

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 38

АВГУСТ, 1995

ВЫПУСК 3

- БАЛЬМЕРОВСКИЕ СКАЧКИ ЗВЕЗД ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ
Н.А. Соколов, Е.В. Рубан 329
- ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД С ОКОЛОЗВЕЗДНЫМИ ПЫЛЕВЫМИ ОБОЛОЧКАМИ. I.
Р.Х. Оганесян, Р.А. Епремян, А.А. Карапетян 341
- ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. VII ПОЛОСА $+76^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$
Г.В. Абрамян, К.С. Гигоян, Г.М. Шахбазян 351
- ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ 16 ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ И ТРЕХ КРАСНЫХ ГИГАНТОВ
М.Д. Меликян, М.А. Ерицян, А.А. Карапетян 359
- ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗРАСТА ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТОВ И ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОЛЯ
Э.С. Парсаян 369
- НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ОБЪЕКТЫ В ГАЛАКТИКЕ И ПРОЦЕСС ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ
Л.В. Мирзоян 381
- ГАЛАКТИКИ С $\Omega_2 > \Omega_5$
Р.А. Кандалян 405
- О МЕТОДЕ СДВИГА АЛЬБЕДО
Н.Б. Енгибарян, Б.Н. Енгибарян 417
- ОБ УСТОЙЧИВОСТИ РАВНОВЕСНЫХ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ МОДЕЛЕЙ И ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЧЕРНЫХ ДЫР В ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ
Г.Г. Арутюнян, В.В. Папоян 433
- МНОГОМЕРНЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ В ЭФФЕКТИВНОЙ СТРУННОЙ ГРАВИТАЦИИ. II
А.А. Саарян 447
- О СИММЕТРИЧНОМ ТЕНЗОРНОМ ПОЛЕ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ
Л.Ш. Григорян, С. Готтлебер 469
- СТАТИЧЕСКОЕ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОЕ ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ В ТЕОРИИ КАЛУЦЫ-КЛЕЙНА
Р.М. Авакян, Э.В. Чубарян 483

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Բխսնովատի-Կոզան, Վ.Գ.Գորբաչևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս. Կարդաշև, Վ.Հ.Համբարձումյան, Ա.Գ.Մասևիչ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Թու.Տերերիժ, Ա.Տ.Բալլոլյան (պատ. քարտուղար):

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Վ.Խարաձե, Ի.Ս.Կոպիլով, Վ.Հ.Համբարձումյան, Լ.Վ.Միրզոյան, Վ.Վ.Սոբոլև (նախագահ):

Редакционная коллегия: В.А.Амбарцумян, Г.С.Бисноватый-Коган, В.Г.Горбачский (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов, А.Т.Каллоглян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Масевич, Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Саакян, В.Ю.Теребих.

Редакционный совет: В.А.Амбарцумян, А.А.Боярчук, И.М.Копылов, Л.В.Мирзоян, В.В.Соболев (председатель), Е.К.Харадзе.

"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.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

УДК 524.31

БАЛЬМЕРОВСКИЕ СКАЧКИ ЗВЕЗД ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Н.А.СОКОЛОВ, Е.В.РУБАН

Поступила 20 сентября 1995

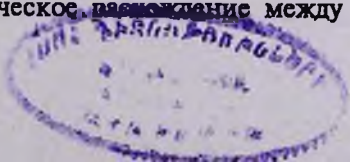
Принята к печати 31 октября 1995

В статье рассмотрена взаимосвязь между величиной бальмеровского скачка и эффективной температурой звезд главной последовательности. Показано, что наблюдаемые бальмеровские скачки имеют систематическое расхождение с теоретическими скачками, полученными по моделям Куруча. Обсуждаются возможные причины этого несоответствия.

1. *Введение.* Известно, что величина скачка континуума у границы серии Бальмера является одной из самых чувствительных к эффективной температуре параметров непрерывного спектра звезд классов В-Ф. Эта температурная обусловленность бальмеровского скачка была положена Барбье, Шалонжем и Диван в основу температурной VCD-классификации звезд [1,2].

Позднее, при переходе к более совершенным приемникам излучения, методикам наблюдения и их редукции, и, следовательно, с повышением точности, было показано (см., например, [3]), что спектры звезд главной последовательности, отнесенные к одному спектральному подклассу (т.е. имеющие приблизительно одинаковые температуры), могут заметно отличаться по бальмеровским скачкам. Эти различия превосходят ошибки вычислений и разброс скачков из-за дисперсии температур звезд одного спектрального подкласса, и определяются реальными различиями звезд. Это могут быть различия физических условий в атмосферах: ускорений силы тяжести на поверхности, химического состава, а также внешние различия звезд, не связанные непосредственно с атмосферой: вращение звезд и, возможно, наличие окружающих нормальные В-звезды протяженных оболочек - мантий [4], которые не проявляют себя в линейчатом спектре.

Сравнение наблюдаемых бальмеровских скачков с теоретическими значениями показывает систематическое расхождение между ними для



В-звезд главной последовательности [5]. При этом окончательного объяснения этим расхождениям в настоящее время нет.

Учитывая роль бальмеровских скачков в классификации звезд, с одной стороны, и выводы работ [2, 5], с другой, мы поставили задачу - еще раз исследовать температурную зависимость бальмеровских скачков нормальных звезд главной последовательности, основываясь на данных однородных высокоточных спектрофотометрических каталогов [6,7], и сравнить полученную зависимость с теорией.

2. *Новый метод вычисления бальмеровских скачков.* В предыдущей работе [8] были приведены результаты вычислений бальмеровских скачков для 235 нормальных звезд классов В, А и F главной последовательности. Результаты основаны на данных [6,7] и вычислены по новой методике. В чем ее отличие от общепринятой?

Как известно, бальмеровский скачок определяется по формуле

$$D = \lg \frac{F^{3700+}}{F^{3700-}}, \quad (1)$$

где F^{3700-} и F^{3700+} - потоки на длине волны $\lambda=3700\text{\AA}$ в бальмеровском и пашеновском континуумах, соответственно. Если поток F^{3700-} определяется довольно уверенно путем линейной аппроксимации бальмеровского континуума как в традиционном, так и в новом методе вычисления скачка, то при вычислении F^{3700+} имеется некоторая неопределенность. Действительно, у предела серии Бальмера с длинноволновой стороны наблюдается сильная депрессия в спектре из-за сгущения линий, ширина которой достигает 300-400 $\text{\AA}$ в зависимости от спектрального разрешения наблюдательных данных. Для получения потока F^{3700+} приходится использовать далекую экстраполяцию неискаженных линиями пашеновского континуума.

