pmatrix}, \quad (10)$$

и переобозначить $1/T_N^*$ через D_N , а R_N^*/T_N^* через $-\bar{D}_N$, то уравнение (5) принимает вид:

$$\begin{pmatrix} D_N^* & -\bar{D}_N \\ -\bar{D}_N^* & D_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/t_N^* & -r_N^*/t_N^* \\ -r_N/t_N & 1/t_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_{N-1}^* & -\bar{D}_{N-1} \\ -\bar{D}_{N-1}^* & D_{N-1} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

который эквивалентен следующей системе разностных уравнений, написанных для s и p поляризаций:

$$D_N^{s,p} = \frac{r_N^{s,p}}{t_N^{s,p}} \bar{D}_{N-1}^{s,p} + \frac{1}{t_N^{s,p}} D_{N-1}^{s,p}, \quad (12)$$

$$\bar{D}_N^{s,p} = \frac{1}{t_N^{s,p}} \bar{D}_{N-1}^{s,p} + \frac{r_N^{s,p}}{t_N^{s,p}} D_{N-1}^{s,p}. \quad (13)$$

Отметим, что полученные соотношения (12) и (13) с начальными условиями $D_0^{s,p} = 1$ и $\bar{D}_0^{s,p} = 0$, могут быть использованы для решения задачи рассеяния света в слоистой среде, состоящей из однородных слоев.

3. Дифференциальные уравнения для $T(x)$ и $R(x)$. Введем функции $D(x_1) = 1/T(x_1)$ и $\bar{D}(x_1) = R^*(x_1)/T^*(x_1)$, где $T(x_1)$ и $R(x_1)$ являются амплитудами прохождения и отражения волны от части среды, описываемыми диэлектрической постоянной $\epsilon(x)$, заданной между точками $0 < x < x_1$, следующим образом:

$$\epsilon(x_1, x) = \epsilon(x) \theta(x) \theta(x_1 - x), \quad (14)$$

где $\theta(x)$ - функция Хевисайда. Тогда функция $\epsilon(x, x_1 + \Delta x_1)$, т.е., часть $\epsilon(x)$, заключенная между точками $x=0$ и $x = x_1 + \Delta x_1$, где Δx_1 - малая величина, будет выглядеть как функция (14), с добавлением к ней справа однородного слоя с параметрами $\epsilon(x_1)$ и Δx_1 .

Из (6)-(9) для амплитуд прохождения и отражения бесконечно узкого слоя имеем:

$$1/t_s = 1 - i \left[\frac{\omega}{c} \frac{n^2 - n_0^2}{2n_0 \cos \alpha} \Delta x_1 \right], \quad (15)$$

$$r_s/t_s = -i \left[\frac{\omega}{c} \frac{n^2 - n_0^2}{2n_0 \cos \alpha} \Delta x_1 \exp(2ik_{0,x}x) \right], \quad (16)$$

$$1/t_p = 1 - i \left[\frac{\omega}{c} \frac{(n^2 - n_0^2) \left(\cos^2 \alpha + \frac{n_0^2}{n^2} \sin^2 \alpha \right)}{2n_0 \cos \alpha} \Delta x_1 \right], \quad (17)$$

$$r_p/t_p = -i \exp(2ik_{0,x}x) \left[\frac{\omega}{c} \frac{(n^2 - n_0^2) \left(\cos^2 \alpha - \frac{n_0^2}{n^2} \sin^2 \alpha \right)}{2n_0 \cos \alpha} \Delta x_1 \right]. \quad (18)$$

Подставляя в (12), (13) $D_N^{s,p} = D^{s,p}(x_1 + \Delta x_1)$, $\bar{D}_N^{s,p} = \bar{D}^{s,p}(x_1 + \Delta x_1)$ и $D_{N-1}^{s,p} = D^{s,p}(x_1)$, $\bar{D}_{N-1}^{s,p} = \bar{D}^{s,p}(x_1)$, разлагая полученные соотношения относительно малого Δx_1 и заменяя x_1 на x , с учетом (15)-(18) получаем следующую систему линейных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dD^s}{dx} = iV(x) \left(D^s - \exp(2ik_{0,x}x) D^s \right), \quad (19)$$

$$\frac{d\bar{D}^s}{dx} = iV(x) \left(\exp(-2ik_{0x}x) D^s - \bar{D}^s \right) \quad (20)$$

для s-поляризации и

$$\frac{dD^p}{dx} = iV(x) \left[(a+b) D^p - (a-b) \exp(2ik_{0x}x) \bar{D}^p \right] \quad (21)$$

$$\frac{d\bar{D}^p}{dx} = -iV(x) \left[(a-b) \exp(-2ik_{0x}x) D^p - (a+b) \bar{D}^p \right] \quad (22)$$

для p-поляризации. Здесь

$$V(x) = \frac{\omega}{c} \frac{n_0^2 - n^2}{2n_0 \cos \alpha}, \quad a = \cos^2 \alpha, \quad b = \frac{n_0^2}{n^2} \sin^2 \alpha. \quad (23)$$

Единственность решений системы (19)-(22) обеспечивается с помощью соответствующих начальных условий;

$$D^{s,p}(x)|_{x=0} = 1, \quad \bar{D}^{s,p}(x)|_{x=0} = 0. \quad (24)$$

Введя обозначения

$$\begin{aligned} F^{s,p} &= D^{s,p} \exp(-ik_{0x}x) - \bar{D}^{s,p} \exp(ik_{0x}x), \\ \Phi^{s,p} &= i \left(D^{s,p} \exp(-ik_{0x}x) + \bar{D}^{s,p} \exp(ik_{0x}x) \right), \end{aligned} \quad (25)$$

систему уравнений (19)-(22) можно написать в компактном виде:

$$\frac{dF^{s,p}}{dx} = (2A^{s,p}V - k_{0x}) \Phi^{s,p}, \quad (26)$$

$$\frac{d\Phi^{s,p}}{dx} = -(2B^{s,p}V - k_{0x}) F^{s,p}, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} A^s &= 0, & A^p &= a, \\ B^s &= 1, & B^p &= b. \end{aligned} \quad (28)$$

Перейдем к решению системы уравнений (26)-(27). Далее, для удобства, опустим индексы s и p. Ищем решение этих уравнений в виде:

$$\begin{aligned} F &= H_1 + iH_2, \\ \Phi &= N_1 + iN_2. \end{aligned} \quad (29)$$

Поскольку коэффициенты уравнений (26)-(27) при отсутствии поглощения реальные, то пары действительных функций H_1 , N_1 и H_2 , N_2 будут удовлетворять одной и той же системе уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dx} &= (2AV - k_{0x})N, \\ \frac{dN}{dx} &= -(2BV - k_{0x})H, \end{aligned} \quad (30)$$

однако начальные условия для этих пар будут различны. Действительно, как следует из (24), функции H и N в точке $x=0$ имеют следующие значения:

$$H_1(0) = 1 \quad \text{и} \quad N_1(0) = 0 \quad (31)$$

для первой пары и

$$H_2(0) = 0 \quad \text{и} \quad N_2(0) = 1 \quad (32)$$

для второй пары.

Таким образом, задача определения амплитуд рассеяния света R и T при наклонном падении на слой с произвольным показателем преломления $n=n(x)$ и толщины d , сводится к интегрированию системы уравнений (30) с начальными условиями (31), (32).

Из (29) и (25) можно получить формулы для R и T , которые выражают их через значения функций $N_{1,2}$ и $H_{1,2}$ в точке $x=d$. Так

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{2} \exp(ik_{0x}d) [(H_1 + N_2) - i(N_1 - H_2)], \quad (33)$$

$$\frac{R}{T} = -\frac{1}{2} \exp(ik_{0x}d) [(H_1 - N_2) - i(N_1 + H_2)], \quad (34)$$

или

$$T = \frac{2}{\rho_T} \exp[i(\varphi_T - k_{0x}d)], \quad (35)$$

$$R = -\frac{\rho_R}{\rho_T} \exp[i(\varphi_T - \varphi_R)], \quad (36)$$

где

$$\rho_T = \sqrt{[H_1(d) + N_2(d)]^2 + [N_1(d) - H_2(d)]^2}, \quad \varphi_T = \arctg \left[\frac{N_1(d) - H_2(d)}{N_2(d) + H_1(d)} \right], \quad (37)$$

$$\rho_R = \sqrt{[H_1(d) - N_2(d)]^2 + [N_1(d) + H_2(d)]^2}, \quad \varphi_R = \arctg \left[\frac{N_1(d) + H_2(d)}{H_1(d) - N_2(d)} \right]. \quad (38)$$

В конце покажем, что полученные решения удовлетворяют условию сохранения плотности потока электромагнитной энергии:

$$|R|^2 + |T|^2 = 1, \quad (39)$$

для любого d . Действительно, подставляя решения (35), (36) в (39), с учетом (37), (38), его можно записать в следующем виде:

$$H_1(d)N_2(d) - H_2(d)N_1(d) = 1. \quad (40)$$

Из начальных условий (31) и (32) следует, что условие (40) выполняется в точке $x=0$. С другой стороны, согласно уравнениям (30), производная выражения $H_1(x)N_2(x) - H_2(x)N_1(x)$ равно нулю. Следовательно, условие (40) выполняется в точке $x=d$.

4. *Заключение.* В качестве примера применения предложенного метода рассмотрим случай определения амплитуд рассеяния электромагнитной волны в изотропном однородном слое конечной толщины d .

Если учесть, что имеет место соотношение:

$$(2AV - k_{0x})(2BV - k_{0x}) = k_x^2, \quad (41)$$

для обеих поляризаций электромагнитной волны, а также постоянство коэффициентов системы уравнений (30), то для рассматриваемого случая, вместо уравнений (30), можно получить для функции N и H одинаковые уравнения

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k_x^2 \right) \begin{pmatrix} H \\ N \end{pmatrix} = 0, \quad (42)$$

совпадающие с волновым уравнением для рассмотренной однородной среды. Решения уравнений (42), удовлетворяющих начальным условиям (31), (32), имеют вид:

$$\begin{aligned} H_1(x) &= \cos(k_x x), & H_2(x) &= \frac{2AV - k_{0x}}{k_x} \sin(k_x x), \\ N_1(x) &= -\frac{2BV - k_{0x}}{k_x} \sin(k_x x), & N_2(x) &= \cos(k_x x). \end{aligned} \quad (43)$$

Подставляя значения функций H и N в точке $x=d$ в формулы (33), (34), получаем амплитуды прохождения и отражения для s и p поляризаций, которые совпадают с выражениями (6)-(9).

В конце отметим принципиальное преимущество предложенного нами метода по сравнению с известными методами. В нашем случае задача рассеяния электромагнитной волны в одномерной неоднородной среде сводится к решению системы двух линейных дифференциальных уравнений первого порядка с заданными начальными условиями. Намного результативнее пользоваться этими уравнениями, когда они имеют аналитические решения или когда необходимо провести численные интегрирования, чем использовать специальные программы, которые необходимы при применении метода трансфер матриц или динамической теории рассеяния электромагнитных волн. Отметим, что такое упрощение достигается за счет того, что граничные условия задачи рассеяния в нашем методе содержатся в предложенной системе уравнений, написанных непосредственно для амплитуд рассеяния, и проблема их нахождения сводится к задаче Коши для этих уравнений с заданными начальными условиями.

Авторы выражают благодарность Д. Бадалян и О. Ерицян за обсуждение полученных результатов.

AN ELECTROMAGNETIC WAVE SCATTERING IN THE ONE-DIMENSIONAL MEDIUM WITH ARBITRARY REFRACTIVE INDEX

D.M.SEDRAKIAN, A.H.GEVORGYAN, A.Zh.KHACHATRIAN

A new method for determination of scattering amplitudes of plane electromagnetic wave incident oblique with angle α on an arbitrary isotropic one - dimensional nonhomogeneous medium with finite width. It is shown that this problem can be reduced to the Gauss problem for two linear first order differential equations system.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян, *Астрофизика*, **42**, 419, 1999.
2. В.А.Амбарцумян, *Изв. АН АрмССР, Естественные науки*, 1-2, 31, 1944; "Научные труды" (под ред. В.В.Соболева), т.1, с.263-268, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
3. М.Борн, Э.Вольф, *Основы оптики*, Наука, М., 1970, с.856.
4. R.C.Jones, *J. Opt. Soc. Amer.*, **31**, 488, 1941; **31**, 493, 1941.
5. P.Erdos, R.C.Herndon, *Adv. Phys.*, **31**, 65, 1982.
6. M.Ya.Azbel, *Phys Rev.*, **22**, 4106, 1983.

УДК: 524. 354.6

НАХОЖДЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ПУЛЬСАРАХ

Г.С.СААКЯН, Г.Ф.ХАЧАТРЯН

Поступила 15 октября 1999

В работе показано, что знание плотности потока энергии радиоизлучения, скорости возрастания периода и расстояния пульсара позволяет вычислить все остальные его важнейшие характеристики (телесный угол пучка радиоизлучения, радиосветимость, телесный угол пучка гамма-излучения, плотность потока энергии гамма-излучения, а также магнитный момент, момент инерции и массу нейтронной звезды). В конце статьи приведены формулы, по которым можно вычислить упомянутые характеристики пульсаров. В качестве иллюстрации в табл.2 и 3 приведены результаты расчетов для ряда пульсаров.

1. *Введение.* Априори ясно, что характер наблюдаемых явлений в пульсарах определяется магнитными моментами и угловыми скоростями вращения нейтронных звезд. Задачей теории является осмысление этих явлений и нахождение количественных соотношений для них.

Первым важным шагом после открытия пульсаров было понимание обстоятельства, что в этих объектах мы имеем дело со специфическим проявлением нейтронных звезд. Вслед за этим встала сложная проблема осмысления наблюдаемых мощных потоков энергии радиоизлучения в этих небольших по размерам объектах. Сразу же сформировалось всеобщее мнение, что в пульсарах мы имеем дело с когерентным механизмом образования радиоизлучения в непосредственном окружении (в магнитосфере) нейтронной звезды. Однако для установления истинного конкретного механизма образования радиоизлучения потребовалось более чем два десятка лет.

В пульсарах, кроме их периода P , основными измеряемыми параметрами являются плотности потоков энергии излучения F , расстояния d и скорости возрастания периодов \dot{P} . Ценную информацию о параметрах нейтронной звезды пульсара содержит в себе его поток энергии в радиодиапазоне (радиосветимость L). Если из теории известна зависимость радиосветимости от периода вращения P и магнитного момента μ нейтронной звезды $L(P, \mu)$, то, сравнивая ее с наблюдаемой радиосветимостью L_0 , можно вычислить магнитный момент нейтронной звезды. Светимость L_0 не является непосредственно наблюдаемой величиной: она вычисляется, если измерена плотность потока энергии радиоизлучения, определено расстояние пульсара и известен телесный угол пучка радиоизлучения. Телесный угол пучка радиоизлучения должен

определяться теорией в виде аналитической зависимости от основных параметров P и μ пульсара. Однако предварительное представление о нем можно составить и по ширине профиля радиоимпульса. Нужно иметь в виду, что при получении данных, необходимых для вычисления радиосветимости пульсара, ошибки неизбежны, поэтому в итоге она определяется с заметными ошибками. Таким образом, из равенства $L(P, \mu) = L_0$ значение магнитного момента нейтронной звезды пульсара получается с немалыми ошибками, достигающими в отдельных случаях до нескольких сот процентов. Уместно заметить, что в научной литературе при вычислении радиосветимостей пульсаров для телесного угла пучка радиоизлучения обычно принимается значение 1, которое несомненно является грубым приближением.

Особенности пульсара определяются магнитным моментом μ и угловой скоростью вращения $\Omega = 2\pi/P$ нейтронной звезды. В частности знание магнитного момента позволяет вычислить поток энергии γ - излучения пульсара. Основным запасом энергии пульсара является энергия его вращения. Уменьшение этой энергии обусловлено в основном γ - излучением пульсара и отчасти исходящим из радиационного канала (канал открытых магнитных силовых линий нейтронной звезды) ультрарелятивистским потоком электронов (позитронов). Радиосветимость пульсара на несколько порядков меньше его γ - светимости. Поэтому, если известны γ - светимость и скорость возрастания периода пульсара \dot{P} , то можно непосредственно вычислить момент инерции нейтронной звезды. Знание же момента инерции автоматически приводит к знанию массы нейтронной звезды, ибо между ними существует однозначная связь. Идеология определения параметров нейтронной звезды по измеренным характеристикам пульсара, разумеется, предполагает наличие соответствующей теоретической базы. Такая база была разработана в работе [1] и свое дальнейшее развитие получила в работе [2] и обзоре [3].

Наши предшествующие работы были посвящены определению магнитных моментов нейтронных звезд и γ - светимостям пульсаров [5]. В настоящей статье обсуждаются вопросы о том, что, в принципе, по наблюдаемым данным можно определить моменты инерции и, следовательно, массы нейтронных звезд в пульсарах.

2. Излучение пульсаров. Здесь мы будем пользоваться готовыми формулами, приведенными в [3], опуская в них мало отличающиеся от единицы множители, содержащие угол наклона магнитной оси к оси вращения и радиус нейтронной звезды R_0 , измеренный в единицах 10^6 см.

Так, для потока энергии в диапазоне радиочастот (радиосветимость) была получена формула

$$L = 3.79 \cdot 10^{28} c_k^2 \cdot c_h^{3/4} \mu_{30}^2 P^{-8/7} \text{ эрг/с}, \quad (1)$$

где μ_{30} - магнитный момент нейтронной звезды в единицах 10^{30} эрг/Гс, c_k и c_h - постоянные коэффициенты порядка единицы, значения которых мы

уточним позже. Коэффициент c_k был введен в формуле для потока частиц, формируемого в магнитной воронке (область над магнитной шапкой нейтронной звезды, где благодаря специфическим радиационным процессам происходит формирование радиоизлучения пульсара) [1]. Необходимость введения этого коэффициента возникла при написании формулы (29) в работе [3], откуда и можно составить полное представление о нем. В [4] при вычислении магнитных моментов нейтронных звезд, как наиболее вероятное значение, было принято $c_k \approx 0.1$. Коэффициент c_h был введен в формуле

$$h \approx 1.07 \cdot 10^7 c_h \mu_{30}^{1/3} P^{-4/21} \text{ см} \quad (2)$$

для высоты магнитной воронки. По объективным причинам более точное определение h невозможно, поэтому в [2] введен этот коэффициент, значение которого позже мы уточним с учетом данных наблюдений. Пучок радиоизлучения имеет форму конуса, телесный угол которого равен [3]

$$\Omega_{\text{рад}} \approx 1.59 \cdot 10^{-2} c_h \mu_{30}^{1/3} P^{-25/21}. \quad (3)$$

Теперь, учитывая это выражение телесного угла, можно по наблюдаемой плотности монохроматического потока энергии радиоизлучения оценить радиосветимость пульсара:

$$L_0 \approx \Omega_{\text{рад}} d^2 \cdot 4 \cdot 10^8 S_{400} \approx 6.06 \cdot 10^{23} c_h S_{400} d^2 \mu_{30}^{1/3} P^{-25/21} \text{ эрг/с}, \quad (4)$$

где S_{400} - плотность потока энергии на частоте 400 МГц в единицах mJy и d - расстояние пульсара в единицах килопарсек. Здесь в основу оценки (4) положено то важное обстоятельство, что для большинства пульсаров спектр энергии радиоизлучения при частоте $\nu = 400$ МГц имеет максимум (поэтому в основном на этой частоте обычно производятся измерения потоков энергии радиоизлучения), что позволяет для полной плотности потока энергии радиоизлучения написать оценку $F \approx 4 \cdot 10^8 S_{400}$.

Приравнивая (1) и (4), для магнитного момента нейтронной звезды пульсара получаем

$$\mu_{30} \approx 1.33 \cdot 10^{-3} \frac{c_h^{0.15} (S_{400} d^2)^{0.6}}{c_k^{1.2} P^{1/35}}. \quad (5)$$

Таким образом, знание монохроматической плотности потока энергии радиоизлучения и расстояния пульсара позволяет оценить величину магнитного момента нейтронной звезды.

Исключая из (4) магнитный момент μ_{30} , мы приходим к следующему результату для радиосветимости пульсара:

$$L_0 = \frac{6.66 \cdot 10^{22} c_h^{21/20} (S_{400} d^2)^{1.2}}{c_k^{0.4} P^{1.2}} \text{ эрг/с}. \quad (6)$$

Таким образом, если измерен монохроматический поток энергии радиоизлучения S_{400} и определено расстояние d пульсара, то по этой формуле

можно сразу вычислить полный поток энергии его радиоизлучения. Ниже, говоря о наблюдаемой радиосветимости пульсара, мы подразумеваем вычисленный по формуле (6) поток энергии.

Перейдем к обсуждению вопроса о γ - излучении пульсара. В радиационном канале, из-за сильного магнитного поля и обусловленного им весьма интенсивного синхротронного излучения, движение электронов (позитронов) происходит только по магнитным силовым линиям. Но поскольку эти силовые линии искривлены, электроны, двигаясь по ним, испускают γ - излучение, называемое "изгибным излучением". Движение электронов в радиационном канале с учетом радиационных потерь энергии исследовалось в работе [6]. Было найдено, что энергия электрона хорошо описывается аппроксимациями:

$$y(x) \approx x^{-3/4}, \quad 1 + 0.02/\Omega \leq x \leq 7\sqrt{\Omega}, \quad (7)$$

$$y(x) \approx [200\Omega \ln(x/7\sqrt{\Omega})]^{-1/3}, \quad x > 7\sqrt{\Omega}. \quad (8)$$

Здесь $x = r/R$ (R - радиус нейтронной звезды, r - расстояние от ее центра), $y(x) = \gamma(x)/\gamma_m$, $m_e c^2 \gamma$ - энергия электрона, наконец, $\gamma_m \approx 3.25 \cdot 10^8 \mu_{30}^{1/4}$ (здесь опущен множитель $R_6^{-0.25} \approx 1$ и зависящие от угла наклона множители порядка единицы) [3].

Именно изгибным излучением обусловлены основные явления, наблюдаемые в пульсарах. Процессы рождения квантов высоких энергий $\hbar\omega_c \gg m_e c^2$ и аннигиляции этих квантов на электронно-позитронные пары происходят весьма интенсивно в нижней части радиационного канала, на расстояниях $1 \leq x \leq 7\sqrt{\Omega}$, где магнитное и электрическое поля достаточно сильные. В этой части радиационного канала характерная энергия квантов изгибного излучения равна [7,9]

$$\hbar\omega_c \approx \frac{3c\hbar\gamma^3}{2\rho_c} \approx 7.03\Omega^{1/2} \mu_{30}^{3/4} x^{-11/4} \text{ эрг}, \quad (9)$$

где использована аппроксимация (7), пропущены множители, содержащие R_6 и угол наклона, которые мало отличаются от единицы, ρ_c - радиус кривизны магнитных силовых линий:

$$\rho_c \approx \frac{4}{3} \left(\frac{cr}{\Omega} \right)^{1/2} = 2.31 \cdot 10^8 \left(\frac{R_6 x}{\Omega} \right)^{1/2} \text{ см.}$$

Вопрос γ - излучения рассматривался в работах [2,3], ниже мы будем пользоваться результатами, приведенными в них. Бурное образование квантов гамма - излучения, разумеется, происходит в магнитной воронке, однако значительная часть их исчезает, рождая e^+e^- - пары: $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Наблюдаемое гамма - излучение пульсара образуется в радиационном канале, в основном на расстояниях $\hbar \leq r \leq 2\hbar$ от магнитной шапки, т.е. вблизи потолка магнитной воронки. Оно, безусловно, является изгибным излучением, движущихся по

открытым магнитным силовым линиям электронов ультрарелятивистских энергий. Гамма - излучение испускается в касательном к магнитным силовым линиям направлении, поэтому нетрудно определить форму его пучка. Пучок γ - излучения пульсара имеет форму полого конуса, внешний телесный угол которого равен

$$\Omega_\gamma \approx 3.66 \cdot 10^{-2} c_h \mu_{30}^{1/3} P^{-25/21}, \quad (10)$$

а внутренний телесный угол его примерно такой же, как внешний телесный угол пучка радиоизлучения [3]. В этой работе для γ - светимости пульсара было получено

$$L_\gamma \approx 6.69 \cdot 10^{34} \frac{c_k}{c_h} \mu_{30}^{2/3} P^{-26/21} \text{ эрг/с.} \quad (11)$$

Подставляя в эту формулу выражения μ_{30} из (5), получаем

$$L_\gamma \approx 8.09 \cdot 10^{32} \frac{c_k^{0.2} (S_{400} d^2)^{0.4}}{c_h^{3.9} P^{44/35}} \text{ эрг/с.} \quad (12)$$

Телесный угол пучка γ - излучения (10) также выразим через наблюдаемые параметры пульсаров S_{400} и d :

$$\Omega_\gamma \approx 4.02 \cdot 10^{-3} \frac{c_k^{1.05} (d^2 S_{400})^{0.2}}{c_h^{0.4} P^{1.2}}. \quad (13)$$

Приведем также формулу плотности потока энергии γ - излучения:

$$F_\gamma = \frac{L_\gamma}{\Omega_\gamma d^2} = 2.11 \cdot 10^{-8} \frac{c_k^{0.6} (d^2 S_{400})^{0.2}}{c_h^{4.95} d^2 P^{2/35}} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с.} \quad (14)$$

В случае γ - излучения непосредственно доступна измерению именно эта величина. Напомним, что в этой и в предыдущих формулах расстояние пульсара измеряется в килопарсеках.

Кроме радио и γ - излучения из радиационного канала пульсара исходит также ультрарелятивистский поток электронов. Электроны покидают магнитосферу нейтронной звезды у светового цилиндра, т.е. на расстоянии $r \approx R x_c \approx c/\Omega$. В соответствии с аппроксимацией (8) энергия электронов при этом приблизительно равна

$$\varepsilon_e(x_c) = m_e c^2 y_m y(x_c) \approx 22.4 \mu_{30}^{1/4} [\Omega(1 - 0.18 \ln \Omega)]^{-1/3} \text{ эрг.} \quad (15)$$

Следовательно, поток энергии, уносимый электронами, равен

$$L_e = I_e \varepsilon_e(x_c) \approx 6.16 \cdot 10^{33} \frac{c_k}{c_h} \mu_{30}^{11/12} \Omega^{10/21} (1 - 0.18 \ln \Omega)^{-1/3} \text{ эрг/с.} \quad (16)$$

Здесь I_e - поток электронов через радиационный канал, за потолком магнитной воронки [9]:

$$I_e \approx 2.75 \cdot 10^{32} \frac{c_k}{c_h} \Omega^{17/21} \mu_{30}^{2/3} \text{ частиц/с.} \quad (17)$$

В этих формулах пропущены множители, содержащие R_e и угол наклона, поскольку они мало отличаются от единицы. Телесный угол потока электронов значительно шире, чем телесный угол пучка γ - излучения, ибо электроны вплоть до их выхода из радиационного канала двигаются по магнитным силовым линиям. Поток энергии, уносимый электронами, порядка потока энергии γ - излучения, но меньше его, а поток энергии радиоизлучения на несколько порядков меньше этих величин.

3. *О моменте инерции нейтронных звезд.* В изолированных пульсарах основным источником потоков энергии, обусловленных их излучением, является энергия вращения нейтронной звезды

$$E_{\text{rot}} = I \Omega^2 / 2, \quad (18)$$

где I - момент инерции звезды. Энергии магнитного поля и внутренняя тепловая значительно меньше этой энергии. Следовательно, в соответствии с потерями энергий от двух радиационных каналов пульсара, имеем

$$I \Omega \dot{\Omega} = -2(L_\gamma + L_e + L_{\text{рад}}) \approx -2L_\gamma.$$

Учитывая (12) и $\Omega = 2\pi/P$, откуда получаем

$$I \approx 4.1 \cdot 10^{31} \frac{c_k^{0.2} P^{61/35} (S_{400} d^2)^{0.4}}{c_h^{3.9} \dot{P}}. \quad (19)$$

Таким образом, если параметры \dot{P} , S_{400} , d пульсара уже определены, то можно с точностью значения коэффициента $c_k^{0.2}/c_h^{3.9}$ найти момент инерции нейтронной звезды.

Дальнейшая наша цель состоит в том, чтобы по формуле (19) вычислить моменты инерции нейтронных звезд наблюдаемых пульсаров и затем сопоставить с их возможными теоретическими значениями. Известно, что нейтронные звезды представлены устойчивой ветвью звездных конфигураций из вырожденного вещества [8,10,11]. По теории значения моментов инерции нейтронных звезд находятся в интервале

$$3.3 \cdot 10^{42} \leq I \leq 3 \cdot 10^{45} \text{ г} \cdot \text{см}^2. \quad (20)$$

Достоверность этого результата не вызывает каких - либо сомнений, ибо расчеты вырожденных звездных конфигураций проводились на основе релятивистской теории гравитации и использовалось наиболее точное уравнение состояния вырожденного вещества [8,11].

В благоприятном случае, когда вычисленное по формуле (19) значение момента инерции окажется в интервале (20), можно считать, что поставленная перед нами задача об определении параметров нейтронной звезды пульсара решена. В самом деле, значение момента инерции звезды позволяет сразу определить ее массу, так как между ними существует однозначная связь. Таблицы зависимостей параметров нейтронных звезд от центрального давления

приведены в работе [11] (см. также монографию [8] и обзор [3]). Построенная по табличным данным зависимость $\log I_{44}$ от $\log(M/M_{\odot})$ хорошо аппроксимируется прямой линией

$$\log I_{44} \approx 1.01 + 1.654 \log(M/M_{\odot}),$$

где M - масса нейтронной звезды, $I_{44} = 10^{-44} I$. Отсюда получается следующая простая зависимость между массой и моментом инерции нейтронных звезд:

$$\frac{M}{M_{\odot}} \approx 0.245 I_{44}^{0.605}. \quad (21)$$

Точность этой аппроксимации достаточно высокая.

Формула (19) при вычислении моментов инерции справедлива только для изолированных пульсаров, не подверженных внешним воздействиям. Она становится неверной для нейтронных звезд, находящихся в условиях аккреции масс. Нейтронная звезда находится в условиях аккреции масс, когда она составляет тесную двойную систему с обычной звездой или когда при своем поступательном движении длительное время пребывает в сравнительно плотном космическом облаке. Аккреционные потоки масс не сразу падают на нейтронную звезду. Массы сначала захватываются на кеплеровские орбиты нейтронной звезды, образуя вокруг нее аккреционный диск с определенным моментом количества движения, откуда затем вещество, постепенно падая на звезду, может сообщать ей вращательный момент обратного направления, приводящий к уменьшению темпа замедления ее вращения, т.е. к уменьшению \dot{P} . При достаточно высоком темпе аккреции масс на нейтронную звезду может даже произойти ускорение ее вращения. В самом деле, известны нескольких случаев с $\dot{P} < 0$. Миллисекундные пульсары, по-видимому имеют такое происхождение.

Реальная возможность определения моментов инерции нейтронных звезд в пульсарах существенно ограничена также большими ошибками, обычно имеющими место при измерении монохроматической плотности потока S_{400} и при определении расстояния d . Так, относительная ошибка вычисленного по формуле (19) момента инерции равна

$$\frac{\Delta I}{I} \approx \left[0.16 \left(\frac{\Delta S_{400}}{S_{400}} \right)^2 + 0.64 \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (22)$$

Ситуация здесь такая, что относительные ошибки S_{400} и d могут достигать нескольких сот процентов, поэтому $\Delta I/I$ в некоторых случаях может иметь значение, заметно большее единицы.

Заметная неопределенность в деле нахождения момента инерции нейтронной звезды пульсара существует также из-за того, что нам не известны точные значения коэффициентов c_1 и c_2 . При вычислении I на результат, особенно сильно скажется неточность в знании коэффициента c_1 , входящего в формулу (19) в виде множителя c_1^{-4} . Поэтому, прежде чем приступить к обсуждению основных

результатов, мы должны произвести уточнения в значениях этих коэффициентов.

Прекрасную возможность для получения ценной информации о постоянных коэффициентах c_k и c_h предоставляет нам формула плотности потока энергии γ - излучения (14). Если эта величина уже измерена, то с помощью упомянутой формулы можно сразу же вычислить $c_h^{4.95} c_k^{-0.6}$:

$$\frac{c_h^{4.95}}{c_k^{0.6}} \approx 2.11 \cdot 10^{-8} \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{F_\gamma^0 P^{2/35} d^2}, \quad (23)$$

где F_γ^0 - измеренная плотность потока энергии излучения пульсара.

Таблица 1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМБИНАЦИИ $c_h^{4.95}/c_k^{0.6}$ КОЭФФИЦИЕНТОВ c_k И c_h
ПО ИЗМЕРЕННЫМ ПЛОТНОСТЯМ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ
 γ - ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

PSR B	P (с)	$10^{-15} \dot{P}$	d (кпк)	S_{400} (мЯн)	$10^{10} F_\gamma^0$ (эрг/см ² с)	$\frac{\Omega_\gamma}{c_h}$	$\frac{c_h^{4.95}}{c_k^{0.6}}$
0531+21	0.0334	421	2	950	11	1.26	30.28
0833-45	0.0893	125	0.50	5000	74	0.305	54.50
1055-52	0.197	5.83	1.53	80	4.4	0.0805	64.01
1706-44	0.102	93.0	1.82	16.4	8.9	0.139	18.13
1951+32	0.0395	5.85	2.5	7	1.7	0.408	50.85

Плотности потоков энергии γ - излучения известны для 6 пульсаров [12]. В табл.1 не включен объект J0633+1746 (Geminga), так как для него данных о монохроматической плотности потока энергии S_{400} в таблице пульсаров Тейлора и соавторов нет [13,14].

В табл.1 по формуле (23) вычислена комбинация $c_h^{4.95}/c_k^{0.6}$ для пяти пульсаров, для которых имеются все необходимые данные. Среднее значение чисел, приведенных в последнем столбце таблицы, равно

$$\frac{c_h^{4.95}}{c_k^{0.6}} \approx 43.55. \quad (24)$$

Полученное значение комбинации $c_h^{4.95}/c_k^{0.6}$, несомненно, нуждается в уточнении, которое можно произвести при получении новых данных о потоке γ - излучения пульсаров. Независимо от этой работы необходимо найти еще одно соотношение между коэффициентами c_k и c_h . Это, по-видимому, удастся сделать при дальнейших исследованиях по пульсарам (уточнение имеющихся данных о параметрах и привлечение новых измеренных параметров). Нам кажется, что ценную информацию содержит в себе микроструктура средних профилей импульсов радиоизлучения, поэтому следует особое внимание уделить исследованиям по этому вопросу.

Хотя мы считаем, что коэффициенты c_k и c_h должны быть порядка единицы, и, по-видимому, это верно, тем не менее результат (24) показывает, насколько важно иметь более точное представление об их значениях. Используя (24), теперь взамен (14) мы можем предложить более точную формулу для вычисления плотности потока энергии γ - излучения пульсара:

$$F_\gamma \approx 4.85 \cdot 10^{-10} \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{d^2 P^{2/33}} \text{ эрг/см}^2\text{с.} \quad (25)$$

Конечно, по ходу открытия новых источников γ - излучения пульсаров и дальнейшего повышения точности измерения их плотности потока энергии F_γ^0 найденное значение $c_h^{4.95}/c_k^{0.6}$ будет уточнено. Но, как видно из табл.1, значения этой комбинации для рассмотренных пульсаров не сильно отличаются друг от друга, что внушает доверие к правдоподобности результата (24).

В табл.2 приведен список пульсаров с относительно большими ожидаемыми плотностями потоков энергии γ - излучения, вычисленными по формуле (25). Из этого списка пропущены пульсары, для которых потоки F_γ уже измерены.