До настоящего времени традиционно применялась линейная экстраполяция спектральной зависимости $\lg F$ от обратной длины волны $1/\lambda$ в этой области спектра. В работе же [8] была предложена нелинейная аппроксимация непрерывного спектра во всем наблюдаемом диапазоне пашеновского континуума, 4000-7400 $\text{\AA}$, представленном в исходных данных [6, 7], с последующей экстраполяцией на $\lambda=3700\text{\AA}$. Аппроксимирующая кривая была задана в следующем виде:

$$\Delta m_{\lambda} = \alpha + \beta \lambda^{-\gamma}, \quad (2)$$

где $\Delta m_{\lambda} = m_{\lambda} - m_{5550}$, параметры α , β и γ определялись из наилучшего совпадения кривой с наблюдаемым континуумом по способу наименьших квадратов. Очевидно, что такая аппроксимация лучше, чем линейная, соответствует ходу непрерывного спектра в пашеновском континууме, особенно для звезд класса F (см. рис. 1 из [8]). В случае линейной аппроксимации у звезд класса F для ее корректности приходится суживать длинноволновый диапазон пашеновского континуума от границы серии Бальмера до $4600\text{\AA}$ (см. [9,10]).

Естественно, что скачки, вычисленные по новому и старому методам, должны отличаться. Иллюстрацией этому является рис. 1, на котором представлено сравнение результатов работ [8] и [9]. Вычисления скачков в этих работах проводились на основе одного и того же наблюдательного материала, но в работе [9] они выполнялись методом линейной экстраполяции как бальмеровского, так и пашеновского континуумов. Как

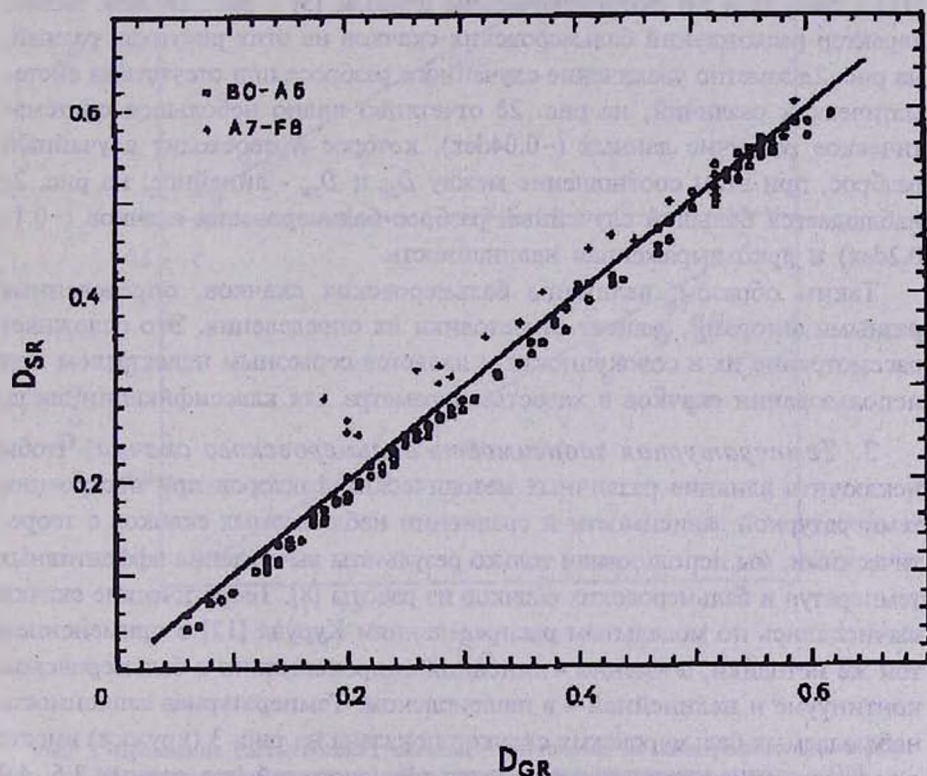


Рис. 1. Сравнение бальмеровских скачков, полученных линейной - D_{GR} и нелинейной - D_{SR} экстраполяцией пашеновского континуума.

видно из рисунка, расхождения являются систематическими и имеют противоположные знаки для ранних (B0-A6) и более поздних (A7-F8) звезд. Но если для ранних звезд они не превосходят 0.02-0.03dex, что лишь незначительно больше случайных ошибок вычисления D (0.016dex [3]), то для более поздних звезд - они превосходят их.

Очевидно, что расхождение бальмеровских скачков будет больше, если вычисления проводились не только по разным методикам, но и с использованием различных наблюдательных данных, при получении которых применялись разные способы регистрации светового потока (фотографический, фотометрический, спектрофотометрический), а также разные методы учета инструментальных и атмосферных эффектов (или их неучет). Мы сравнили величины бальмеровских скачков, полученные нашим методом, со скачками, полученными по спектрофотометрическим данным [10] - рис. 2а, по спектрофотометрическим и фотометрическим данным [11] - рис. 2б и по фотографическим данным [5] - рис. 2с. Как видно, характер расхождений бальмеровских скачков на этих рисунках разный: на рис. 2а заметно увеличение случайного разброса при отсутствии систематических различий; на рис. 2б отчетливо видно небольшое систематическое различие данных ($\sim 0.04\text{dex}$), которое превосходит случайный разброс, при этом соотношение между $D_{\text{сл}}$ и $D_{\text{зв}}$ - линейное; на рис. 2с наблюдается большой случайный разброс бальмеровских скачков ($\sim 0.1-0.2\text{dex}$) и ярко выраженная нелинейность.

Таким образом, величины бальмеровских скачков, определенные разными авторами, зависят от методики их определения. Это осложняет рассмотрение их в совокупности и является серьезным недостатком при использовании скачков в качестве параметра для классификации звезд.

3. Температурная зависимость бальмеровского скачка. Чтобы исключить влияние различных методических факторов при построении температурной зависимости и сравнении наблюдаемых скачков с теоретическими, мы использовали только результаты вычисления эффективных температур и бальмеровских скачков из работы [8]. Теоретические скачки вычислялись по модельным распределениям Куруча [12] с применением той же методики, а именно - линейной аппроксимации в бальмеровском континууме и нелинейной - в пашеновском. Температурная зависимость наблюдаемых бальмеровских скачков показана на рис. 3 (кружки) вместе с теоретическими зависимостями для трех значений $\lg g$, равных 3.5, 4.0 и 4.5.