Таблица 2

СПИСОК ПУЛЬСАРОВ С ОЖИДАЕМЫМИ ОТНОСИТЕЛЬНО БОЛЬШИМИ ПЛОТНОСТЯМИ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

PSR B	P (с)	$10^{15} \dot{P}$	d (кпк)	S_{em} (мЯн)	$10^{16} F_\gamma$ (эрг/см ² с)	PSR B	P (с)	$10^{15} \dot{P}$	d (кпк)	S_{em} (мЯн)	$10^{16} F_\gamma$ (эрг/см ² с)
0950+08	0.2531	0.229	0.12	400	517	1604-00	0.4218	0.306	0.59	60	26.9
1929+10	0.2265	1.16	0.17	250	271	1919+21	1.337	1.35	0.66	200	26.8
1133+16	1.188	3.73	0.27	300	122	2045-16	1.962	11	0.64	125	25.0
0833-45	0.0893	125	0.5	5000	92.7	0826-34	1.849	1	0.52	16	23.2
0809+74	1.292	0.168	0.31	80	74.8	0031-07	0.943	0.408	0.68	95	22.4
1451-68	0.2634	0.0988	0.45	350	60.6	1534+12	0.0379	0.0024	0.68	36	22.2
0823+26	0.5307	1.71	0.38	65	54.5	1112+50	1.656	2.49	0.54	14	21.4
1952+29	0.4267	0.0016	0.42	20	37.2	0834+06	1.274	6.8	0.72	85	19.7
2327-20	1.644	4.63	0.49	50	32.3	0906-17	0.4016	0.67	0.62	16	19.1
1237+25	1.382	0.961	0.56	110	30.8	0450+55	0.3407	2.37	0.78	60	17.4
1730-2304	0.8717	0.042	0.51	25	27.3	0942-13	0.5703	0.0462	0.7	25	16.9
2307+2225	0.5358	0.0087	0.38	2	27.2	1908+0734	0.2124	0.825	0.58	3.5	16.3

Итак, считая, что соотношение (24) приблизительно верно, будем искать дополнительные аргументы для определения коэффициентов c_k и c_h . Такую дополнительную информацию можно получить, рассматривая возможные значения магнитных моментов μ и моментов инерции I нейтронных звезд, вычисленным по формулам (5) и (19) соответственно, и сопоставляя их со сложившимися представлениями в первом случае и с теоретическими результатами - во втором.

Так, по формуле (5) для 477 пульсаров была вычислена величина $(c_k^{1.2}/c_h^{0.15})\mu_{30}$:

$$(c_k^{1.2}/c_h^{0.15})\mu_{30} \approx 1.33 \cdot 10^{-3} (S_{400} d^2)^{0.6} / P^{1/35}.$$

Оказалось, что ее возможные значения охватывают интервал

$$0.01 \leq (c_k^{1.2}/c_h^{0.15})\mu_{30} \leq 1. \quad (26)$$

На основе наблюдательных и теоретических фактов сложилось представление, что типичное значение магнитного момента нейтронных звезд приблизительно равно 10^{30} эрг/Гс. Если считать, что в этих звездах магнитные моменты приблизительно пропорциональны их массам; $\mu_{\max}/\mu_{\min} \approx M_{\max}/M_{\min} \approx 70$, тогда, принимая $\mu_{\max} \approx 100 \mu_{\min} \approx 10^{31}$, из (26) получаем вторую связь между коэффициентами и c_k и c_h :

$$c_h^{0.15}/c_k^{1.2} \approx 10. \quad (27)$$

Это уравнение, вместе с (24), дает $c_k \approx 0.0875$, $c_h \approx 1.595$. Ниже, как наиболее близкие к этим значениям и наивероятные значения примем

$$c_k \approx 0.075; \quad c_h \approx 1.57. \quad (28)$$

Некоторым аргументом в пользу приведенного выбора значений коэффициентов c_k и c_h дает рассмотрение значений величины $I'_{44} = (c_h^{3.9} c_k^{-0.2}) I_{44}$ для 477 пульсаров, рассчитанных по формуле (19). На рис.1 справа приведен график числа $N(\log I'_{44})$ этих пульсаров с логарифмами моментов инерции, большими заданного $\log I'_{44}$ (интегральное распределение числа пульсаров по $\log I'_{44}$). Кривая слева представляет интегральное распределение $N(\log I'_{44})$ тех же 477 пульсаров в предположении, что в отсутствие ошибок их истинное распределение по теоретическим значениям моментов инерции в интервале (20) ($-1.482 \leq \log I'_{44} \leq 1.477$) должно быть однородным, т.е. $dN = \text{const} \cdot dI'_{44}$, где

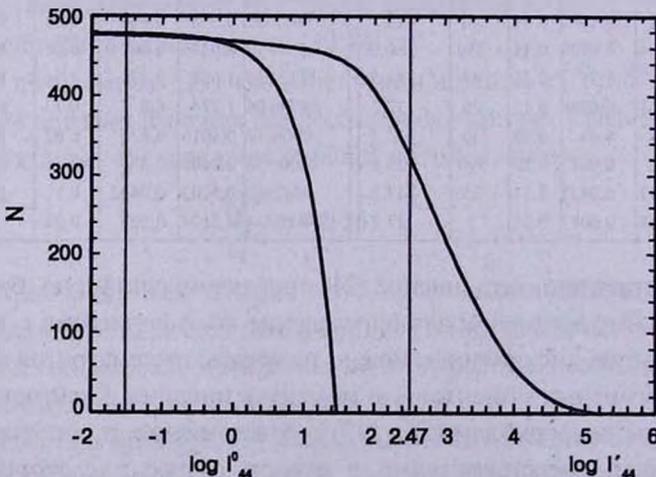


Рис.1. Интегральное распределение 477 пульсаров по моментам инерции нейтронных звезд (число пульсаров N с моментами инерции, превышающими заданное значение). Кривая слева представляет зависимость $N(\log I'_{44})$ по теории, а кривая справа - зависимость $N(\log I'_{44})$, где $I' = (c_h^{3.9}/c_k^{0.2})I$ рассчитано по формуле (19).

$\text{const} = 477 / (I_{\max}^0 - I_{\min}^0) \approx 15.9$. Тогда

$$N(\log I_{44}^0) \approx 15.9 \left(30 - 10^{\log I_{44}^0} \right).$$

В идеальном случае при $c_h^{3.9}/c_k^{0.2} = 1$ и отсутствии ошибок в значениях моментов инерции (вычисленных по формуле (19)) эти кривые должны совпадать. Таким образом, причиной не совпадения рассматриваемых кривых являются неточности в значениях моментов инерции (в основном обусловленные ошибками величин d и S_{400}) и то, что $c_h^{3.9}/c_k^{0.2} \neq 1$. Считая приведенные в (28) значения коэффициентов c_k и c_h правдоподобными, мы можем выяснить относительную роль коэффициента $c_h^{3.9}/c_k^{0.2}$ и ошибок I в вопросе расхождения рассмотренных кривых. В согласии с (28)

$$c_h^{3.9}/c_k^{0.2} = 9.75. \quad (29)$$

Используя этот результат, определим то значение I_{44} , которое соответствует верхней границе $I_{44}^0 = 30$ интервала теоретических значений моментов инерции нейтронных звезд;

$$I_{44} = 30(c_h^{3.9}/c_k^{0.2}) = 292.5; \quad \log I_{44} = 2.466.$$

Этой абсциссе соответствует ордината $N(\log I_{44}') = N(2.466) = 330$ интегрального распределения числа пульсаров по $\log I_{44}'$, что составляет 69% полного числа пульсаров. Отсюда можно заключить, что 69% расхождений, приведенных на рис.1 кривых, обусловлены ошибками моментов инерции и лишь 31% - приведенным в (29) значением коэффициента $c_h^{3.9}/c_k^{0.2}$. Это вполне разумный результат и он, по сути дела, является также некоторым подтверждением правдоподобности приведенного в (28) выбора.

4. *Заключение.* Таким образом, важнейшие характеристики пульсара (мощности радио - и гамма - излучений, телесные углы пучков излучений, магнитный момент, момент инерции и масса нейтронной звезды) определяются через плотность монохроматического потока энергии S_{400} , расстояние d и скорость замедления периода \dot{P} . К сожалению, возможности здесь ограничены относительно большими ошибками, которые допускаются при нахождении величин S_{400} и d . Но по мере дальнейшего совершенствования техники измерений, по-видимому, можно в этом вопросе достичь заметного прогресса.

Теперь, учитывая приведенные в (28) значения коэффициентов c_k и c_h , мы представим сводку основных формул теории пульсаров: магнитный момент нейтронной звезды пульсара:

$$\mu \approx 3.19 \cdot 10^{28} \frac{(S_{400} d^2)^{p.6}}{P^{1/35}} \text{ эрг / Гс}, \quad (30)$$

высота магнитной воронки (область, где развиваются основные радиационные процессы и формируется радиоизлучение пульсара):

$$h \approx 5.33 \cdot 10^6 \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{P^{0.2}} \text{ см}, \quad (31)$$

телесный угол пучка радиоизлучения:

$$\Omega_{\text{рад}} \approx 7.92 \cdot 10^{-3} \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{P^{1.2}}, \quad (32)$$

мощность потока энергии радиоизлучения (радиосветимость пульсара):

$$L_0 \approx 4 \cdot 10^8 S_{400} \Omega_{\text{рад}} d^2 \approx 3.02 \cdot 10^{23} \frac{(S_{400} d^2)^{1.2}}{P^{1.2}} \text{ эрг / с}, \quad (33)$$

телесный угол пучка γ - излучения:

$$\Omega_{\gamma} \approx 0.0182 \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{P^{1.2}}, \quad (34)$$

плотность потока энергии γ - излучения:

$$F_{\gamma} \approx 4.85 \cdot 10^{-10} \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{d^2 P^{2/35}} \text{ эрг / см}^2 \cdot \text{с}, \quad (35)$$

мощность потока энергии γ - излучения (гамма-светимость пульсара):

$$L_{\gamma} = F_{\gamma} \Omega_{\gamma} d^2 \approx 8.41 \cdot 10^{31} \frac{(S_{400} d^2)^{0.4}}{P^{44/35}} \text{ эрг / с}, \quad (36)$$

мощность потока электронов через радиационный канал:

$$I_e \approx 2.91 \cdot 10^{31} \frac{(S_{400} d^2)^{0.4}}{P^{29/35}} \text{ частиц / с}, \quad (37)$$

момент инерции нейтронной звезды пульсара

$$I \approx 4.21 \cdot 10^{30} \frac{(S_{400} d^2)^{0.4} P^{61/35}}{P} \text{ г} \cdot \text{см}^2, \quad (38)$$

связь между массой и моментом инерции нейтронных звезд:

$$\frac{M}{M_{\odot}} \approx 0.245 I_{44}^{0.605}. \quad (39)$$

Напомним, что по теории значения массы и моментов инерции нейтронных звезд находятся в интервалах:

$$0.0309 \leq M/M_{\odot} \leq 2.14, \quad 3.3 \cdot 10^{42} \leq I \leq 3 \cdot 10^{45} \text{ г} \cdot \text{см}^2, \quad (40)$$

а радиусы $R \approx 10$ км. Необходимо иметь в виду, что формула (38) относится только к изолированным пульсарам, не подверженным каким либо внешним воздействиям. Напомним, что в вышеприведенных формулах S_{400} выражено в единицах миллиЯнских, а расстояние d - в килопарсеках.

Заметим, что реализация описанной здесь программы нахождения параметров нейтронных звезд I и M осложнена ошибками, допускаемыми при определении величин S_{400} и d . По этой причине для значительной части объектов значения моментов инерции выпадают из интервала, указанного в (40), и тем самым становится невозможным решение поставленной задачи. В табл.3 приведены основные параметры некоторых пульсаров (с типичными периодами), вычисленные

Таблица 3

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ ПУЛЬСАРОВ

PSRB	P (с)	$10^{15} \dot{P}$	d (кпк)	$S_{\text{вн}}$ (мЯн)	$10^{-30} \mu$ эрг/ГС	$\frac{c_k^{3.9}}{0.2} I_{44}$ (гсм ²)	$\Omega_{\text{пл}}$	$\log L_{\text{пл}}$ (эрг/с)	Ω_r	$\log L_r$ (эрг/с)
1620-26	0.01108	0.00079	1.80	15	0.372	958	3.82	27.85	8.80	35.05
1802-07	0.02310	0.000475	3.10	3.1	0.272	4718	1.43	27.21	3.30	34.57
0531+21	0.03340	421	2.00	950	4.93	0.0704	2.43	29.55	5.60	35.21
1951+32	0.03953	5.84	2.50	7	0.337	1.14	0.813	27.13	1.87	34.34
0540-69	0.05038	479	49.4	0.7	3.02	0.0920	1.27	28.92	2.91	34.84
1913+16	0.05903	0.00863	7.13	4	0.838	2872	0.683	27.72	1.57	34.39
0833-45	0.08931	125	0.50	5000	2.46	0.844	0.598	28.46	1.38	34.48
1706-44	0.1024	93.0	1.82	16.4	0.374	0.411	0.271	26.75	0.624	33.86
1356-60	0.1275	6.34	5.91	105	4.65	47.6	0.484	28.83	1.11	34.47
1800-21	0.1336	134	3.94	20	1.06	0.910	0.279	27.52	0.642	34.02
0355+54	0.1564	4.40	2.07	55	0.890	32.7	0.219	27.29	0.503	33.88
0740-28	0.1668	16.8	1.89	300	2.21	17.5	0.274	28.05	0.631	34.11
1055-52	0.1971	5.83	1.53	80	0.771	33.6	0.158	27.05	0.364	33.72
0331+45	0.1692	0.00739	2.05	5	0.206	19047	0.0703	25.75	0.162	33.16
0410+69	0.3907	0.0765	1.56	7	0.179	3238	0.0431	25.45	0.0992	32.93
2334+61	0.4953	192	2.46	9	0.358	3.11	0.0409	25.93	0.0941	33.00
2217+47	0.5385	2.77	2.45	135	1.80	733	0.0635	27.29	0.146	33.42
0957-47	0.6701	0.0820	2.96	16	0.625	17974	0.0344	26.26	0.0791	33.00
1810+02	0.7939	3.60	5.80	4	0.607	541	0.0278	26.15	0.0640	32.90
2053+21	0.8152	1.34	2.11	10	0.312	978	0.0216	25.56	0.0497	32.69
1940-12	0.9724	1.66	1.65	13	0.271	980	0.0167	25.35	0.0384	32.55
1942-00	1.046	0.536	3.40	40	1.26	9631	0.0256	26.65	0.0589	32.96
2151-56	1.374	4.23	0.86	2.1	0.0411	201	0.00590	23.54	0.0136	31.82
1846-06	1.451	45.7	3.66	30	1.15	189	0.0168	26.41	0.0387	32.76
2241+69	1.665	4.82	2.30	3	0.165	625	0.00746	24.65	0.0172	32.12
1828-60	1.889	0.270	1.85	5.5	0.182	14885	0.00663	24.68	0.0153	32.08
1834-06	1.906	0.770	4.95	8.4	0.764	13801	0.0106	25.92	0.0244	32.49
2045-16	1.962	11.0	0.64	125	0.331	582	0.00774	25.18	0.0178	32.24
2034+19	2.074	2.04	2.05	2	0.112	1679	0.00505	24.21	0.0116	31.89
2321-61	2.348	2.60	1.12	4	0.0818	1331	0.00392	23.88	0.00903	31.73
1010-23	2.518	1.40	1.64	4	0.129	3787	0.00420	24.24	0.00967	31.83
0320+39	3.032	0.638	1.47	35	0.414	25063	0.00497	25.16	0.0114	32.07
0525+21	3.746	40.0	2.27	60	0.957	1015	0.00511	25.78	0.0118	32.19
1845-19	4.308	23.3	0.96	20	0.176	720	0.00246	24.24	0.00565	31.63

Примечание к таблице: При вычислении магнитных моментов μ , мощностей радио- и гамма - излучений $L_{\text{пл}}$, L_r , а также телесных углов пучков этих излучений $\Omega_{\text{пл}}$, Ω_r принято $c_k = 0.075$ и $c_r = 1.57$. Для получения значений моментов инерции нейтронных звезд необходимо приведенные в седьмой колонке числа разделить на $c_k^{3.9}/c_r^{6.2} = 9.75$.

по вышеприведенным формулам. Поскольку радио - и гамма - излучения образуются в нижней части канала открытых магнитных силовых линий пульсара, то, очевидно, телесные углы пучков этих излучений должны быть заметно меньше единицы. То обстоятельство, что для некоторых пульсаров эти телесные углы оказываются порядка единицы, очевидно обусловлено большими ошибками, допущенными при определении S_{400} и d для этих объектов. Примечательно, что все основные характеристики пульсара определяются только монохроматическим потоком энергии радиоизлучения $S_{400}d^2$, за исключением момента инерции нейтронной звезды, для которого кроме этого требуется также знание \dot{P} . Отсюда ясно, насколько важное значение для пульсаров имеет точное определение $S_{400}d^2$. Полезную информацию по этому вопросу можно получить из формулы (32) для телесного угла пучка радиоизлучения. Так, требуя, чтобы $\Omega_{\text{рад}} \ll 1$, из этой формулы получаем следующее ограничение

$$S_{400} d^2 \ll 5 \cdot 10^{10} P^6, \quad (41)$$

служившее критерием того, что в измерениях $S_{400}d^2$ не были допущены большие ошибки в сторону завышения.