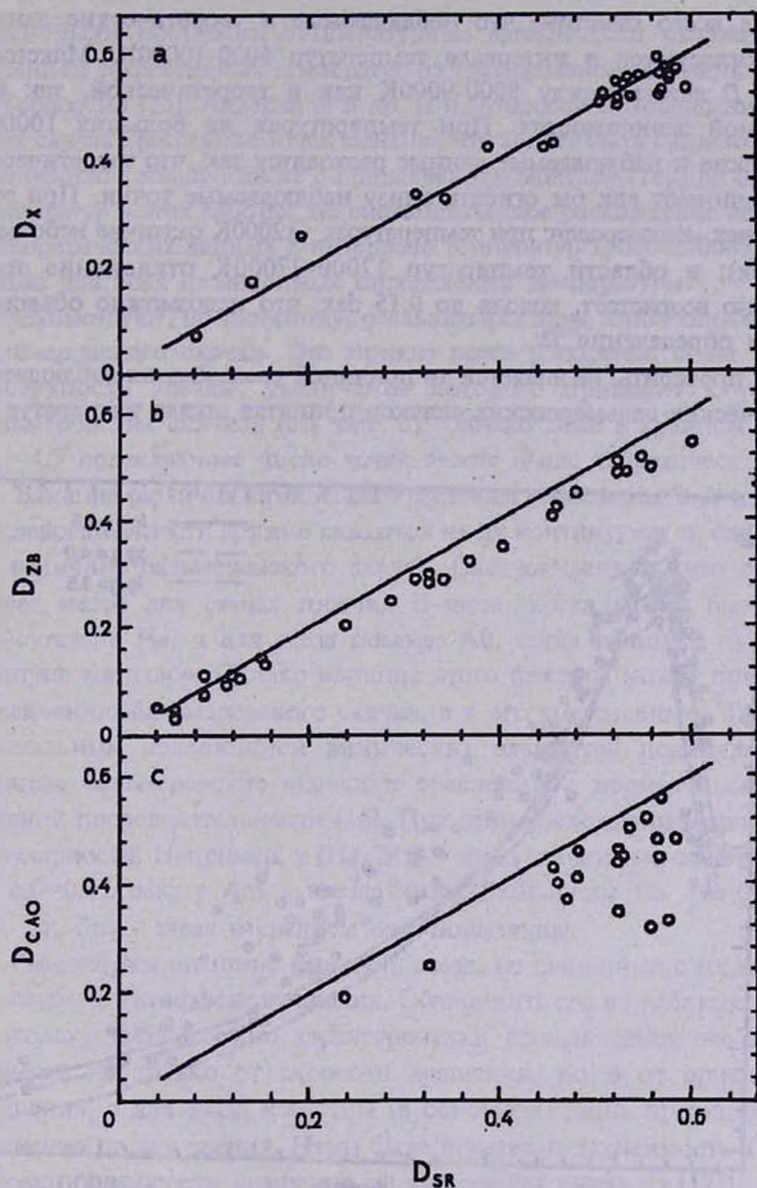


Рис. 2. Сравнение бальмеровских скачков, полученных по спектрофотометрическим данным в [8], со скачками, полученными по спектрофотометрическим данным в [10] - *a*, по спектрофотометрическим и фотометрическим данным в [11] - *b* и по фотографическим данным в [5] - *c*.

Прежде всего отметим, что наблюдаемые и теоретические данные хорошо согласуются в интервале температур 6000-10000K. Максимум значений D лежит между 8000-9000K как в теоретической, так и в наблюдаемой зависимостях. При температурах же больших 10000K, теоретические и наблюдаемые данные расходятся так, что теоретические кривые начинают как бы огибать снизу наблюдаемые точки. При этом разброс точек неоднороден: при температурах <12000K различие небольшое (~ 0.02 dex); в области температур 12000-27000K отклонение точек значительно возрастает, доходя до 0.15 dex, что невозможно объяснить ошибками определения D .

Чтобы проверить, не является ли причиной расхождения наблюдаемых и теоретических бальмеровских скачков принятая шкала температур [8],

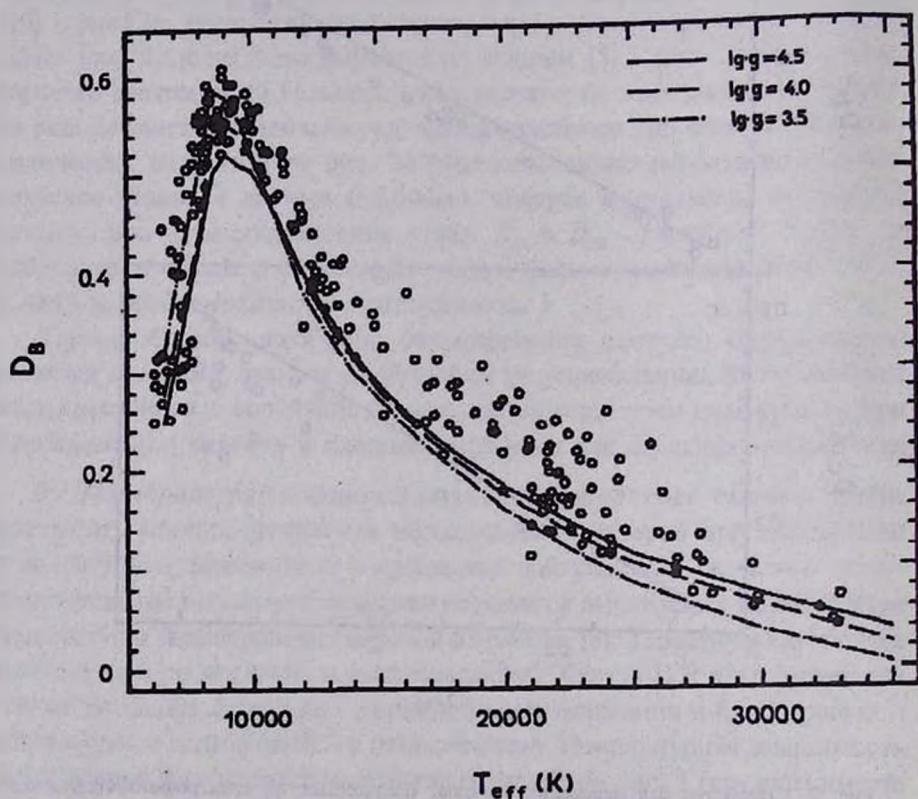


Рис. 3. Температурная зависимость наблюдаемых (кружки) и теоретических бальмеровских скачков по моделим Куруча [12].

нами были построены температурные зависимости скачка с использованием эффективных температур из трех независимых работ: Кондизаса и Теодоссио [13], Андерхилл и др. [14], Моросси и Маладжини [15]. Во всех случаях рассеяние точек меньше, что может быть связано с меньшим количеством звезд, а также с привлечением моделей [12] при определении температур в этих работах, но систематическое расхождение наблюдаемых и теоретических данных в интервале температур 15000-25000K отчетливо видно для всех независимых определений температуры.

Существуют, по-видимому, реальные факторы, влияющие на величину бальмеровского скачка. Это прежде всего ускорение силы тяжести на поверхности звезды, увеличение которого приводит к увеличению бальмеровских скачков (см. рис. 3). Однако даже в крайнем случае при $\lg g=4.5$ подавляющее число точек лежит выше теоретической кривой.

Влияние различия химического состава в атмосферах В-А звезд главной последовательности должно сказаться на их континуумах и, следовательно, на величине бальмеровского скачка. Следует ожидать, что этот эффект имеет место для самых горячих В-звезд, когда может быть ощутимо присутствие He, и для звезд позднее A0, когда начинает чувствоваться наличие металлов. Однако влияние этого фактора может привести не к увеличению бальмеровского скачка, а к его уменьшению. Так, звезды с аномальным содержанием химических элементов показывают уменьшенные бальмеровские скачки в сравнении с нормальными звездами главной последовательности [16]. При этом расхождение зависит от типа пекулярности. Например, у (Hg, Mn) - звезд скачки уменьшены в среднем на $\Delta D=0.05$ dex, у Am - звезд также уменьшены на $\Delta D=0.05$ dex, а у (Sr, Cr, Eu) - звезд в среднем они нормальны.

Рассмотрим внешние различия звезд, не связанные с их атмосферой. Во-первых, это эффект вращения. Обнаружить его из наблюдений трудно, поскольку наблюдаемые характеристики вращающейся звезды должны зависеть не только от скорости вращения, но и от ориентации оси вращения, а для звезд известны (в основном) лишь проекции скорости вращения на луч зрения. Нами была построена зависимость D от $V \sin(i)$ (проекции скорости вращения на луч зрения взяты из [17]), которая не показала заметного влияния эффекта вращения на D . Аналогичный результат был получен также в работе [18].

Во-вторых, возможное наличие мантий вокруг нормальных звезд. Как было показано в [3], излучение мантии, имеющее отрицательную величину бальмеровского скачка, накладываясь на излучение звезды, приводит к

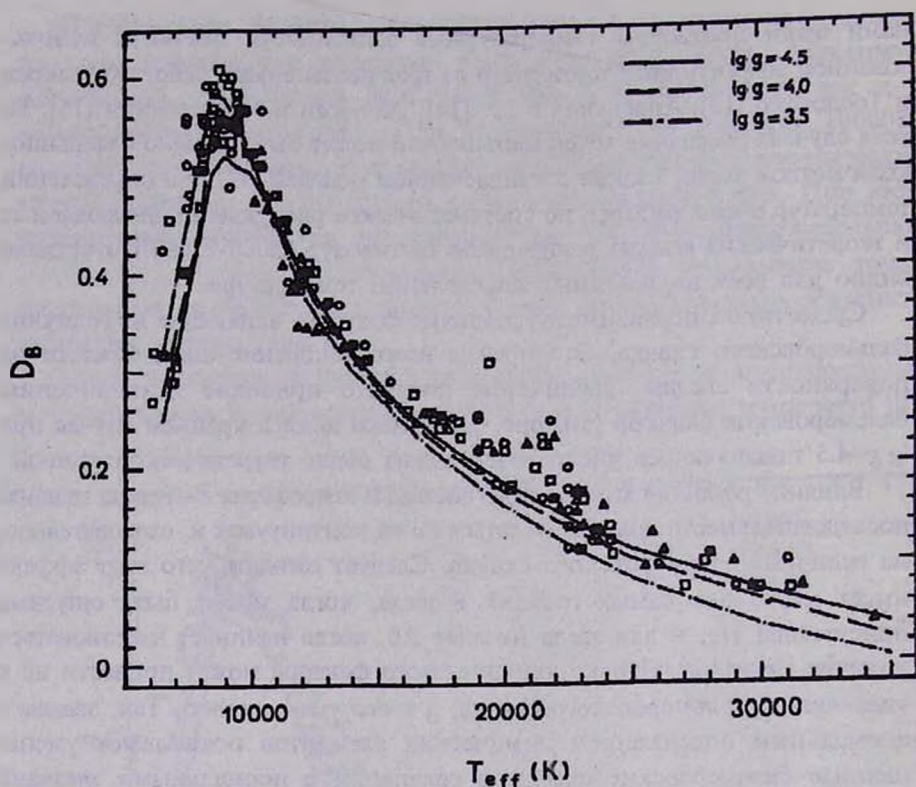


Рис. 4. Температурная зависимость наблюдаемых бальмеровских скачков для трех температурных шкал: Контисаса и Теодосию [13] - кружки, Андерхилл и др. [14] - треугольники и Моросси и Маладжини [15] - квадратики.

уменьшению D . Учитывая вышеизложенное, естественней было бы видеть, что теоретические кривые на рис. 3 огибают сверху наблюдаемые точки. Остается предположить, что модели [12] недостаточно совершенны в области высоких температур и вблизи бальмеровского скачка, либо существуют неизвестные пока механизмы, увеличивающие бальмеровский скачок. К выводу о несовершенстве моделей [12] пришли также авторы работы [5]. Они получили аналогичный результат при сравнении наблюдаемых и теоретических бальмеровских скачков (см. рис. 12 из [5]), который объясняют завышением расчетного потока на $\lambda 3700 \text{ \AA}$ с коротковолновой стороны от скачка в теоретических спектрах [12] из-за неучета большого числа слабых перекрывающихся линий спектра

водорода, образующих бленду. Это должно приводить к систематическому занижению теоретических бальмеровских скачков D при фиксированных T_{eff} и $\lg g$. В свою очередь, мы хотели бы обратить внимание на влияние эффектов отклонения от локального термодинамического равновесия на интенсивность водородных линий и вид бальмеровского скачка. Последний может оказаться чувствительным как к изменению относительных интенсивностей высших членов серии Бальмера, блендирующих поток вблизи предела серии, так и к населенности второго уровня, темп ионизации с которого определяет коэффициент связанно-свободного поглощения и, следовательно, величину бальмеровского скачка.