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения

DETERMINATION OF PARAMETERS OF NEUTRON STARS IN PULSARS

G.S.SAHAKIAN, H.F.KHACHATRIAN

It is shown, that the knowledge of density of energy flux of radio emission, rate of period increasing and distance to the pulsar permits the calculation of all remaining important characteristics (the solid angle of radio emission beam, radioluminosity, solid angle of gamma beam, density of energy flux of gamma-radiation, as well as the magnetic moment, moment of inertia and mass of a neutron star). The formulae used for calculations of these quantities are given. For illustration the results of calculations for a number of pulsars are given in Tables 2 and 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **39**, 303, 489, 1996.
2. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **42**, 263, 1999.
3. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **43**, 147, 2000.
4. *Г.С.Саакян*, *Г.Ф.Хачатрян*, *Астрофизика*, **42**, 433, 1999.
5. *Г.С.Саакян*, *Г.Ф.Хачатрян*, *Астрофизика*, **42**, 631, 1999.
6. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **38**, 143, 1995.
7. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **39**, 303, 1996.
8. *Г.С.Саакян*, *Физика нейтронных звезд*, ОИЯИ, Дубна, 1995.
9. *Г.С.Саакян*, *Астрофизика*, **42**, 253, 1999.
10. *Г.С.Саакян*, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, М., 1972 (англ. пер. 1974).
11. *L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian*, *Astrophys. Space Sci.*, **95**, 305, 1983.
12. *P.Goldoni, C.Musso*, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, **120**, 103, 1996.
13. *J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne, F.Comilo*, Unpublished work (Internet), 1995.
14. *J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **88**, 529-568, 1993.

УДК: 524.3/4-32

МАЛЫЕ ВИРИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ. I

Л.П.ОСИПКОВ

Поступила 25 мая 1999

Принята к печати 15 ноября 1999

Предложена замкнутая система уравнений, описывающая гросс-динамику осесимметричных бесстолкновительных гравитирующих систем. Уравнения преобразованы к безразмерному виду. Полученная система уравнений сведена к системе линейных уравнений с периодическими коэффициентами.

1. *Введение.* В зависимости от степени подробности статистического описания пространственно-кинематической структуры звездных систем галактическую динамику подразделяют на фазодинамику, гидродинамику и гросс-динамику [1].

Гросс-динамическое описание звездных систем является наименее детальным. В качестве гросс-параметров служат интегральные характеристики всей системы, такие, как масса, тензор инерции, тензоры кинетической и потенциальной энергии и т.п. Наиболее известным из соотношений гросс-динамики является уравнение Лагранжа-Якоби, принимающее для стационарных систем форму так называемой теоремы вириала (напр., [2,3]). Известны тензорные обобщения уравнения Лагранжа-Якоби [4,6], но в звездной динамике они используются значительно реже. Тем не менее, применение именно тензорной теоремы вириала к эллиптическим галактикам позволило заключить об анизотропии распределения остаточных скоростей в этих системах [7,8]. Обсуждались и уравнения гросс-динамики более высокого порядка [9].

Как и в гидродинамике звездных систем, для замыкания системы гросс-динамических уравнений требуются дополнительные соотношения. Для этого необходимо хотя бы грубое моделирование пространственного распределения и движения звезд. Замкнутая система уравнений гросс-динамики образует систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Как аналитическое, так и численное исследование такой системы намного проще, чем уравнений фазодинамики или гидродинамики. Поэтому можно надеяться, что гросс-динамический подход позволит проанализировать ряд интересных задач и получить предварительные результаты до того, как окажется возможным более подробное исследование.

В данной работе на уровне гросс-динамики рассматривается сравнительно простая задача. В ней исследуются нестационарные самогравитирующие системы, обладающие ротационной симметрией. Тем самым делается следующий шаг по сравнению с работой автора [10], в которой изменение в ходе эволюции формы системы не рассматривалось. Статья примыкает к работам автора по гросс-динамике звездных систем [11-14]. Удастся уточнить выражение для периода колебаний таких систем, приводившееся в [15].

2. *Иерархия уравнений гросс-динамики.* По аналогии с обобщенными вириальными уравнениями для гравитирующей жидкости (напр., [16]) уравнения гросс-динамики звездных систем обычно рассматриваются как моментные по отношению к уравнениям гидродинамики звездных систем [11,12]. Но можно исходить и непосредственно из кинетического уравнения для функции распределения [13,14]. Действительно, запишем это уравнение:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial v} = 0. \quad (1)$$

Здесь $\Phi(x, t)$ - потенциал регулярных сил. Умножим (1) на $\prod_{i=3}^3 x_i^{k_i} v_i^{l_i}$ и проинтегрируем по всему фазовому пространству. Получившиеся соотношения и будут уравнениями гросс-динамики. Некоторые слагаемые в этих уравнениях представляют собой поверхностные интегралы по границе фазового объема системы, получившиеся в результате интегрирования по частям. Для сферических систем эти слагаемые явно выписаны в [11]. Как обычно, будем далее считать, что эти величины обращаются в нуль.

Обозначим через M массу системы,

$$M = \int f(x, v, t) d^3 v d^3 x. \quad (2)$$

Для произвольной функции $g(x, v, t)$ обозначим

$$\langle g \rangle (t) = M^{-1} \int g(x, v, t) f(x, v, t) d^3 v d^3 x, \quad (3)$$

т.е. $\langle g \rangle$ - результат усреднения функции $g(x, v, t)$ по фазовому объему системы. Мы рассматриваем

$$g(x, v, t) = \prod_{i=1}^3 x_i^{k_i} v_i^{l_i}.$$

Обозначим

$$\sum_{i=1}^3 (k_i + l_i) = n.$$

Величина n характеризует порядок уравнений гросс-динамики. При $n = 0$ получается закон сохранения массы, $dM/dt = 0$, а при $n = 1$ - сохранение количества движения $Md\langle x \rangle/dt = \langle v \rangle$. Наиболее важные соотношения,

включая уравнение Лагранжа-Якоби и закон сохранения энергии, получаются при $n = 2$.

Рассмотрим систему, обладающую ротационной и зеркальной симметрией. Пусть ρ, ϑ, ζ - цилиндрические координаты, $v_\rho, v_\vartheta, v_\zeta$ - соответствующие скорости. Перепишем в этих переменных бесстолкновительное кинетическое уравнение (1). Как известно (см.[2]),

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_\rho \frac{\partial f}{\partial \rho} + v_\zeta \frac{\partial f}{\partial \zeta} + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \rho} + \frac{v_\vartheta^2}{\rho} \right) \frac{\partial f}{\partial v_\rho} - \frac{v_\rho v_\vartheta}{\rho} \frac{\partial f}{\partial v_\vartheta} + \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \frac{\partial f}{\partial v_\zeta} = 0. \quad (4)$$

Исходя из (4), найдем в цилиндрических координатах гросс-динамические уравнения второго порядка. После элементарных преобразований (см.[12]) получаем следующие уравнения:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} M \langle \rho \rangle^2 - M \langle v_\rho^2 + v_\vartheta^2 \rangle = M \left\langle \rho \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \right\rangle, \quad (5)$$

$$\frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} M \langle \zeta \rangle^2 - M \langle v_\zeta \rangle^2 = M \left\langle \zeta \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right\rangle, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} M \langle v_\rho^2 \rangle - 2 M \langle v_\rho v_\vartheta^2 / \rho \rangle = 2 M \left\langle v_\rho \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \right\rangle, \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} M \langle v_\rho v_\vartheta \rangle + M \langle (v_\rho^2 v_\vartheta - v_\vartheta^3) / \rho \rangle = M \left\langle v_\vartheta \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \right\rangle, \quad (8)$$

$$\frac{d}{dt} M \langle v_\rho v_\zeta \rangle + M \langle v_\vartheta^2 v_\zeta / \rho \rangle = M \left\langle v_\zeta \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} + v_\rho \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right\rangle, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} M \langle v_\vartheta^2 \rangle + 2 M \langle v_\rho v_\vartheta^2 / \rho \rangle = 0, \quad (10)$$

$$\frac{d}{dt} M \langle v_\vartheta v_\zeta \rangle + M \langle v_\rho v_\vartheta v_\zeta / \rho \rangle = M \left\langle v_\vartheta \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right\rangle, \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} M \langle v_\zeta^2 \rangle = 2 M \left\langle v_\zeta \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right\rangle. \quad (12)$$

Уравнения (5), (6) являются тензорными обобщениями уравнения Лагранжа-Якоби, а (7) - (12) определяют изменение тензора кинетической энергии. В эти уравнения входят усредненные по системе моменты третьего порядка распределения скоростей. Эти величины плохо известны и сами по себе не представляют большого интереса, как и внедиагональные компоненты тензора кинетической энергии. Сложим уравнения (7) и (10). Получим:

$$\frac{d}{dt} M \langle v_p^2 + v_\theta^2 \rangle = 2 M \left\langle v_p \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right\rangle. \quad (13)$$

В уравнение (13) моменты третьего порядка уже не входят. Обозначим

$$\begin{aligned} T_I &= M \langle v_p^2 + v_\theta^2 \rangle, & T_\zeta &= M \langle v_\zeta^2 \rangle, \\ V_p &= M \left\langle v_p \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right\rangle, & V_\zeta &= M \left\langle v_\zeta \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right\rangle, \\ I_p &= M \langle \rho^2 \rangle, & I_\zeta &= M \langle \zeta^2 \rangle, \\ W_p &= M \left\langle \rho \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \right\rangle, & W_\zeta &= M \left\langle \zeta \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right\rangle. \end{aligned} \quad (14)$$

Величины I_p , I_ζ и W_p , W_ζ представляют собой диагональные компоненты тензоров инерции и потенциальной энергии соответственно (установившаяся астрономическая терминология отличается здесь от принятой в теоретической механике). Величины V_p , V_ζ совпадают с соответствующими компонентами "H - тензора", введенного в [9].

С учетом обозначений (14) уравнения (5), (6), (12), (13) записываются следующим образом:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} I_p - T_I = W_p, \quad (15)$$

$$\frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} I_\zeta - T_\zeta = W_\zeta, \quad (16)$$

$$\frac{d}{dt} T_I = 2V_p, \quad (17)$$

$$\frac{d}{dt} T_\zeta = 2V_\zeta. \quad (18)$$

Кинетическая энергия системы $T = \frac{1}{2}(T_I + T_\zeta)$, а потенциальная энергия $W = W_p + W_\zeta$. Для стационарных систем суммирование (15) и (16) дает теорему вириала $2T + W = 0$. Легко показать [10], что

$$\frac{d}{dt} W = -(V_p + V_\zeta)$$

Учитывая это, получаем, что суммирование (17) и (18) дает закон сохранения энергии:

$$2 \frac{d}{dt} T = 2(V_p + V_\zeta) = -2 \frac{d}{dt} W,$$

т.е. $T + W = E = \text{const}$.

Если $n = 3$, то получаем уравнения гросс-динамики третьего порядка. Вместо (5) и (6) появятся обобщения вириальных уравнений третьего порядка Чандрасекара [16] на системы с анизотропным распределением скоростей. Вместо (7) - (12) появятся уравнения для таких величин, как $\langle \rho, v_p^2 \rangle$. В число уравнений гросс-динамики третьего порядка войдут соотношения, описывающие изменение со временем усредненного по системе тензора асимметрии распределения скоростей. Однако из этих уравнений уже нельзя получить новых фундаментальных законов сохранения. То же относится и к уравнениям более высоких порядков.

3. *Замыкающие соотношения.* Будем исследовать динамику галактик на основе уравнений (15) - (18). Они не образуют замкнутую систему, поэтому необходимо эти уравнения дополнить замыкающими соотношениями.

Сначала напомним, что скалярное уравнение Лагранжа-Якоби с учетом закона сохранения энергии переписывается следующим образом:

$$\ddot{I} = 2(2E - W) \quad (19)$$

Здесь $I = I_p + I_c$ - полный момент инерции. Из соображений размерности можно записать, что

$$W = -\left(s^2/2\right)GM^{5/2}I^{-1/2}, \quad (20)$$

где G -гравитационная постоянная, s - безразмерный структурный множитель, зависящий от распределения масс. Для однородного эллипсоида вращения с полуосями a, c

$$s^2 = 6 \cdot 5^{-3/2} (3 - e^2) e^{-1} \arcsin e, \quad e^2 = 1 - c^2/a^2.$$

В частности, для шара ($e = 0$) $s^2 \approx 0.929$, для диска ($e = 1$) $s^2 \approx 1.192$. Значения этого множителя для большого числа неоднородных сферических и эллипсоидальных моделей нашли Ферронский, Денисик и Ферронский [17]. Оказалось, что независимо от сферичности и закона плотности величина s меняется в очень узких пределах. Подставим выражение (20) для потенциальной энергии в уравнение (19):

$$\ddot{I} = 4E + s^2 GM^{5/2} I^{-1/2}. \quad (21)$$

Если в ходе эволюции $s = \text{const}$ (*предположение квазигомологичности*), то для уравнения (21) можно написать интеграл [14]:

$$\frac{1}{2} \dot{I}^2 - 4IT = \mathcal{E} = \text{const}. \quad (22)$$

Будем называть его *интегралом инерционной энергии*.

Существование интеграла инерционной энергии (22) позволяет полностью качественно исследовать уравнение (21). Если $E \leq 0$, $\mathcal{E} \leq 0$, то момент инерции $I(t)$ оказывается периодической функцией времени. Это означает,

что система испытывает колебания. Будем называть эти колебания *вириальными*. Явное нахождение функции $I(t)$ сводится к квадратурам, не берущимся в элементарных функциях [17-19]. Численные эксперименты (напр., [20-22]) показывают, что после первоначального сжатия гравитирующих систем и формирования структуры "гало-ядро" предположение квазигомологичности можно считать выполненным с хорошей точностью.

Вернемся к уравнениям (15) -(18). Из соображений размерности можно записать, что

$$W_p = -\frac{1}{2} s_p^2 \frac{GM^{5/2}}{(I_p + I_c)^{3/2}} I_p, \quad (23)$$

$$W_c = -\frac{1}{2} s_c^2 \frac{GM^{5/2}}{(I_p + I_c)^{3/2}} I_c, \quad (24)$$

где s_p, s_c - безразмерные структурные множители. Сопоставляя (23) и (24) с (20), получаем, что

$$s^2 = s_p^2 \frac{2 + \varepsilon^2 (s_c/s_p)^2}{2 + \varepsilon^2}, \quad (25)$$

где $\varepsilon^2 = 2 I_c / I_p$ - безразмерный параметр, характеризующий эффективную сферичность системы [23]. Преобразуя формулы, приведенные, например, в книге Чандрасекара [16], легко найти, что для однородного эллипсоида вращения

$$s_p^2 = 3 \cdot 5^{-3/2} (2 + \varepsilon^2)^{3/3} (1 - \varepsilon^2)^{-3} \left(\arcsin \sqrt{1 - \varepsilon^2} - \varepsilon \sqrt{1 - \varepsilon^2} \right).$$

Для шара и диска $s_p = s \approx 1$. Отношение s_p/s принимает свое наибольшее значение, равное 1.067 при $\varepsilon = \varepsilon_c \approx 0.443$. Если $\varepsilon > 0.71$ или $\varepsilon < 0.20$, то это отношение меньше 1.05.

В качестве первого замыкающего соотношения примем условие

$$s_p = s_c = \text{const}. \quad (26)$$

Тогда из (25) следует, что $s = s_p$. Будем называть (26) *условием квазигомологичности в широком смысле*.

Из соображений размерности можно также записать, что

$$V_p = -c_p \frac{GM^{5/2}}{(I_p + I_c)^{3/2}} \dot{I}_p, \quad (27)$$

$$V_c = -c_c \frac{GM^{5/2}}{(I_p + I_c)^{3/2}} \dot{I}_c, \quad (28)$$

где c_ρ, c_ζ - также безразмерные структурные множители. В качестве второго замыкающего соотношения примем равенство

$$c_\rho = c_\zeta = \text{const.} \quad (29)$$

Его естественно называть условием *квазилинейности поля скоростей центроидов*, поскольку при линейной зависимости скоростей центроидов по ρ, ζ от цилиндрических координат оно выполняется точно. Условие (29) подробнее обсуждается в [9]. Поскольку $d(W_\rho + W_\zeta)/dt = -(V_\rho + V_\zeta)$, то получаем, что $c_\rho = c_\zeta = s^2/4$.

Итак, учитывая условия (26) и (29), мы получаем следующую замкнутую систему уравнений:

$$\frac{d^2}{dt^2} I_\rho - 2T_I = -s^2 \frac{GM^{5/2}}{(I_\rho + I_\zeta)^{3/2}} I_\rho, \quad (30)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} I_\zeta - 2T_\zeta = -s^2 \frac{GM^{5/2}}{(I_\rho + I_\zeta)^{3/2}} I_\zeta, \quad (31)$$

$$\frac{d}{dt} T_I = -\frac{1}{2} s^2 \frac{GM^{5/2}}{(I_\rho + I_\zeta)^{3/2}} \frac{d}{dt} I_\rho, \quad (32)$$

$$\frac{d}{dt} T_\zeta = -\frac{1}{2} s^2 \frac{GM^{5/2}}{(I_\rho + I_\zeta)^{3/2}} \frac{d}{dt} I_\zeta. \quad (33)$$

Для этой системы известны интегралы

$$T_I + T_\zeta - s^2 \frac{GM^{5/2}}{(I_\rho + I_\zeta)^{3/2}} = 2E \quad (34)$$

(интеграл энергии) и

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d}{dt} I_\rho + \frac{d}{dt} I_\zeta \right)^2 - 2(I_\rho + I_\zeta) (T_I + T_\zeta) = \mathcal{E} \quad (35)$$

(интеграл инерционной энергии).

4. *Переход к безразмерным переменным.* В положении равновесия для системы уравнений (30) - (33) выполняется теорема вириала, т.е. $W = 2E$. Обозначим значение момента инерции в положении равновесия через I_e . В силу (22) получаем, что

$$I_e = \frac{s^4 G^2 M^5}{16(-E)^2}. \quad (36)$$

Для преобразования системы уравнений (30) - (33) к безразмерной форме в качестве единицы момента инерции возьмем I_e в качестве единицы

энергии - $(-E)$, а в качестве единицы времени - $t_0 = \frac{1}{2} I_e^{1/2} (-E)^{-1/2}$. Введем безразмерные величины

$$l_p = I_p / I_e, \quad l_\zeta = I_\zeta / I_e, \quad \varkappa_l = \frac{1}{2} T_l / (-E), \quad \varkappa_\zeta = \frac{1}{2} T_\zeta / (-E), \quad \tau = t / t_0. \quad (37)$$

В них система (30) - (33) принимает следующий вид:

$$\frac{d^2}{d\tau^2} l_p = \varkappa_l - (l_p + l_\zeta)^{-3/2} l_p, \quad (38)$$

$$\frac{d^2}{d\tau^2} l_\zeta = \varkappa_\zeta - (l_p + l_\zeta)^{-3/2} l_\zeta, \quad (39)$$

$$\frac{d}{d\tau} \varkappa_l = -(l_p + l_\zeta)^{-3/2} \frac{d}{d\tau} l_p, \quad (40)$$

$$\frac{d}{d\tau} \varkappa_\zeta = -(l_p + l_\zeta)^{-3/2} \frac{d}{d\tau} l_\zeta, \quad (41)$$

Интеграл энергии (34) сводится теперь к инвариантному соотношению

$$\varkappa_l + \varkappa_\zeta - 2(l_p + l_\zeta)^{-1/2} = -1, \quad (42)$$

а интеграл инерционной энергии (35) в безразмерной форме принимает вид

$$\frac{1}{2} \left[\frac{d}{d\tau} (l_p + l_\zeta) \right]^2 + (l_p + l_\zeta) - 2(l_p + l_\zeta)^{3/2} = \varepsilon = \text{const} \quad (43)$$

С помощью интеграла (43) можно определить $(l_p + l_\zeta)$ как периодическую (при $\varepsilon < 0$) функцию τ . Тогда система (38) - (42) сводится к системе *линейных* (!) уравнений с периодическими коэффициентами. Теория таких уравнений подробно разработана (см. [24]). Однако исследование нашей системы оказывается слишком сложной задачей. Причина этого отчасти лежит в том, что зависимость коэффициентов от переменной τ не выражается в конечном виде через элементарные функции. В настоящей работе в качестве первого шага к исследованию системы (38) - (39) ограничимся нахождением ее решения в окрестности положения равновесия. Полученные результаты будут приведены в продолжении этой статьи.

Автор благодарен Т.А.Агекяну, В.А.Антонову и Б.П.Кондратьеву за стимулирующее обсуждение. Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований по грантам 95-02-05007 и 96-02-19658 и выполнена в рамках Государственной комплексной научно-технической программы "Астрономия" (проект 1.2.4.5).

SMALL VIRIAL OSCILLATIONS OF AXISYMMETRIC
GRAVITATING SYSTEMS. I

L.P.OSSIPKOV

A closed system of equations describing gross-dynamics of axisymmetric collisionless gravitating systems is suggested. The equations were transformed into a dimensionless form. The system of equations is reduced to the system of linear equations with periodic coefficients.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Г.Кузмин, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 5, 11, 1965.
2. К.Ф.Огородников, Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.
3. J.Binney, S.Tremaine, Galactic Dynamics, Princeton Univ. Press, Princeton, 1987.
4. U. van Wijk, Ann. Astrophys., 12, 87, 1949.
5. I.King, Astron. J., 66, 68, 1961.
6. Г.Г.Кузмин, Публ. Тартуск. астрон. обсерв., 34, 10, 1963.
7. J.J.Binney, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 183, 501, 1978.
8. Б.П.Кондратьев, Письма в Астрон. ж., 7, 83, 1981.
9. J. Som Sunder, R.K.Kochnar, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 221, 553, 1987.
10. Л.П.Осипков, в кн. "Звездные скопления и проблема звездной эволюции", Изд. Уральск. ун-та, Свердловск, 1983, с.20.
11. Л.П.Осипков, в кн. "Вопросы астрофизики", Изд. Мордовск. ун-та, Саранск, 1984, с.55.
12. Л.П.Осипков, в кн. "Астрономо-геодезические исследования", Изд. Уральск. ун-та, Свердловск, 1983, с.9.
13. Л.П.Осипков, в кн. "Проблемы физики и динамики звездных систем", Изд. Ташкентск. ун-та, Ташкент, 1989, с.52.
14. Л.П.Осипков, Вестн. С.-Петербургск. ун-та, сер.1, вып. 3, 125, 1993.
15. Л.П.Осипков, Астрон. циркуляр, №1359, 7, 1985.
16. С.Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
17. V.I.Ferrowsky, S.I.Denisik, S.V.Ferrowsky, Jacobi Dynamics, D. Reidel Publ. Co, Dordrecht, 1985.
18. В.Д.Мак-Муллан, Динамика твердого тела, ИЛ, М., 1951.
19. S.Chandrasekhar, D.Elbert, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 155, 435, 1972.

20. *В.А.Брумберг, Л.М.Генкина*, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 35, 8, 1981.
21. *L.R.Yangurazova, G.S.Bisnovaty-Kogan*, *Astrophys. Space Sci.*, 100, 319, 1984.
22. *M.David, S.Theuns*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 240, 957, 1989.
23. *С.А.Кутузов*, Публ. Тартуск. астрофиз. обсерв., 36, 379, 1967.
24. *В.А.Якубович, В.М.Старжинский*, *Линейные дифференциальные уравнения с периодическими уравнениями и их приложения*, Наука, М., 1972.

УДК: 52-423

ВАРИАНТ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. I. ПАРАМЕТРИЗОВАННЫЙ ПОСТ- НЬЮТОНОВСКИЙ ФОРМАЛИЗМ

Р.М.АВАКЯН, А.А.ЕРАНЯН

Поступила 8 декабря 1999

Принята к печати 25 января 2000

Рассмотрена биметрическая теория гравитации с квадратичным по "напряженностям" лагранжианом. Определены все пост-ньютоновские параметры и показано, что они совпадают с соответствующими параметрами ОТО.

1. Введение. В настоящее время существует ряд альтернативных теорий гравитации [1]. Они отличаются от ОТО наличием, наряду с метрикой g_{ik} , дополнительных полей. Один из основных классов альтернативных теорий — это биметрические теории гравитации, типичным представителем которых является теория Розена [2].

Некоторые из таких теорий трудно согласовать с наблюдательными данными даже на пост-ньютоновском уровне. Также типичным для них является предсказание такого дипольного гравитационного излучения, которое не согласуется с данными двойного пульсара PSR1913+16 [1].

Вообще представляют интерес теории гравитации, близкие к ОТО в области слабого гравитационного поля и заметно отличающиеся от нее в случае сильных полей.

Известно, что теорию Эйнштейна также можно сформулировать на языке биметрического формализма [3]. Для этого достаточно в лагранжиане эйнштейновской теории заменить обычные производные $g_{ik,l}$ ковариантными производными $g_{ik|l}$ по метрике плоского пространства — времени $d\sigma^2 = \gamma_{ik} dx^i dx^k$.

$$g_{ik,l} \equiv \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^l} \rightarrow g_{ik|l} \equiv \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^l} - \Gamma_{ll}^m g_{km} - \Gamma_{kl}^m g_{lm}, \quad (1)$$

где Γ_{kl}^m — символы Кристоффеля плоского пространства — времени.

В рамках биметрического формализма лагранжиан гравитационного поля в ОТО принимает вид

$$\Lambda_g^E = -\frac{c^3}{16\pi G} \left[\left(-\frac{1}{4} g_{lm|r} g_{ks|s} + \frac{1}{2} g_{lm|r} g_{ks|n} \right) g^{ik} g^{mn} g^{rs} + \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{4} U_m U_n - \frac{1}{2} V_m U_n \right) g^{mn} \right] = -\frac{c^3}{16\pi G} \left[\bar{\Gamma}'_{in} \bar{\Gamma}'_{kl} - \bar{\Gamma}'_{ik} \bar{\Gamma}'_{ln} \right] g^{ik}, \quad (2)$$

где введены обозначения

$$U_i = g^{ns} g_{ns|i}, \quad (3)$$

$$V_i = g^{ns} g_{in|s}, \quad (4)$$

$$\bar{\Gamma}'_{ik} \equiv \Gamma'_{ik} - \Gamma'_{ik}^v = \frac{1}{2} g^{lm} (g_{m|k} + g_{mk|i} - g_{ik|m}), \quad (5)$$

Γ'_{ik} - символы Кристоффеля для метрики g_{ik} . $\bar{\Gamma}'_{kl}$ называется тензором аффинной деформации.

Уравнения поля Эйнштейна следуют из условия равенства нулю вариации полного действия по g_{ik} : $\delta(S_g + S_m) / \delta g^{ik} = 0$, где S_g - действие для гравитационного поля, а S_m - действие для материи и негравитационных полей.

В обычной теории Эйнштейна возможность четырех преобразований $x^i = f^i(x'^i)$ позволяет наложить столько же условий на g_{ik} и компоненты 4-скорости u^i . В результате получается замкнутая система уравнений. В биметрическом варианте теории Эйнштейна законы сохранения $T^k_{,k} = 0$ ($T^k_{,k}$ - тензор энергии - импульса материи и негравитационных полей) опять содержатся в уравнениях поля Эйнштейна, а координатные преобразования $x^i = f^i(x'^i)$ не позволяют уменьшить число неизвестных до необходимого.

В результате, в общем случае для 20-и неизвестных (10 компонент g_{ik} , 4 функции f^i , входящие в γ_{ik} , давление P , плотность энергии ρc^2 и 4 компоненты скорости u^i) имеем 10 уравнений Эйнштейна, уравнение состояния $P = P(\rho)$, условие $u, u^i = 1$ и четыре условия, накладываемые с помощью координатных преобразований. В принципе, недостающие четыре уравнения должны следовать из условия равенства нулю вариации действия при преобразовании координат.

Но в случае теории Эйнштейна имеется вырождение - это условие выполняется тождественно, что означает отсутствие однозначного соответствия между метриками плоского и искривленного пространства - времени. В качестве четырех недостающих уравнений можно взять, например, условия гармоничности Фока. Это можно считать недостатком такого варианта биметрической формулировки теории Эйнштейна, так как полная система уравнений теории должна следовать из принципа наименьшего действия.

2. Вариант биметрической теории. Введение плоской метрики создает богатые возможности для биметрического обобщения теории

гравитации. Величины g_{ik} , γ_{ik} и ковариантные производные g_{ik} по фоновой метрике (любого порядка) являются тензорами и с их помощью можно составить всевозможные скаляры, входящие в лагранжиан гравитационного поля. Однако вид лагранжиана однозначно фиксируется, если наложить следующие естественные условия:

- а) теория не должна содержать новые размерные постоянные;
- б) все индексы поднимаются и опускаются с помощью метрического тензора искривленного пространства - времени.

С учетом этих условий лагранжиан можно записать в следующем виде [4]:

$$\Lambda_g = -\frac{c^3}{16\pi G} \left[(a_1 g_{lm|r} g_{kn|s} + a_2 g_{lm|r} g_{kn|n}) g^{ik} g^{mn} g^{rs} + (a_3 U_m U_n + a_4 U_m V_n + a_5 V_m V_n) g^{mn} \right], \quad (6)$$

где a_i - безразмерные параметры теории.

Биметрическому варианту эйнштейновской теории соответствуют значения

$$a_1 = -a_3 = -\frac{1}{4}, \quad a_2 = -a_4 = \frac{1}{2}, \quad a_5 = 0. \quad (7)$$

Скаляры, линейные по вторым производным ($g_{ik|l|m} g^{ik} g^{lm}$ или $g_{ik|l|m} g^{ll} g^{km}$) и также удовлетворяющие вышеприведенным условиям, после выделения в них дивергентных членов (исчезающих при вариации действия) сводятся к квадратичным по первым производным скалярам.

3. *Уравнения поля.* Из условия равенства нулю вариации полного действия по g^{ik} получим следующие уравнения:

$$\bar{R}_{ik} - \frac{1}{2} \bar{R} g_{ik} + S_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (8)$$

где

$$T_{ik} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta(\sqrt{-g} \Lambda_m)}{\delta g^{ik}}, \quad (9)$$

черта над \bar{R}_{ik} и \bar{R} означает, что в выражениях для R_{ik} и R обычные производные заменены ковариантными по фоновой метрике γ_{ik} , а S_{ik} - определенный тензор, зависящий от первых и вторых ковариантных производных метрического тензора g_{ik} .

Из условия равенства нулю вариации действия при преобразовании координат получим

$$S_{;k}^{ik} = 0. \quad (10)$$

При выводе (10) считалось, что теория метрическая и в Λ_m гравитационное поле входит только посредством метрического тензора g_{ik} : $\Lambda_m = \Lambda_m(g_{ik}, q_a, q_{a,i})$, где q_a - материальные переменные.

Как видно из (8) и (10), уравнение

$$T_{i,k}^k = 0 \quad (11)$$

содержится в полной системе уравнений данной теории.

В работе [4] было проведено пост-ньютоновское разложение для статического сферически-симметричного (ССС) гравитационного поля. При этом из требования согласования теории с наблюдательными данными были получены следующие условия:

$$a_1 = -\frac{1}{4}, \quad a_2 + a_4 + a_5 = 0, \quad 8a_3 + 2a_4 = 1. \quad (12)$$

С учетом (12) лагранжиан (6) и тензор S_{ik} можно записать в виде:

$$\Lambda_g = \Lambda_g^E + \frac{c^3}{16\pi G} \left[a \left(g_{lm|r} g_{ks|n} g^{ik} g^{mn} g^{rs} + \frac{1}{4} g^{mn} U_m U_n - g^{mn} U_m V_n \right) - b \left(g_{lm|r} g_{ks|n} g^{ik} g^{mn} g^{rs} - V_m V_n g^{mn} \right) \right], \quad (13)$$

$$S_{ik} = a \left[U_{(i|k)} - 2V_{(i|k)} + \frac{1}{4} U_i U_k + \frac{1}{2} g_{ik} \left(2V_{|n}^n - U_{|n}^n - \frac{1}{4} U_n U^n \right) \right] + b \left[U_{(i} V_{k)} - V_i V_k - \frac{1}{2} g_{ik} V_n V^n \right] + (a+b) \left[g_{ls|m} g_{kn|r} g^{sr} g^{mn} + \frac{1}{2} g_{ik} g_{mn|p} g_{sr|l} g^{ms} g^{pr} g^{nl} - g_{(ln|k} U^n - 2g_{(n|k} g_{|m}^{mn} + 2g_{(ln|m} g_{|k)}^{mn} \right], \quad (14)$$

где $a \equiv \frac{1}{2} + a_4$, $b \equiv a_5$, а маленькие круглые скобки при индексах означают симметризацию.

4. Параметризованный пост-ньютоновский формализм.

Исследование, проведенное в [4] для ССС гравитационного поля, недостаточное, поскольку позволяет определить только два из десяти пост-ньютоновских параметров [1]. Необходимо определить все ПН - параметры (в том числе и космологические коэффициенты связи) для динамической системы тел или жидкости, возможно движущейся относительно системы покоя Вселенной.

Только при наличии полного набора ПН-параметров теорию можно сравнить с данными экспериментов в Солнечной системе. Для облегчения сравнения этих данных с предсказаниями различных теорий разработан пост-ньютоновский параметризованный формализм (ППН) [1]. Ниже найдены эти параметры для рассматриваемой теории.

Рассмотрим изолированную систему гравитирующих тел со слабым гравитационным полем и малыми скоростями $v/c \ll 1$ в однородной изотропной Вселенной с динамическим масштабом времени намного меньше хаббловского и относительно малых размеров, чтобы в ее пределах отклонение космологической метрики от метрики Минковского было меньше пост-ньютоновских членов. Тогда существует система координат с метрикой

$$\gamma_{ik} = \text{diag}(c_0^{-1}, -c_1^{-1}, -c_1^{-1}, -c_1^{-1}), \quad (15)$$

в которой асимптотические значения полевых переменных вдали от системы имеют вид:

$$g_{ik} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} g_{ik}^{(0)} = \text{diag}(1, -1, -1, -1). \quad (16)$$

Космологические коэффициенты связи c_0 и c_1 могут изменяться в ходе эволюции Вселенной и определяются решением соответствующей космологической задачи.

В соответствии со стандартным ППН - формализмом в качестве T^* выберем тензор энергии-импульса идеальной жидкости

$$T^{ik} = [P + \rho_0 c^2(1 + \varepsilon)]U^i U^k - P g^{ik}, \quad (17)$$

где P - давление, ρ_0 - плотность массы покоя, ε - внутренняя энергия на единицу массы покоя (все виды энергии, кроме энергии покоя и тяготения).

Поскольку $P/\rho_0 c^2 - \varepsilon - U - \frac{v^2}{c^2} \ll 1$ (U - ньютоновский потенциал), величины g_{ik} можно разложить в ряд по степеням v/c :

$$\begin{aligned} g_{00} &= 1 + g_{00}^{(2)} + g_{00}^{(4)} + \dots, \\ g_{\alpha\beta} &= g_{\alpha\beta}^{(0)} + g_{\alpha\beta}^{(2)} + \dots, \\ g_{0\alpha} &= g_{0\alpha}^{(3)} + \dots, \end{aligned} \quad (18)$$

где $g_{ik}^{(n)} - (v/c)^n$ и греческие индексы принимают значения 1, 2, 3.

Отсутствие членов первого и третьего порядков в g_{00} и $g_{\alpha\beta}$ следует из законов сохранения массы покоя и пост-ньютоновской энергии, а отсутствие члена первого порядка в $g_{0\alpha}$ следует из того, что уже в ньютоновском приближении $g_{0\alpha}$ содержит члены не ниже третьего порядка по v/c .

Изменение со временем физических величин в Солнечной системе определяется движением ее составных частей, поэтому

$$\frac{\partial f}{\partial x^0} \sim \frac{v}{c} \frac{\partial f}{\partial x^\alpha}. \quad (19)$$

Фоновая метрика γ_{ik} входит в уравнения поля (8) и (10) только через Γ_{kl}^i , которые в случае (15) равны нулю. Следовательно, космологические константы связи c_0 и c_1 выпадают из уравнений и, в отличие от большинства известных биметрических теорий, в рассматриваемой теории метрика g_{ik} не зависит от c_0 и c_1 .