4. *Заключение.* Из проведенного на основе высокоточного наблюдательного материала анализа величин бальмеровских скачков звезд главной последовательности можно сделать следующие выводы.

1. Величины бальмеровских скачков, определенные разными авторами, зависят как от способа их вычислений, так и от методов наблюдений и учета инструментальных и атмосферных факторов при редукции наблюдательных данных. Это ограничивает возможность использования бальмеровских скачков в качестве наблюдаемого параметра эффективной температуры звезд.

2. Зависимость D от T_{eff} показывает большое рассеяние точек, которое невозможно объяснить ошибками наблюдательных данных и вызвано, по-видимому, реальными различиями бальмеровских скачков у звезд с одинаковой температурой.

3. Наблюдаемые бальмеровские скачки существенно превосходят теоретические [12] в интервале температур 12000-27000К. Причиной этих расхождений, как нам представляется, является несовершенство теоретических распределений энергии [12]. Возможно, эти разногласия уменьшаются или совсем исчезнут при использовании новых, более совершенных теоретических данных [19].

Главная астрономическая обсерватория,
Пулково, Россия

THE BALMER DISCONTINUITIES OF THE MAIN SEQUENCE STARS. COMPARISON WITH THEORY

N.A.SOKOLOV, E.V.RUBAN

The correspondence between the Balmer discontinuities and the effective temperatures of main sequence stars is considered. Here we find, that the observational Balmer discontinuities and the theoretical ones from Kurucz's models show systematical disagreements. The nature of this is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Шалонж, *Астрон. ж.*, 33, 490, 1956.
2. D.Chalonge, L.Divan, *Astron. Astrophys.*, 55, 117, 1977.
3. Е.В.Рубан, *Астрофизика*, 21, 111, 1984.
4. B stars with and without Emission Lines, ed. A.B. Underhill, V. Doazan, NASA, Sp-456, 1982.
5. С.А.Гуляев и др. *Изв. Спец. астрофиз. обсерв.*, 22, 3, 1986.
6. Н.А.Алексеев и др., *Тр. ГАО АН СССР*, 83, 3, 1978.
7. Г.А.Алексеева и др., *Каталог абсолютных распределений энергии в спектрах 183 звезд в диапазоне 3200-10800А*, Деп. ВИНТИ, N 2113 - В92, 96, 1992.
8. N.A.Sokolov, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 110, 553, 1995.
9. Е.И.Гаген-Торн, Е.В.Рубан, *Бальмеровские скачки, спектрофотометрические градиенты и температуры звезд по результатам спектрофотометрических наблюдений*. Деп. ВИНТИ, N6001-B83, 24, 1983.
10. В.М.Терещенко, А.В.Харитонов, *Тр. Астрофиз. ин-та АН Каз. ССР*, 21, 1972.
11. J.Zorec, D.Briot, *Astron. Astrophys.*, 245, 150, 1991.
12. R.L.Kurucz, *Astrophys. J Suppl. Ser.*, 40, 1, 1978.
13. E.Kontizas, E.Theodossiou, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 192, 745, 1980.
14. A.B.Underhill et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 189, 601, 1979.
15. C.Morossi, M.L.Malagnini, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 60, 365, 1985.
16. Ю.В.ГлазOLEВСКИЙ, Г.П.Топильская, *Изв. Спец. астрофиз. обсерв.*, 22, 13, 1987.

17. *А.А.Архаров и др.*, Каталог спектральных, фотометрических, пространственных и физических характеристик 610 ярких звезд. Деп. ВИНТИ, N3527-B91, 167, 1991.
18. *И.Н.Глушкова*, Астрон. ж., 59, 523, 1982.
19. *R.L.Kilic*, Proc. IAU Coll. N 138 "Peculiar versus Normal Phenomena in A-type and Related Stars", ed. *M.Dworetzky, F.Castelli, R.Faraggiana*, ASP Conference Ser., 44, 87, 1993.

УДК 524.42

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД С ОКОЛОЗВЕЗДНЫМИ ПЫЛЕВЫМИ ОБОЛОЧКАМИ. I.

Р.Х.ОГАНЕСЯН, Р.А.ЕПРЕМЯН, А.А.КАРАПЕТЯН

Поступила 10 сентября 1995

Принята к печати 31 октября 1995

Представлены результаты исследования околозвездных пылевых оболочек 36 звезд ранних (О-В-А) типов в направленных ассоциациях Cas OB1, Cas OB2, Per OB1, Ori OB1.

Определены поглощение на λ 1640А, линейный радиус пылевых оболочек, средняя величина коэффициента k_λ и масса оболочек. Они отличаются друг от друга значительно (см. табл. 1).

1. *Введение.* В наших работах (см., например [1]) были представлены результаты исследования пространственного распределения более 800 звезд ранних типов и поглощающей материи в направлениях звездных ассоциаций на основе наблюдений на космическом телескопе "Глазар" [2].

Естественно, что поглощение на 1640А гораздо больше, чем в видимом диапазоне, в V лучах. Поэтому целесообразнее определять расстояния звездных группировок по методу построения графика переменной экстинкции, т.е. по зависимости модуля расстояния $(m-M)_{1640}$ наблюдавшихся звезд от их избытка цветов $E(m_{1640}-V)$.

Нами были выявлены 44 звездные группировки, состоящие из ранних (О, В и А) звезд, 20 из которых ранее не были известны.

Исследования поглощающей материи по данным "Глазара" показывают, что в областях обнаруженных звездных ассоциаций пылевая материя, в основном, распределена неравномерно и клочковато. В пространстве между ассоциациями пыли нет.

Необычно большое поглощение на 1640А у некоторых звезд можно, по-видимому, объяснить тем, что эти звезды погружены в плотные околозвездные пылевые облака. Среди них имеются и звезды с ИК излучением [3].

В настоящей работе приводятся результаты исследования 36 звезд с пылевыми оболочками.