Рассмотрим вначале второе приближение. Для этого необходимо вычислить в этом порядке R_{ik} , S_{ik} и T_{ik} , учитывая при этом, что для этих величин разложения имеют вид:

$$\begin{aligned}
 S_{00} &= S_{00}^{(2)} + S_{00}^{(4)} + \dots; S_{\alpha\beta} = S_{\alpha\beta}^{(2)} + S_{\alpha\beta}^{(4)} + \dots; S_{0\alpha} = S_{0\alpha}^{(3)} + \dots; \\
 T^{00} &= T^{00(0)} + T^{00(2)} + \dots; T^{\alpha\beta} = T^{\alpha\beta(2)} + T^{\alpha\beta(4)} + \dots; T^{0\alpha} = T^{0\alpha(1)} + \dots; \\
 R^{00} &= R^{00(0)} + R^{00(2)} + \dots; R^{\alpha\beta} = R^{\alpha\beta(2)} + R^{\alpha\beta(4)} + \dots; R^{0\alpha} = R^{0\alpha(3)} + \dots.
 \end{aligned} \quad (20)$$

После вычислений получим

$$R_{00}^{(2)} = -\frac{1}{2} g^{(0)\alpha\beta} g_{00,\alpha\beta}^{(2)}, \quad (21)$$

$$R_{\alpha\beta}^{(2)} = -\frac{1}{2} g^{\alpha\gamma(0)} \left[g_{\alpha\beta,\sigma,\tau}^{(2)} - g_{\tau\beta,\sigma,\alpha}^{(2)} - g_{\tau\alpha,\sigma,\beta}^{(2)} + g_{\sigma\tau,\alpha,\beta}^{(2)} \right] - \frac{1}{2} g_{\infty,\alpha\beta}^{(2)}, \quad (22)$$

$$S_{00}^{(2)} = \frac{a}{2} \left(2V_{,\alpha}^{(2)} - U_{,\alpha}^{(2)} \right), \quad (23)$$

$$S_{\alpha\beta}^{(2)} = a \left[U_{(\alpha,\beta)}^{(2)} - 2V_{(\alpha,\beta)}^{(2)} + \frac{1}{2} g_{\alpha\beta}^{(0)} \left(2V_{,\gamma}^{(2)} - U_{,\gamma}^{(2)} \right) \right], \quad (24)$$

$$S = S_{00}^{(2)} + g^{\alpha\beta(0)} S_{\alpha\beta}^{(2)}, \quad (25)$$

где

$$U_{,\alpha}^{(2)} = g_{00,\alpha}^{(2)} + g^{\alpha\gamma(0)} g_{\alpha\gamma,\alpha}^{(2)}, \quad V_{,\alpha}^{(2)} = g^{\alpha\gamma(0)} g_{\alpha\gamma,\alpha}^{(2)}, \quad (26)$$

и для идеальной жидкости (скорость света $c=1$)

$$T_{\infty}^{(0)} = \rho_0, \quad T^{\alpha\beta(0)} = 0, \quad T^{0\alpha(1)} = \rho_0 v^{\alpha}, \quad (27)$$

где v^{α} - компоненты трехмерной скорости.

Из выражений (23)-(25) следует

$$S_{00}^{(2)} - \frac{1}{2} S = 0. \quad (28)$$

Для удобства, вместо уравнения (8) используем эквивалентное ему уравнение

$$\bar{R}_{ik} + S_{ik} - \frac{1}{2} S g_{ik} = 8\pi G \left(T_{ik} - \frac{1}{2} T g_{ik} \right) \quad (29)$$

Используя (20), (21) и (27)-(29), получим уравнение

$$g^{\alpha\beta(0)} \partial_{\alpha} \partial_{\beta} g_{00}^{(2)} = -8\pi k T_{00}^{(0)} = -8\pi G \rho_0, \quad (30)$$

решение которого есть

$$g_{00}^{(2)} = -2G \int \frac{\rho_0(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 x' \equiv -2U. \quad (31)$$

Уравнение (10) во втором порядке сводится к

$$S_{,\alpha}^{(2)\alpha\beta} = 0, \quad (32)$$

из которого ввиду произвольности параметра a теории получим

$$g^{\gamma\delta(0)} \left(U_{\beta}^{(2)} - 2V_{\beta}^{(2)} \right)_{,\gamma,\delta} \equiv \Delta \left(U_{\beta}^{(2)} - 2V_{\beta}^{(2)} \right) = 0. \quad (33)$$

Поскольку последнее имеет место во всем пространстве для произвольного источника и на бесконечности $U_{\beta}^{(2)} \rightarrow 0$ и $V_{\beta}^{(2)} \rightarrow 0$, получим

$$U_{\beta}^{(2)} = 2V_{\beta}^{(2)}. \quad (34)$$

В раскрытом виде уравнение (34)

$$g_{00,\beta}^{(2)} + g^{\sigma\tau(0)} g_{\sigma\tau,\beta}^{(2)} = 2g^{\sigma\tau(0)} g_{\sigma\tau,\beta}^{(2)}, \quad (35)$$

является условием гармоничности Фока во втором порядке - калибровки, используемой в теории Эйнштейна.

Из формул (23) и (24) с учетом (34) имеем

$$S_{00}^{(2)} = S_{\alpha\beta}^{(2)} = 0. \quad (36)$$

Поэтому, из уравнения $R_{\alpha\beta}^{(2)} + S_{\alpha\beta}^{(2)} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta}^{(0)} S^{(2)} = 8\pi G \left(T_{\alpha\beta}^{(0)} - g_{\alpha\beta}^{(0)} T^{(0)} \right)$

получаем

$$\Delta g_{\alpha\beta}^{(2)} = 8\pi G g_{\alpha\beta}^{(0)} \rho_0, \quad (37)$$

откуда

$$g_{\alpha\beta}^{(2)} = 2U g_{\alpha\beta}^{(0)}. \quad (38)$$

Найдем теперь $g_{0\alpha}^{(3)}$, используя уравнения

$$R_{0\alpha}^{(3)} + S_{0\alpha}^{(3)} = 8\pi G T_{0\alpha}^{(1)}, \quad (39)$$

$$S_{,\gamma}^{(3)0\gamma} = 0, \quad (40)$$

где

$$S_{0\alpha}^{(3)} = \frac{a}{2} \left(U_0^{(3)} - 2V_0^{(3)} \right),$$

$$U_0^{(3)} = g_{00,0}^{(2)} + g^{\sigma\tau(0)} g_{\sigma\tau,0}^{(2)}, \quad (41)$$

$$V_0^{(3)} = g_{00,0}^{(2)} + g^{\sigma\tau(0)} g_{0\sigma,\tau}^{(2)}.$$

Из (40) с учетом (41) получаем

$$\Delta \left(\overset{(3)}{U}_0 - 2 \overset{(3)}{V}_0 \right) = 0, \quad (42)$$

Поэтому, как и в случае (33), имеем

$$\overset{(3)}{U}_0 = 2 \overset{(3)}{V}_0, \quad (43)$$

которое в раскрытом виде опять является условием калибровки в ОТО в соответствующем порядке. Используя (27), (41) и (43), из (39) получим

$$\Delta g_{0\alpha}^{(3)} = -16\pi G g_{\alpha\beta}^{(2)} T^{0\beta(1)}, \quad (44)$$

поэтому

$$g_{0\alpha} = 4 g_{\alpha\beta}^{(0)} V^\beta, \quad (45)$$

где

$$V^\beta = -G \int \frac{\rho_0(\bar{r}', t) v^\beta}{|\bar{r} - \bar{r}'|} d^3 x'. \quad (46)$$

Осталось определить $g_{00}^{(4)}$. В требуемом порядке с учетом $S_{ik}^{(2)} = 0$, получим

$$R_{00}^{(4)} + S_{00}^{(4)} - \frac{1}{2} S^{(4)} = 8\pi G \left(T_{00}^{(2)} - \frac{1}{2} T^{(2)} \right), \quad (47)$$

где

$$\begin{aligned} S^{(4)} &= S_{00}^{(4)} + g^{\alpha\beta(0)} S_{\alpha\beta}^{(4)}, \\ S_{00}^{(4)} &= \frac{a}{2} \left(2 V_{,\gamma}^{\gamma(4)} - 2 U_{,\gamma}^{\gamma(4)} \right), \\ S_{\alpha\beta}^{(4)} &= a \left[\overset{(4)}{U}_{(\alpha,\beta)} - 2 \overset{(4)}{V}_{(\alpha,\beta)} + \frac{1}{2} g_{\alpha\beta}^{(0)} \left(2 V_{,\gamma}^{\gamma(4)} - U_{,\gamma}^{\gamma(4)} \right) \right], \end{aligned} \quad (48)$$

Из (48) следует

$$S_{00}^{(4)} - \frac{1}{2} S^{(4)} = 0. \quad (49)$$

Теперь рассмотрим уравнение (10), которое в четвертом порядке имеет вид

$$S_{,\gamma}^{\alpha\gamma(4)} = 0, \quad (50)$$

что эквивалентно

$$\Delta \left(\overset{(4)}{U}_\alpha - 2 \overset{(4)}{V}_\alpha \right) = 0, \quad (51)$$

откуда, как и в предыдущих случаях

$$\overset{(4)}{U}_\alpha = 2 \overset{(4)}{V}_\alpha, \quad (52)$$

Используя (49) и (52), из уравнения (47) получим

$$\begin{aligned} & \Delta g_{00} + g_{00,0,0} - g^{\alpha\alpha} g^{\beta\beta} g_{\alpha\alpha} g_{00,\alpha\beta} - g^{\alpha\beta} g_{00,\alpha} g_{00,\beta} = \\ & = -8\pi G \left(T_{00}^{(2)} + 2g_{00}^{(2)} T_0^{(0)} - g_{\alpha\beta}^{(2)} T^{\alpha\beta} \right), \end{aligned} \quad (53)$$

где

$$T^{00} = \rho_0 (2U + \varepsilon - v_\alpha v^\alpha); \quad T^{\alpha\beta} = \rho_0 v^\alpha v^\beta - g^{\alpha\beta} P. \quad (54)$$

Полученное уравнение эквивалентно соответствующему уравнению ОТО, поэтому

$$g_{00}^{(4)} = 2U^2 - G \left(\int \rho_0(\bar{r}', t) |\bar{r} - \bar{r}'| d^3x' \right)_{,0,0} - 4\Phi_1 - 4\Phi_2 - 2\Phi_3 - 6\Phi_4, \quad (55)$$

где потенциалы Φ_i равны

$$\Phi_i = G \int \frac{\rho_0 F_i(\bar{r}', t)}{|\bar{r} - \bar{r}'|} d^3x', \quad (56)$$

а функции F_i определяются следующим образом:

$$F_1 = -v_\alpha v^\alpha; \quad F_2 = U; \quad F_3 = \varepsilon; \quad F_4 = \frac{P}{\rho_0}. \quad (57)$$

Для сравнения полученных результатов с пост-ньютоновской суперметрикой [1] мы должны перейти в "каноническую" систему координат, характерной чертой которой является то, что пространственные компоненты метрики диагональны, а отличные от нуля компоненты $g_{\mu\nu}$ не содержат вторых производных $\left(\int \rho_0(\bar{r}', t) |\bar{r} - \bar{r}'| d^3x' \right)_{,0,0}$.

Для этого сделаем преобразование $x'^0 = x^0 + \xi^0(x')$, $x'^\alpha = x^\alpha$, где $\xi^0(x^i) = O(v^3)$, в результате для метрических коэффициентов получим; $g'_{00} = g_{00} + 2\xi_{0,0}$, $g'_{0,\alpha} = g_{0,\alpha} + \xi_{0,\alpha}$, $g'_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}$.

Переход к канонической системе осуществляется выбором

$$\begin{aligned} \xi_0 &= \frac{G}{2} \left(\int \rho_0(\bar{r}', t) |\bar{r} - \bar{r}'| d^3x' \right)_{,0}, \text{ поэтому} \\ g'_{00} &= 1 - 2U + 2U^2 - 4\Phi_1 - 4\Phi_2 - 2\Phi_3 - 6\Phi_4 + O(v^4), \\ g'_{0\alpha} &= \frac{7}{2} g_{\alpha\beta}^{(0)} v^\beta + \frac{1}{2} N_\alpha + O(v^5), \\ g'_{\alpha\beta} &= g_{\alpha\beta}^{(0)} (1 + 2U), \end{aligned} \quad (58)$$

где

$$N_\alpha = G g_{\alpha\sigma}^{(0)} \int \frac{\rho_0(\bar{r}', t) v_\beta (x'^\beta - x'^\beta) (x'^\sigma - x'^\sigma)}{|\bar{r} - \bar{r}'|} d^3x'. \quad (59)$$

Сравнивая (58) с суперметрикой, найдем значения пост-ньютоновских параметров

$$\beta = \gamma = 1, \quad a_1 = a_2 = a_3 = \xi_k = \xi_2 = \xi_3 = \xi_4 = \xi_w = 0. \quad (60)$$

Они совпадают со значениями соответствующих им параметров в теории Эйнштейна. Таким образом, рассматриваемая теория согласована с экспериментом в пределах Солнечной системы независимо от значений безразмерных констант a и b теории. Она является полностью консервативной теорией без эффектов привилегированной системы отсчета.

Ереванский государственный университет,
Армения

VARIANT OF THE BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION. I. PARAMETERIZED POST-NEWTONIAN FORMALISM

R.M.AVAGYAN, A.A.YERANYAN

Post-Newtonian parameters are found in bimetric theory of gravitation with the Lagrangian, quadratic with respect to the "intensity" and its shown that they are consistent to the proper parameters of General Relativity.

ЛИТЕРАТУРА

1. *К.Уилл*, Теория и эксперимент в гравитационной физике. Энергоатомиздат, М., 1985.
2. *N.Rosen*, Ann. Phys., **84**, 455, 1974.
3. *N.Rosen*, The III rd. International School of Cosmology and Gravitation, 'Ettore Majorana' Centre for Scientific Culture, g-12May, Erice, 1974, ppZ-40.
4. *R.M.Avakian, L.Sh.Grigorian*, Astrophys. and Space Sci., **146**, 183-193, 1988.

УДК: 524.8:531.51

О СТАБИЛИЗАЦИИ ДИЛАТОНА В СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ. II

А.А.СААРЯН

Поступила 29 октября 1999

Принята к печати 1 декабря 1999

В первой части работы предложен механизм фиксации поля дилатона в рамках низкоэнергетической струнной гравитации с петлевыми поправками к дилатонным функциям связи. Механизм основан на предположении, что петлевые поправки генерируют сингулярную дилатонную кинетическую функцию при некотором значении поля дилатона. Для негравитационного источника с постоянным баротропным индексом система космологических уравнений сводится к автономной динамической системе третьего порядка. Для различных значений показателя сингулярности методами качественной теории динамических систем исследовано поведение общего решения в окрестности сингулярностей дилатонной функции связи. Выявлены условия, при которых решения с постоянным дилатоном являются аттрактором для общего решения с переменным дилатоном. Рассмотрена эволюция моделей, построены соответствующие фазовые картины и исследован вопрос эффективности фиксации дилатона.

1. *Введение.* Проблема стабилизации модулей вообще и поля дилатона, в частности, является одной из основных в струнной феноменологии [1,2]. К настоящему времени предложены различные механизмы такой стабилизации, наиболее популярными из которых являются различные схемы генерации нарушающих суперсимметрию потенциалов и механизм Демура-Полякова. В основе последнего лежит предположение о том, что петлевые поправки к дилатонным функциям связи с другими полями генерируют немонотонные функции, в точках экстремума которых происходит фиксация дилатона в результате космологического расширения [3]. Такая фиксация особенно эффективна, если Вселенная в начале своей эволюции прошла через фазу ускоренного расширения (инфляция) [4]. Вариации дилатона в конце такой фазы настолько малы, что дальнейшая эволюция фактически не отличается от моделей стандартной космологии, соответствующих постоянному значению дилатона.

В первой части данной работы [5] предложен новый возможный механизм фиксации дилатона. Как и в варианте Демура-Полякова здесь основную роль играют петлевые поправки к дилатонным функциям связи. Однако стабилизация дилатона происходит не в точках экстремума функции связи, а в сингулярных точках кинетической функции дилатона. Возможность генерации последних петлевыми поправками является основным предположением предложенного механизма. В [5] было показано, что

существует класс однородных и изотропных космологических моделей с постоянным дилатоном, соответствующим точкам сингулярности кинетической функции.

Систему уравнений струнной эффективной гравитации, описывающей однородные и изотропные космологические модели, можно записать в виде следующей автономной динамической системы третьего порядка [5]:

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{d\tau} &= f(\varphi)x, \\ \frac{dx}{d\tau} &= [n(n-1) - x^2][f(\varphi)\alpha(\varphi)/2 - b\eta x], \\ \frac{dh}{d\tau} &= (1-h^2)[(n-1)(nb-1) - bx^2], \quad b = \frac{1-a}{2(n-1)} \end{aligned} \quad (1)$$

относительно набора переменных (φ, x, h) . Здесь φ - поле дилатона, n - размерность пространства, $a = p/\varepsilon$ - баротропный индекс дополнительного источника с эффективным давлением p и плотностью энергии ε ,

$$d\tau = \sqrt{H^2 + k} dt_c, \quad h = \frac{H}{\sqrt{H^2 + k}}, \quad H = \frac{d \ln R}{dt_c}, \quad (2)$$

$k = 0, 1, -1$ для моделей с плоским пространством, с пространством положительной и отрицательной кривизны, соответственно, t_c - конформная временная координата. Плотность энергии выражается через решения системы (1) с помощью соотношения

$$R^2 \varepsilon = (H^2 + k)[n(n-1) - x^2]. \quad (3)$$

Функция $f(\varphi)$ связана с кинетической функцией дилатона соотношением $f(\varphi) = 1/\sqrt{-4F_\varphi(\varphi)}$ (см. [5]). В сингулярных точках кинетической функции имеем $f(\varphi) = 0$ и из (1) получаем динамическую систему второго порядка относительно переменных (x, h) , описывающую модели с постоянным дилатоном. Эти модели исследовались в первой части.