2. *Поглощение, обусловленное околозвездными пылевыми оболочками.* На основании данных, приведенных в работе [4, 5] в направлениях звездных ассоциаций Cas OB1, Cas OB2, Per OB1 и Ori OB1 были выявлены 36 звезд, которые, по-видимому, обладают околозвездными пылевыми оболочками, из них 17 показывают ИК - эмиссию [3] (см. табл. 1).

Чтобы определить поглощение, обусловленное околозвездной пылевой оболочкой, необходимо сравнить поглощение на $\lambda 1640\text{\AA}$ для звезды с пылевой оболочкой со средней величиной поглощения на $\lambda 1640\text{\AA}$ для звезд, не имеющих околозвездные оболочки. На небе они должны быть расположены близко к исследуемой звезде и находиться на расстояниях звезды или дальше. Если в окрестности данной звезды нет таких звезд, то в этом случае определяется средняя величина межзвездного поглощения на $\lambda 1640\text{\AA}$ для наблюдаемой области (см. [6]), с которой и сравнивается поглощение звезды с пылевой оболочкой, т.е. определяется разность поглощений на $\lambda 1640\text{\AA}$ исследуемой звезды и средней величины поглощений в данной области (либо в окрестности данной звезды). Эта разность считается поглощением, обусловленным околозвездной пылевой оболочкой звезды.

При таком подходе учитывается и эффект ослабления излучения звезд ранних типов в далеком ультрафиолетовом диапазоне из-за присутствия ионизационных зон (зон Стремгrena) [7]. Определенные таким образом значения ΔA_{1640} вместе с другими параметрами (порядковые номера, HD, BD - номера, спектральные классы, полное поглощение) представлены в табл. 1.

Список звезд сравнения для каждой исследуемой звезды с пылевой оболочкой представлен в табл. 2.

В первом столбце этой таблицы приведены порядковые номера исследуемых звезд, взятые из табл. 1. Далее приведены HD - номера, спектральные классы, величины межзвездного поглощения (A_{1640}), взятые из работ [4,5] для звезд сравнения и средние значения поглощений (A_{1640}), если число звезд сравнений больше одного. С этими величинами и были сравнены поглощения исследуемых звезд.

При этом, для одной звезды из изучаемых звезд N2 не представлены номера звезд сравнения. Дело в том, что звезда N2=HD12303 из области

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД С ОКОЛОЗВЕЗДНЫМИ
ПЫЛЕВЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

№ п/п	HD, BD	Спектр	Погло- щ. в обол.	Пог- лощ. в обол. ΔA_{1600}	Расст. звезд в пк	Показатели цвета		Радиус оболоч. в а. е.	Масса пыл. об. в $M_{\odot}$
			A_{1600}			12-25	25-60		
1	5233	B3 V	2.89	2.00	430	-	-	1230	$7.5 \cdot 10^{-4}$
2	12303	B3 V	4.92	4.92	42	-0.45	0.51	3030	$1.1 \cdot 10^{-3}$
3	12856	B0 pe	6.07	3.37	2220	-	-	2070	$3.6 \cdot 10^{-3}$
4	13669	B2 Ve	4.01	1.47	550	-	-	910	$3.0 \cdot 10^{-4}$
5	13970	B1 V	4.73	2.25	900	-	-	1380	$1.1 \cdot 10^{-3}$
6	14433	B9.5 Ia	6.49	6.57	1380	-1.25	0.75	2200	$4.3 \cdot 10^{-3}$
7	14489	A0 Ia	3.92	1.00	1300	-1.38	0.88	620	$9.4 \cdot 10^{-3}$
8	14818	B1 Iac	4.94	1.94	1400	-0.08	0.51	1190	$6.9 \cdot 10^{-4}$
9	33483	B8 V	3.05	1.95	350	-	-	1200	$7.0 \cdot 10^{-4}$
10	33646	F5 III	1.77	1.76	85	-1.56	0.77	1080	$5.1 \cdot 10^{-4}$
11	33831	A0 V	4.48	4.47	130	-	-	2750	$8.4 \cdot 10^{-3}$
12	34163	B8 V	3.59	2.87	330	-	-	1770	$2.2 \cdot 10^{-3}$
13	34341	B9 V	2.40	1.78	300	-	-	1100	$5.3 \cdot 10^{-4}$
14	34503	B5 III	0.93	0.40	150	-1.39	0.28	250	$6.0 \cdot 10^{-6}$
15	35972	B7 Ve	1.75	1.02	550	-	-	630	$1.0 \cdot 10^{-4}$
16	36760	B6.5 V	4.13	3.40	210	-	-	2090	$3.7 \cdot 10^{-3}$
17	36917	B9.5 Vp	2.75	2.49	190	-0.58	2.63	1530	$1.5 \cdot 10^{-4}$
18	36981	B4.5 V	1.70	1.22	470	-	-	750	$1.7 \cdot 10^{-4}$
19	37061	B0 V	3.99	3.64	700	2.09	1.15	2240	$4.5 \cdot 10^{-3}$
20	37057	B9 V	2.90	1.99	370	-	-	1230	$7.4 \cdot 10^{-4}$
21	37115	B4 Ve	2.89	2.24	280	-	-	1380	$1.1 \cdot 10^{-3}$
22	37303	B1.5 V	3.33	2.98	130	0.86	1.50	1830	$2.5 \cdot 10^{-3}$
23	37411	A0.5 V	0.98	0.78	510	1.17	0.35	480	$4.5 \cdot 10^{-3}$
24	37428	B7.5 V	1.93	1.73	450	-	-	1070	$4.9 \cdot 10^{-4}$
25	37699	B3 V	1.07	0.59	590	0.48	1.34	360	$1.9 \cdot 10^{-3}$
26	37806	B7.5 Vpe	3.27	2.67	240	-0.17	-0.65	1640	$1.8 \cdot 10^{-3}$
27	38051	B3 V	5.83	5.26	220	-	-	3240	$1.4 \cdot 10^{-3}$
28	38087	B3 V	1.26	0.56	780	1.29	2.94	350	$1.7 \cdot 10^{-3}$
29	38088	B9.5 V	3.50	3.20	280	-	-	1970	$3.1 \cdot 10^{-3}$
30	38120	B9 V	1.14	0.87	480	0.73	-0.09	540	$6.2 \cdot 10^{-3}$
31	38292	A0 V	2.92	2.54	120	-	-	1560	$1.5 \cdot 10^{-3}$
32	39777	B2 V	0.23	0.15	560	0.48	1.59	90	$3.2 \cdot 10^{-7}$
33	+59°2670	B9 V	3.83	2.82	400	-	-	1740	$2.1 \cdot 10^{-3}$
34	219634	B0.5 III	4.38	2.21	740	0.48	2.92	1360	$1.0 \cdot 10^{-3}$
35	220057	B2 IV/V	2.40	0.96	480	-	-	590	$8.3 \cdot 10^{-3}$
36	220102	F0 I	3.50	1.56	1190	-0.88	2.98	960	$3.6 \cdot 10^{-4}$

ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ

№ п/п	Звезды сравн. HD	Спектр	Полное поглощ. A_{1600}	Средн. поглощ. A_{1600}	№ п/п	Звезды сравн. HD	Спектр	Полное поглощ. A_{1600}	Средн. поглощ.. A_{1600}
1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
1	3924	B9.5 III	1.00	0.89		37209	B1.5 IV	0.18	±0.30
	4442	F4 III	0.16	±0.62		37373	B7.5 V	0.49	
	4797	A0 V	0.93		19	37150	B2 V	0.77	0.35
	5342	B9 II	1.94		20	37114	B9 V	1.45	0.91
	5408	B9 IV	0.93			37411	A0.5 V	0.98	±0.58
	5409	B9 V	0.37			37887	B9.5 V	0.30	
2	-	-	0.00	0.00	21	36916	B4.5 V	1.16	0.65
3	12323	O9.5 V	2.68	2.70		37150	B2 V	0.77	±0.42
	12727	B1 III	2.73	±0.03		37209	B1.5 IV	0.18	
4	12323	O9.5 V	2.68	2.54		37373	B7.5 V	0.49	
	12727	B1 III	2.73	±0.28	22	37209	B1.5 IV	0.18	±0.36
	13717	B9 II	2.22			37481	B1.5 IV	0.11	
5	12727	B1 III	2.73	2.48	23	37209	B1.5 IV	0.18	0.20
	13717	B9 II	2.22	±0.26	24	37470	B7.5 IV	0.30	±0.10
6	14443	B2 I	2.49			37481	B1.5 IV	0.11	
6,7	14052	B2 I	2.78	2.92	25	37686	B9 V	0.0.5	0.48
	14134	B5 Ia	3.50	±0.52		37744	B1 V	0.84	±0.40
	14443	B2 I	2.49			37807	B3 V	0.56	
8	14134	B5 Ia	3.50	3.00	26	37686	B9 V	0.05	0.60
	14443	B2 I	2.49	±0.50		37744	B1 V	0.84	±0.40
9	34100	B8 V	1.37	1.10		37886	B7.5 V	0.91	
	34307	B8 V	1.26	±0.37		37927	B6 V	0.61	
	34672	B8 V	0.68		27	37807	B3 V	0.56	0.43
10	33752	A0 V	0.00	0.01		37887	B9.5 V	0.30	±0.13
11	34180	B9.5 V	0.04	±0.02	28	37744	B1 V	0.84	0.70
	34480	A1 V	0.00			37807	B3 V	0.56	±0.14
12	33189	B9 V	1.24	0.72	29	37887	B9.5 V	0.30	0.30
	34480	A1 V	0.00	±0.64	30	37209	B1.5 IV	0.18	0.27
	34637	B1 V	0.91			37373	B7.5 V	0.49	±0.17
13	34416	B9 V	1.10	0.62		37481	B1.5 V	0.11	
	34502	B9 V	0.75	±0.55		37470	B7.5 V	0.30	
	34595	B9 V	0.02		31	37547	B9.5 V	0.00	0.38
14	36935	B5 V/TV	0.60	0.53		37846	A1 V	0.84	±0.45
	37332	B4 V	0.93	±0.13		37887	B9.5 V	0.30	
	38755	B5 V	0.61		32	37481	B1.5 V	0.11	0.08
15	36046	B4.5 V	0.95	0.73		37686	B9 V	0.05	±0.03
16	36312	B7 V	0.63	±0.19	33	218724	B9 V	1.28	1.01
	39935	B5 V/TV	0.60			220016	B3 V	1.44	±0.61
17	37373	B7.5 V	0.49	0.26		220819	F0 II	0.32	
	37547	B9.5 V	0.00	±0.25	34	221334	B3 III	2.17	2.17
	37887	B9.5 V	0.30		35	220016	B3 V	1.44	1.44
18	37150	B2 V	0.77	0.48	36	5342	B9 II	1.94	1.94

Per OB1, как видно из табл. 1, находится к нам очень близко ($d=40$ пк) и у нее наблюдается удивительно большое поглощение около 5^m на 1640Å , что, по всей вероятности, обусловлено только наличием околозвездной пылевой материи.

3. *Линейные размеры околозвездных пылевых оболочек.* Для оценки линейных размеров околозвездных пылевых оболочек, обнаруженных космическим телескопом "Глазар" на 1640Å , необходимо знать среднюю величину коэффициента экстинкции в см^{-1} . Обозначая этот коэффициент через k_λ и интегрируя вдоль луча зрения в пылевой оболочке по радиусу оболочки (r), получим оптическую толщину (τ_λ) оболочки в данной длине волны λ ,

$$\tau_\lambda = k_\lambda r. \quad (1)$$

На практике, вместо k_λ чаще употребляется значение полного поглощения (A_λ), выраженное в звездных величинах:

$$r = 0.921 A_\lambda / k_\lambda \quad (2)$$

Что же касается коэффициента экстинкции k_λ , то значение этого параметра было определено нами, используя данные [8-10], для α Лиры (AOV). По данным [8] радиус Δr околозвездной пылевой оболочки вокруг α Лиры равен 140 а.е., а по данным [9] наблюдаемая величина показателя цвета ($m_{1640} - V$) для этой звезды отрицательная и равна -0.48 . Величина нормального показателя цвета ($m_{1640} - V$)₀ для звезды α Лиры, согласно [10], равна -0.61 , следовательно величина избытка цвета

$$E(m_{1640} - V) = (m_{1640} - V) - (m_{1640} - V)_0 = -0.48 + 0.61 = 0.13,$$

следовательно, значение полного поглощения равно:

$$A_{1640} = 1.75 E(m_{1640} - V) = 0.23.$$

Учитывая, что α Лиры находится очень близко (8.1 пк [8]), можно считать, что ее поглощение практически целиком обусловлено околозвездной пылевой оболочкой ΔA_{1640}

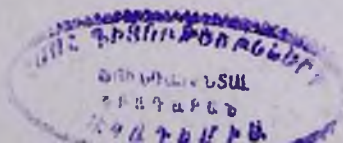
$$\Delta A_{1640} = A_{1640} = 0.23.$$

Из (2) имеем

$$k_{1640} = 0.921 \Delta A_{1640} / \Delta r = 10^{-16} \text{ см}^{-1},$$

где Δr выражено в см.