В данной работе исследовано поведение моделей с переменным дилатоном в окрестности сингулярностей дилатонной кинетической функции. Рассмотрен вопрос о возможности стабилизации дилатона в этих точках, а также эффективность такой стабилизации. Во втором разделе проведен качественный анализ пространственно-плоских космологических моделей для различных случаев поведения кинетической функции вблизи точки сингулярности. Общий случай искривленных моделей с дополнительным баротропным источником рассмотрен в следующей части работы.

2. Пространственно-плоские модели. Рассмотрим модели с переменным дилатоном и их поведение в окрестности сингулярных точек дилатонной кинетической функции. Соответствующие решения с постоянным дилатоном исследовались в [5]. В общем случае фазовое пространство динамической системы, описывающей космологические решения, является

трехмерным. Однако для пространственно-плоских моделей $h = h_0 = \pm 1$, и задача сводится к анализу фазовой картины следующей автономной системы второго порядка:

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{d\tau} &= f(\varphi)x, \\ \frac{dx}{d\tau} &= [n(n-1) - x^2][f(\varphi)\alpha(\varphi)/2 - bh_0 x], \end{aligned} \quad (4)$$

где $h_0 = 1(-1)$ соответствует моделям расширения (сжатия) и $\tau = h_0 \ln R$. Фазовые картины для моделей расширения и сжатия связаны преобразованием

$$\tau \rightarrow -\tau, \quad x \rightarrow -x. \quad (5)$$

Характер всех возможных особых точек системы (4), отличных от нулей функции $f(\varphi)$, исследовался в нашей предыдущей работе [8]. Поэтому здесь мы рассмотрим лишь особые точки с $\varphi = \varphi_0$, где $f(\varphi_0) = 0$. Это точки плоскости (φ, x) с координатами

$$(\varphi_0, \pm \sqrt{n(n-1)}) \quad (6)$$

$$(\varphi_0, 0), \quad (7)$$

где (6) описывает чисто грави-дилатонные модели. Для определенности сначала будем рассматривать область $\varphi \leq \varphi_0$. Пусть в окрестности $\varphi = \varphi_0$ функция $f(\varphi)$ имеет вид

$$f(\varphi) = f_1(\varphi_0 - \varphi)^\beta, \quad f_1, \beta > 0. \quad (8)$$

Соответствующее поведение дилатонной кинетической функции в струнном представлении дается выражением

$$\tilde{F} = (\varphi_0 - \varphi)^{-2\beta}, \quad \varphi \rightarrow \varphi_0. \quad (9)$$

В окрестности точки (6) уравнение фазовых траекторий динамической системы (4), $x = x(\varphi)$, и функция $\varphi = \varphi(\tau)$ имеют вид

$$\begin{aligned} x &= \pm \sqrt{n(n-1)} + \text{const} \cdot \exp \left[\pm \frac{\alpha_0}{f_1(\beta-1)} (\varphi_0 - \varphi)^{1-\beta} \right], \\ \varphi &= \varphi_0 - \left[\pm (\beta-1) f_1 \sqrt{n(n-1)} (\tau - \tau_0) \right]^{1/(1-\beta)} \end{aligned} \quad (10)$$

при $\beta \neq 1$ и

$$\begin{aligned} x &= \pm \sqrt{n(n-1)} + \text{const} \cdot (\varphi_0 - \varphi)^{\alpha_0/f_1}, \\ \varphi &= \varphi_0 - \text{const} \cdot \exp \left[\pm f_1 \sqrt{n(n-1)} \tau \right] \end{aligned} \quad (11)$$

при $\beta = 1$ и введено обозначение

$$\alpha_0 = 2b \sqrt{n(n-1)}. \quad (12)$$

Сепаратрисами точек (6) являются чисто грави-дилатонные решения и решения с постоянным дилатоном, $\varphi = \varphi_0$, рассмотренные в разделе 3 первой части работы. Для класса решений с $\varphi < \varphi_0$ точка $(\varphi_0 \sqrt{n(n-1)})$ неустойчива

и имеет седловой характер. Точка же $(\varphi_0, -\sqrt{n(n-1)})$ является неустойчивым узлом (см. рис.1(а,б), на этих рисунках предварительно проведено отображение фазового пространства (φ, x) , $\varphi \leq \varphi_0$, $|x| \leq \sqrt{n(n-1)}$ на прямоугольную область (19) согласно (20)). При $\beta \geq 1$ все траектории в окрестности этой точки выходят из нее, касаясь решения $\varphi = \varphi_0$. При $\beta < 1$ из точки $(\varphi_0, -\sqrt{n(n-1)})$ выходят только две траектории: $\varphi = \varphi_0$ и $x = -\sqrt{n(n-1)}$. В ее окрестности все остальные траектории разветвляются из точек с $\varphi = \varphi_0$, $x \neq \sqrt{n(n-1)}$ в некоторый конечный момент синхронной в E -представлении временной координаты, причем в этот момент конечным является также масштабный фактор. Нетрудно видеть, что при $\beta < 1$ такое поведение в окрестности решения $\varphi = \varphi_0$ характерно и для других точек (см., например, рис.1 (с-е)). Действительно, решение системы (4) и соответствующее уравнение фазовых траекторий в окрестности точки $(\varphi_0, x = x_0)$ имеют вид

$$x = x_0 + bh_0 \frac{n(n-1) - x_0^2}{f_1(1-\beta)} (\varphi_0 - \varphi)^{1-\beta},$$

$$\varphi = \varphi_0 - [(\beta - 1) f_1 x_0 (\tau - \tau_0)]^{1/(1-\beta)} \quad (13)$$

при $\beta \neq 1$ и

$$x = x_0 + \frac{bh_0}{f_1} [n(n-1) - x_0^2] \ln|\varphi_0 - \varphi|,$$

$$\varphi = \varphi_0 - \text{const} \cdot \exp(f_1 x_0 \tau) \quad (14)$$

при $\beta = 1$. Здесь выбором постоянной интегрирования мы выделили решение, соответствующее траектории с $\varphi = \varphi_0$, $x = x_0$ при $\tau = \tau_0$ причем $\tau < \tau_0$ ($> \tau_0$) при $x_0 > 0$ (< 0).

Таким образом, при $\beta < 1$ в окрестности решения $\varphi = \varphi_0$ фазовые траектории, описывающие модели с переменным дилатоном, касаются этого решения в некоторый конечный момент времени, при конечном значении масштабного фактора. При $x > 0$ решение $\varphi = \varphi_0$ является устойчивым в классе моделей с $\varphi \leq \varphi_0$, а при $x < 0$ - неустойчивым.

Для исследования характера точки (8) удобно сначала рассматривать случай рациональных β , $\beta = m/p$, где m и p целые числа. Предельным переходом нетрудно убедиться, что результаты проведенного качественного анализа остаются в силе и для иррациональных β . Введем новую переменную

$$u = (\varphi - \varphi_0)^{1/p} \quad (15)$$

в окрестности $\varphi = \varphi_0$, систему (4) можно записать в виде

$$\frac{du}{d\tau} = -\frac{f_1}{p} x u^{m-p+1},$$

$$\frac{dx}{d\tau} = [n(n-1) - x^2] [f_1 \alpha(\varphi_0) u^m / 2 - bh_0 x]. \quad (16)$$

При $m \geq p-1$ правые части этой системы аналитичны, и она может быть исследована стандартными методами (см., например, [9,10]). Следует различать следующие случаи:

2.1 $\beta \geq 1$. Для системы (16) $m \geq p$, и особая точка ($u=0, x=0$) является вырожденной. Анализ с учетом нелинейных членов показывает, что точка имеет характер узла, устойчивого при $\alpha(\varphi_0) > 0$ ($h_0=1$) и седла при $\alpha(\varphi_0) < 0$. В первом случае в окрестности особой точки все траектории с $\varphi < \varphi_0$ входят в эту точку, касаясь решения

$$x = \frac{f_1 \alpha(\varphi_0)}{2bh_0} (\varphi_0 - \varphi)^\beta, \quad \varphi \rightarrow \varphi_0, \quad (17)$$

и имеют асимптотику

$$\varphi = \varphi_0 - \left[(2\beta - 1) f_1^2 \alpha(\varphi_0) \tau / 2bh_0 \right]^{1/(1-2\beta)}, \quad \tau = \ln R \rightarrow \infty. \quad (18)$$

Соответствующая фазовая картина изображена на рис.1а для функции $\alpha(\varphi)/4b\sqrt{n}$, представленной графиком (а) рис.1f. Фазовое пространство (φ, x) , $\varphi \leq \varphi_0$, $|x| \leq \sqrt{n(n-1)}$ динамической системы (4), соответствующей моделям с неотрицательной плотностью энергии, отображено на прямоугольную область

$$\{0 \leq y \leq y_0, |x| \leq \sqrt{n(n-1)}\}, \quad (19)$$

согласно

$$e^\varphi = \frac{y}{1-y}, \quad (20)$$

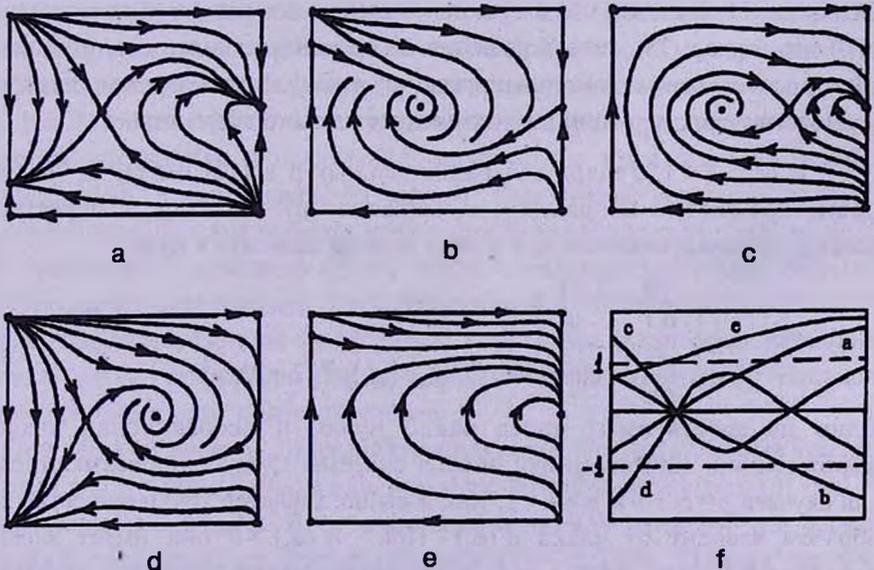


Рис.1. Фазовые картины пространственно плоских моделей с $\varphi \leq \varphi_0$ в случае сингулярной кинетической функции дилатона, описываемые системой (4) и отображенные на прямоугольник (19). На последней диаграмме f приведены графики функций $\alpha(\varphi)/4b\sqrt{n}$, соответствующих картинам (а-е).

а y_0 соответствующее φ_0 значение. Ноль функции $\alpha(\varphi)$ является особой точкой. Картина фазовых траекторий в окрестности точек, отличных от (6) и (7), построена на основе результатов [8]. В частности, ноль функция $\alpha(\varphi)$ является седлом, поскольку производная $\alpha'(\varphi)$ положительна в этой точке. Из фазовой диаграммы следует, что решения, фазовые траектории которых лежат выше устойчивых сепаратрис седла ($\varphi = \varphi_1$, $x = 0$), $\alpha(\varphi_1) = 0$, в ходе космологической эволюции стремятся к решениям с постоянным дилатоном $\varphi = \varphi_0$, представленным точкой (7). Траектории же, лежащие ниже указанных сепаратрис, уходят в область слабой связи ($\varphi \rightarrow -\infty$) с асимптотикой $x = \sqrt{n-1}\alpha(-\infty)/4b$, где мы воспользовались выражением дилатонных функций связи при $\varphi \rightarrow -\infty$, приводящих к $f(-\infty) = \sqrt{n-1}/2$. Соответствующие асимптотические выражения для этих решений, а также значение величины $\alpha(-\infty)$ для различных источников, приведены в [8].

При $\alpha(\varphi_0) < 0$ точка (7) является седлом с неустойчивой сепаратрисой (17). Соответствующая фазовая диаграмма приведена на рис. 1b на примере функции $\alpha(\varphi)/4b\sqrt{n}$, зависимость от y которой соответствует графику (b) рис. 1f. Теперь в нуле-функции $\alpha(\varphi)$ производная $\alpha'(\varphi)$ отрицательна, и эта точка является устойчивым фокусом или узлом (см. [8], здесь мы рассматриваем случай фокуса). Все траектории с переменным дилатоном заканчивают свою эволюцию в этой точке, соответствующей решениям ОТО. Происходит эффективная стабилизация дилатона в ходе космологической эволюции. Это соответствует механизму Демура-Полякова [3]. Заметим, что в отличие от степенного закона (относительно $\tau = \ln R$) для случая (18), теперь решения с переменным дилатоном стремятся к решению с $\varphi = \text{const}$ по экспоненциальному закону. Таким образом, подавление космологических вариаций в данном случае намного эффективнее.

2.2 $1/2 < \beta < 1$. Теперь для рациональных β в (16) имеем $m < p$. Введя новую временную координату τ' , согласно $d\tau' = u^{m-p+1}d\tau$, в окрестности особой точки динамическую систему можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{du}{d\tau'} &= -\frac{f_1}{p}x, \\ \frac{dx}{d\tau'} &= n(n-1)u^{p-m-1} \left[f_1 \alpha(\varphi_0) u^m / 2 - bh_0 x \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

Одно из собственных чисел равно нулю, и особая точка является вырожденной. Качественный анализ системы следует провести отдельно для случаев $p = m + 1$ и $p > m + 1$. Как и выше, характер точки существенным образом зависит от знака $\alpha(\varphi_0)$. При $\alpha(\varphi_0) > 0$ она имеет характер устойчивого узла при $h_0 = 1$. Соответствующая фазовая диаграмма, отображенная на прямоугольник (19), изображена рис. 1c на примере функции $\alpha(\varphi)/4b\sqrt{n}$ с графиком (c) рис. 1f. Вертикальные отрезки $y = y_0$ ($\varphi = \varphi_0$) соответствуют решениям с постоянным дилатоном, рассмотренным в первой

части данной работы. В окрестности точки (7) (точка $(y=y_0, x=0)$ на диаграмме) существуют два класса решений, разделенных сепаратрисой

$$x = \frac{nh_0(1-a)}{2f_1(1-\beta)}(\varphi_0 - \varphi)^{1-\beta}, \quad \varphi \rightarrow \varphi_0 \quad (22)$$

с асимптотикой

$$\varphi = \varphi_0 + \text{const} \cdot \exp\left[\frac{n(1-a)}{2(\beta-1)}h_0\tau\right], \quad \tau \rightarrow \infty. \quad (23)$$

Траектории первого класса расположены ниже траектории, описываемой (22), и при $\tau \rightarrow \infty$ входят в особую точку $(\varphi_0, 0)$, касаясь решения (17). Их асимптотическое поведение имеет вид (18), и подавление вариаций дилатона происходит по степенному закону относительно τ . Для особого же решения, представленного сепаратрисой (22), затухание вариаций происходит намного эффективнее, по экспоненциальному закону. При этом эффективность затухания зависит от баротропного индекса негравитационного источника и наиболее эффективна для источника с $a=-1$.

Траектории второго класса расположены выше сепаратрисы (22). В конечный момент времени, соответствующий конечному значению масштабного фактора, они касаются решения $\varphi=\varphi_0, x>0$ и сливаются с ним. В частности, отсюда следует, что решение $\varphi=\varphi_0, x>0$ является устойчивым в классе моделей с $\varphi \leq \varphi_0$. Решение же $\varphi=\varphi_0, x<0$ неустойчиво. В окрестности этой сепаратрисы траектории с переменным дилатоном в конечный момент времени разветвляются из этого решения в касательном направлении. Для функции $\alpha(\varphi)$, соответствующей фазовой картине рис.1с, кроме точки (7) существуют еще две особые точки с $x=0$, представляющие решения с постоянным дилатоном и соответствующие нулям функции $\alpha(\varphi)$ (см. рис.1с). Для левого нуля производная $\alpha'(\varphi)$ отрицательна, и она является устойчивым фокусом. Для правого же нуля эта производная положительна, и точка является седлом. Устойчивые сепаратрисы этого седла разделяют фазовое пространство на две качественно различные области. Для траекторий, лежащих между этими сепаратрисами, стабилизация функции дилатона происходит в устойчивом нуле функции $\alpha(\varphi)$ по механизму Демура-Полякова. Остальные же траектории заканчивают свою эволюцию в точке $(\varphi=\varphi_0, x=0)$. Для них фиксация дилатона происходит согласно схеме, предложенной в данной работе.

При $\alpha(\varphi_0)<0$ точка $(\varphi_0,0)$ имеет характер седла. Соответствующая фазовая картина для функции $\alpha(\varphi)/4b\sqrt{n}$, график которой имеет вид (d) рис.1f, представлена на рис.1d. В ее окрестности теперь имеются три класса решений, разделенных сепаратрисами (17) и (22). Первая из них расположена выше сепаратрисы (22) и имеет тот же качественный характер, что и в случае $\alpha(\varphi_0)>0$. Траектории второго класса расположены между сепаратрисами (17) и (22). Они после максимального приближения к особой

точке, соответствующей точке пересечения с осью φ (точке с $x=0$), отталкиваются от нее и стремятся к решению, описываемому (17) и (18). Для рассмотренного примера функции $\alpha(\varphi)$ в ходе дальнейшей эволюции происходит стабилизация дилатона согласно сценарию Демура-Полякова, и решения стремятся к решениям ОТО. Траектории третьего класса расположены ниже траектории (17). Они в некоторый конечный момент времени разветвляются от решения $\varphi = \varphi_0$, $x < 0$ и асимптотически стремятся к (17). Для части этих решений дилатон фиксируется в устойчивом нуле функции $\alpha(\varphi)$, другие же уходят в область слабой связи, $\varphi \rightarrow -\infty$, в ходе эволюции.

2.3 $\beta = 1/2$. Особая точка ($u=0$, $x=0$) динамической системы (16) является невырожденной. Собственные числа определяются соотношениями

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{4}n(1-a) \left[-h_0 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{2f_1}{\alpha_0}\right)^2 \alpha(\varphi_0)} \right], \quad (24)$$

и следует различать следующие случаи:

(а) При $0 < \alpha(\varphi_0) < \alpha_0^2/4f_1^2$ для моделей расширения ($h_0=1$) собственные числа действительны и отрицательны и особая точка имеет характер устойчивого узла. В ее окрестности существуют два класса решений. Решения, расположенные ниже траектории с асимптотикой

$$x = -\frac{2\lambda_2}{f_1} \sqrt{\varphi_0 - \varphi}, \quad \varphi = \varphi_0 - \text{const} \cdot \exp(2\lambda_2\tau), \quad \tau \rightarrow \infty, \quad (25)$$

входят в особую точку при $\tau \rightarrow \infty$, касаясь траектории с асимптотикой

$$x = -\frac{2\lambda_1}{f_1} \sqrt{\varphi_0 - \varphi}, \quad \varphi = \varphi_0 - \text{const} \cdot \exp(2\lambda_1\tau), \quad \tau \rightarrow \infty. \quad (26)$$

Траектории, расположенные выше (25), в некоторый конечный момент времени сливаются с решением $\varphi = \varphi_0$, $x > 0$, касаясь этого решения. В окрестности точки слияния (φ_0, x_0) решение имеет вид (13). Решение же $\varphi = \varphi_0$, $x < 0$, неустойчиво. В его окрестности решения с переменным дилатонем удаляются от него, касаясь в некоторый начальный момент времени. Качественная картина фазовых траекторий в окрестности точки $(\varphi_0, 0)$, та же, что и в случае $\alpha(\varphi_0) > 0$ предыдущего пункта и изображена на рис.1с.

(б) При $\alpha(\varphi_0) < 0$ собственные числа (24) имеют разные знаки и точка является седлом. В ее окрестности имеются три класса решений, разделенных сепаратрисами (25) и (26). Как и в пункте (а), траектории, расположенные выше (25), при некотором конечном значении масштабного фактора сливаются с решением $\varphi = \varphi_0$, $x > 0$. Траектории, расположенные между сепаратрисами (25) и (26), после максимального приближения к особой точке при $x=0$ отталкиваются от нее и стремятся к решению (26). Эти

решения являются также асимптотикой для траекторий с переменным дилатоном, разветвляющихся от решения $\varphi = \varphi_0$, $x < 0$ при конечном значении масштабного фактора. Поведение фазовых траекторий в окрестности точки $(\varphi_0, 0)$ качественно эквивалентно картине, приведенной на рис.1d.

(с) При $\alpha(\varphi_0) > \alpha_0^2/4 f_1^2$ собственные числа являются комплексно-сопряженными. В окрестности особой точки все траектории с переменным дилатоном разветвляются от решения $\varphi = \varphi_0$, $x < 0$ при некотором значении масштабного фактора и сливаются с решением $\varphi = \varphi_0$, $x > 0$ при другом значении. Соответствующая этому случаю фазовая диаграмма изображена на рис.1 е на примере функции $\alpha(\varphi)/4 b \sqrt{n}$, график которой на рис.1f отмечен буквой (е). В окрестности точки $(\varphi_0, 0)$ поведение поля дилатона в зависимости от масштабного фактора определяется соотношением

$$\varphi = \varphi_0 - \text{const} \cdot R^{n(n-1)/2} \sin^2[\omega \ln(R/R_0)], \quad 1 \leq R/R_0 \leq e^{\pi/\omega}, \quad (27)$$

где введено обозначение

$$\omega = \frac{1}{2} \sqrt{n(n-1)} \sqrt{n(n-1)b^2 - f_1^2 \alpha(\varphi_0)}, \quad (28)$$

а R_0 - постоянная интегрирования, определяющая значение масштабного фактора в точке разветвления от решения $\varphi = \varphi_0$, $x < 0$. В этом случае в точке слияния с решением $\varphi = \varphi_0$, $x > 0$ значение масштабного фактора равно $R_0 e^{\pi/\omega}$.

2.4. $0 < \beta < 1/2$. В окрестности особой точки характер фазовой картины описывается системой (21), где теперь $p - m > 1$. Одно из собственных чисел равно нулю, и точка является вырожденной. Соответствующий анализ показывает, что качественный характер фазовой картины в окрестности особой точки тот же, что и в случае (с) при $\alpha(\varphi_0) > 0$ и в случае (b) при $\alpha(\varphi_0) < 0$ предыдущего пункта. Во втором случае сепаратрисами седла являются траектории

$$x = \pm \sqrt{n(n-1) \alpha(\varphi_0) (\varphi - \varphi_0)}, \quad \varphi \rightarrow \varphi_0 \quad (29)$$

с асимптотическим поведением

$$\varphi = \varphi_0 - \left[\mp f_1 \sqrt{-n(n-1) \alpha(\varphi_0)} (\tau - \tau_0) \right]^{2/1-2\beta}. \quad (30)$$

Как видим, в отличие от предыдущего случая точке $(\varphi = \varphi_0, x = 0)$ теперь соответствует конечное значение масштабного фактора.

Выше мы рассмотрели качественное поведение космологических моделей в области значений дилатона $\varphi \leq \varphi_0$, где φ_0 - точка сингулярности дилатонной кинетической функции. Соответствующие фазовые диаграммы для $\varphi \geq \varphi_0$ можно получить из исследованных выше с учетом инвариантности динамической системы относительно преобразований

$$\varphi \rightarrow -\varphi, \quad x \rightarrow -x, \quad \alpha(\varphi) \rightarrow -\alpha(-\varphi), \quad f(\varphi) \rightarrow f(-\varphi). \quad (31)$$

Как было показано выше, в случае функции $f(\varphi)$, поведение которой в окрестности $\varphi = \varphi_0$ имеет вид (8) с $\beta < 1$, существуют решения, в конечный момент времени достигающие решения с постоянным дилатоном $\varphi = \varphi_0$. В этой точке конечно также значение масштабного фактора. Возникает естественный вопрос: какова дальнейшая эволюция этих моделей? Ответ на этот вопрос зависит от поведения функций $f(\varphi)$ и $\alpha(\varphi)$ при $\varphi > \varphi_0$. Исследуем сначала случай, когда функция $\alpha(\varphi)$ непрерывна в точке $\varphi = \varphi_0$, а функция $f(\varphi)$ в окрестности этой точки имеет вид

$$f(\varphi) = f_1 |\varphi - \varphi_0|^\beta, \quad \varphi \rightarrow \varphi_0, \quad \beta > 0. \quad (32)$$

Поскольку при $\beta \geq 1$, траектории с $\varphi < \varphi_0$ и $\varphi > \varphi_0$ составляют инвариантные подмножества и не переходят из одной области в другую, мы рассмотрим лишь значения $\beta < 1$. Пусть сначала $\alpha(\varphi_0) > 0$. Качественная картина фазовых траекторий в окрестности $\varphi \leq \varphi_0$ имеет вид, изображенный на рис. 1с или е в зависимости от значений β . Для получения картины фазовых траекторий при $\varphi > \varphi_0$ заметим, что, согласно (31), она эквивалентна картине с $\varphi < \varphi_0$, $\alpha(\varphi_0) < 0$ с заменой $x \rightarrow -x$, т.е. получается из диаграммы рис. 1d преобразованием $x \rightarrow -x$. В результате в окрестности $\varphi = \varphi_0$ получаем фазовую картину, изображенную на рис. 2а, где для определенности рассмотрен случай $1/2 \leq \beta < 1$. Соответствующая диаграмма при $0 < \beta < 1/2$ отличается лишь тем, что теперь картина при $\varphi < \varphi_0$, $\varphi \rightarrow \varphi_0$ эквивалентна изображенной на рис. 1е. Мы привели фазовую картину в окрестности точки $\varphi = \varphi_0$. Поведение траекторий в других особых точках, а также на бесконечности $\varphi \rightarrow +\infty$ исследовалось в работе [8] и поэтому здесь на этом останавливаться не будем. Как видно из изображенной диаграммы, в точках с $\varphi = \varphi_0$ имеются два решения: решение $\varphi = \varphi_0$ с постоянным дилатоном (вертикальные отрезки) и решения с переменным дилатоном, которые в конечный момент времени переходят из области $\varphi < \varphi_0$ в область $\varphi > \varphi_0$ при $x > 0$ и из области $\varphi > \varphi_0$ в область $\varphi < \varphi_0$ при $x < 0$. Это является следствием того, что правая часть динамической системы (1) не является

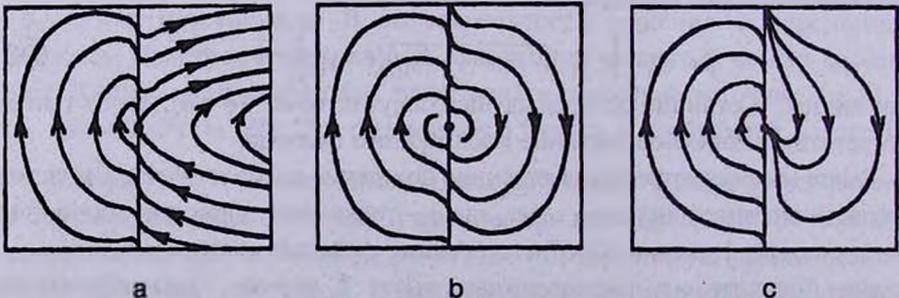


Рис. 2. Примеры фазовых диаграмм пространственно-плоских моделей в окрестности сингулярной точки $\varphi = \varphi_0$ при $\beta < 1$. а) $\beta \geq 1/2$, $\alpha(\varphi_0) > 0$; б) $0 < \beta < 1/2$, $\alpha(\varphi_0^-) > 0$, $\alpha(\varphi_0^+) < 0$; в) $0 < \beta < 1/2$ при $\varphi < \varphi_0$, $\beta \geq 1$ при $\varphi > \varphi_0$, $\alpha(\varphi_0^-) > 0$; $\alpha(\varphi_0^+) < 0$.

аналитической в точке $\varphi = \varphi_0$, и условия теоремы о единственности решений не выполнены. Для этих решений значения функций и их первых производных совпадают в общей точке $\varphi = \varphi_0$, высшие же производные отличаются.

Рассмотрим теперь случай, когда функция $\alpha(\varphi)$ имеет разрыв в точке $\varphi = \varphi_0$, причем $\alpha(\varphi_0^-) > 0$ и $\alpha(\varphi_0^+) < 0$. Из проведенного выше анализа и инвариантности динамической системы относительно (31) следует, что картина траекторий имеет вид, изображенный на рис.2b для случая $0 < \beta < 1/2$ или $\beta = 1/2$, $|\alpha(\varphi_0 \pm)| > n(n-1)b^2/h^2$, когда особая точка имеет характер устойчивого фокуса. Аналогичным образом можно построить картины для других комбинаций параметров.

Рассмотрим также случай, когда показатель степени β в (32) является различным для областей $\varphi < \varphi_0$ и $\varphi > \varphi_0$. Соответствующие фазовые картины получаются различными комбинированиями рис.1a, b, с одной стороны, и рис.1c-e, с другой. В качестве примера на рис.2c изображен случай, когда $0 < \beta < 1/2$, $\alpha(\varphi_0^-) > 0$ при $\varphi < \varphi_0$ и $\beta \geq 1$, $\alpha(\varphi_0^+) < 0$ при $\varphi > \varphi_0$. Решения с переменным дилатоном в области $\varphi < \varphi_0$ разветвляются от решения $\varphi = \varphi_0$, $x < 0$ в некоторый конечный момент времени и сливаются с решением $\varphi = \varphi_0$, $x > 0$ в другой конечный момент времени. Эти решения не могут перейти в область $\varphi > \varphi_0$, и в ходе дальнейшей эволюции дилатон остается постоянным. Таким образом, имеем решения с начальной и конечной стадиями постоянного дилатона и промежуточной стадией с переменным дилатоном. Однако заметим, что решение $\varphi = \varphi_0$, $x > 0$ неустойчиво: сколь угодно малое возмущение с $\varphi - \varphi_0 > 0$ переводит это решение в решение с переменным дилатоном, которое удаляется от отрезка $\varphi = \varphi_0$, $x > 0$.

Модели с искривленным пространством будут рассмотрены в следующей нашей работе.

Ереванский государственный университет, Армения

ON DILATON STABILIZATION IN STRING COSMOLOGY. II

A.A.SAHARIAN

In the first part of the present paper a mechanism for dilaton stabilization have been proposed within the framework of low-energy string gravity with higher-loop corrections. The mechanism is based on the assumption that loop corrections generate singular dilaton kinetic function for some finite value of dilaton field. For a nongravitational source with constant barotropic index the set of

cosmological equations are presented in the form of third order autonomous dynamical system. For various values of singularity parameter the behaviour of general solution is investigated near singular point by using qualitative methods. The conditions are specified under which the solutions with constant dilaton are attractors for general solution. The evolution of both spatially-flat and curved models is considered and corresponding phase diagrams are plotted. The efficiency of dilaton stabilization by proposed mechanism is investigated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *T.Banks, M.Berkooz, P.J.Steinhardt*, Phys. Rev., **D52**, 705, 1995.
2. *T.Banks, M.Berkooz, S.H.Shenker, G.Moore, P.J.Steinhardt*, Phys. Rev., **D52**, 3452, 1995.
3. *T.Damour, A.M.Polyakov*, Nucl. Phys., **B423**, 532, 1994.
4. *T.Damour, A.Vilenkin*, Phys. Rev., **D53**, 2981, 1996.
5. А.А.Саарян, *Астрофизика* **43**, 123, 2000.
6. А.А.Saharian, *Class. Quantum Grav.*, **15**, 1951, 1998.
7. А.А.Саарян, *Астрофизика*, **42**, 117, 295, 1999.
8. А.А.Saharian, *Class. Quantum Grav.*, **16**, 2057, 1999.
9. *Н.Н.Баутин, Е.А.Леонтович*, *Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости*, Наука, М., 1976.
10. *О.И.Богоявленский*, *Методы качественной теории динамических систем в астрофизике и газовой динамике*. Наука, М., 1980.

CONTENTS

Analysis of colour variability of BL Lac in the optical region during its outburst in 1997 <i>V.A.Hagen-Thorn, A.V.Hagen-Thorn, S.G.Marchenko, O.V.Mikolaichuk</i>	175
On the observation of the auroral line [OIII] λ 4363 in the spectrum of galaxy Kaz 163 <i>M.A.Kazarian</i>	183
The dimensions of active galaxies <i>L.K.Erastova</i>	191
The Milky Way as a galaxy <i>V.P.Reshetnikov</i>	197
Illustration of the nonlinear wave model of spiral structure for galaxies with different types of rotation curves <i>M.G.Abrahamian, S.G.Khachatryan</i>	211
Polarimetric and photometric observations of μ Cep <i>J.A.Docobo, V.S.Tamazian, N.D.Melikian, M.H.Eritsian, A.A.Karapetian</i>	219
On the possible mechanism of interstellar clouds formation <i>P.A.Tarakanov</i>	229
Testing hypothesis on circular motion of interstellar clouds <i>R.M.Dzignvashvili, G.A.Malasidze, T.G.Mdzinarishvili</i>	239
Infrared sources in radioloops <i>I.N.Ovcharova, R.B.Shatsova</i>	247
Kinematics and galactic orbits of globular clusters. I. Kinematics <i>L.P.Ossipkov, A.A.Milari</i>	259
An electromagnetic wave scattering in the one-dimensional medium with arbitrary refractive index <i>D.M.Sedrakian, A.H.Gevorgyan, A.Zh.Khachatrian</i>	269
Determination of parameters of neutron stars in pulsars <i>G.S.Sahakian, H.F.Khachatrian</i>	277
Small virial oscillations of axisymmetric gravitating systems. I <i>L.P.Ossipkov</i>	293
Variant of the bimetric theory of gravitation. I. Parameterized post-newtonian formalism <i>R.M.Avagyan, A.A.Yeranyan</i>	303
On dilaton stabilization in string cosmology. II <i>A.A.Saharian</i>	313

70091

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ О КРУГОВОМ ДВИЖЕНИИ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ	
<i>Р.М.Дзигвашвили, Г.А.Маласидзе, Т.Г.Мдзинаришвили</i>	239
ИНФРАКРАСНЫЕ ИСТОЧНИКИ В РАДИОПЕТЛЯХ	
<i>И.Н.Овчарова, Р.Б.Шацова</i>	247
КИНЕМАТИКА И ГАЛАКТИЧЕСКИЕ ОРБИТЫ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ. I. КИНЕМАТИКА	
<i>Л.П.Осипков, А.А.Мюллери</i>	259
РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ОДНОМЕРНОЙ СРЕДЕ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ	
<i>Д.М.Седракян, А.А.Геворгян, А.Ж.Хачатрян</i>	269
НАХОЖДЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ПУЛЬСАРАХ	
<i>Г.С.Саакян, Г.Ф.Хачатрян</i>	277
МАЛЫЕ ВИРИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМ. I	
<i>Л.П.Осипков</i>	293
ВАРИАНТ БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. I. ПАРАМЕТРИЗОВАННЫЙ ПОСТ-НЬЮТОНОВСКИЙ ФОРМАЛИЗМ	
<i>Р.М.Авакян, А.А.Еранян</i>	303
О СТАБИЛИЗАЦИИ ДИЛАТОНА В СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ. II	
<i>А.А.Саарян</i>	313