Имея численное значение k_{1640} в предположении, что свойства пылинки в пылевых оболочках не сильно отличаются, из соотношения (2)



можно определить линейные радиусы пылевых оболочек. Значения Δr приведены в табл. 1 (столбец 9).

4. *Массы околозвездных пылевых оболочек.* Точно определить массу пылевой оболочки трудно, но оценить их величины, хотя бы грубо, возможно. Для этого необходимо знать полное поглощение (ΔA_{1640}), обусловленное пылевой оболочкой, диаметр оболочки ($2\Delta r$), среднюю концентрацию пылевых частиц ($\bar{N}_g$), радиусы частиц (a) и коэффициент рассеяния одной частицей (σ_λ).

Величины ΔA_λ и Δr определены нами на основании [4,5]. Что касается величин σ_λ и N_g , то согласно [11] в визуальных лучах $\sigma_V N_g \Delta r = 0.921 \Delta A_V$, а $\sigma_V = \pi \cdot a^2$, а соответственно этому $\bar{N}_g$ определяется из условия

$$\bar{N}_g = 0.921 \Delta A_V / \pi a^2 \Delta r. \quad (3)$$

Согласно [12] $\Delta A_V = 3.3 \Delta E(B-V)$, а по [13] $\Delta A_{1640} = 7.69 \Delta E(B-V)$, откуда $\Delta A_V = 0.429 \Delta A_{1640}$. Тогда из (3)

$$\bar{N}_g = 0.395 \Delta A_{1640} / \pi a^2 \Delta r. \quad (4)$$

Согласно [8] радиусы пылинок в пылевой оболочке звезды α Лиры находятся в интервале $0.1 < a < 10$ мкм. Поэтому численная величина $\bar{N}_g$ определена нами при среднем значении радиуса пылинок $\bar{a} = 5 \cdot 10^{-4}$ см. Тогда, согласно (4):

$$\bar{N}_g = 5.43 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-3}.$$

Масса одной частицы:

$$m_g = (4\pi / 3) a^3 2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad (5)$$

где $2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ удельная плотность частиц пыли.

Тогда из (5) $m_g = 1.05 \cdot 10^{-9}$ г. Согласно этим данным плотность пылевой материи в оболочке

$$\rho_g = \bar{N}_g m_g \text{ г} \cdot \text{см}^{-3} \quad (6)$$

равна $5.73 \cdot 10^{-20} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Имея величину ρ_g , можно оценить массы околозвездных пылевых оболочек в единицах $M_\odot$ по формуле:

$$M_{0.6} = (4\pi / 3) (\Delta r)^3 \rho_g M_\odot^{-1}. \quad (7)$$

Значения $M/M_{\odot}$ определены по (7) и приводятся в последнем столбце табл. 1.

5. *Двухцветная диаграмма для звезд с ИК-излучением.* По величинам потоков на длинах волн 12, 25 и 60 мкм [3], определенных по методу [14] показателей цвета (12)-(15) и (25)-(60) (табл. 1., столбцы 7,8), приведенных на двухцветной диаграмме (рис. 1, точки) видно, что ИК-излучение упомянутых выше 17 звезд находится дальше чернотельного излучения и принадлежит околозвездным средам. Для сравнения на рис. 1 представлены также показатели цвета (они отмечены крестиками) для 4 звезд Хербига Ae/Be: BD+61°154, AB Aur, V 380 Ori и HD 259431 (последняя наблюдалась "Глазаром") и 3 пекулярных звезд - HD 31648, HD 50138 и HD 190073 с известными околозвездными пылевыми оболочками [7].

Как видно из рис. 1, показатели цвета (12)-(15) и (25)-(60) попадают в область (сплошная линия), обусловленную чернотельным ИК -

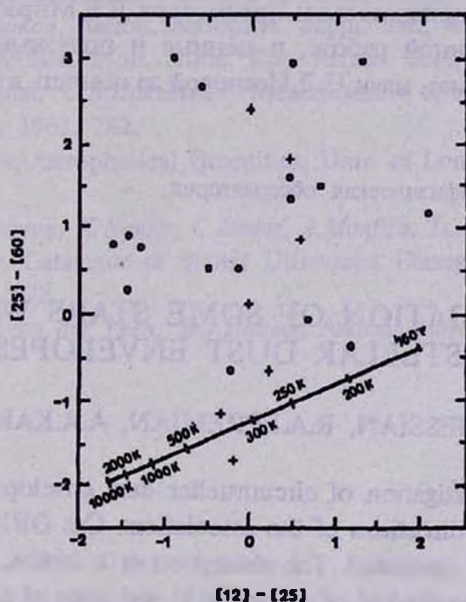


Рис. 1. Двухцветная (12)-(25) и (25)-(60) диаграмма для 17 звезд с околозвездными пылевыми оболочками по данным IRAS [3] точки (•). Для сравнения приведены показатели цвета (12)-(25) и (25)-(60) для 7-и звезд с известными пылевыми оболочками по данным [3] крестики (+). Сплошная линия представляет показатели цвета (чернотельного) Планковского излучения разных температур (10000-2000°K).

излучением звезд с Тэфф от 10000° до 2000°К. Это означает, что ИК - излучение на самом деле принадлежит околозвездным пылевым оболочкам.

6. *Заключение.* Анализ результатов исследований, выполненных по наблюдениям на $\lambda 1640\text{A}$ с помощью космического телескопа "Глазар" четырех областей в направлении звездных ассоциаций Cas OB1, Cas OB2, Per OB1 и Ori OB1 позволяет сделать следующие выводы:

1. Обнаружено 36 звезд с предполагаемыми околозвездными пылевыми оболочками (5 в Кассиопее, 7 в Персее и 24 в Орионе).

2. Присутствие пылевых оболочек подтверждается наблюдениями IRAS [3]. Почти половина звезд является источниками ИК - излучения (см. рис. 1).

3. Поглощение, вызванное пылевой оболочкой, различно у разных звезд. Величина $A_{\lambda 1640}$ находится в интервале $0^m.15 + 5^m.26$.

4. Определены линейные радиусы и массы пылевых оболочек исследованных звезд. Эти параметры значительно отличаются друг от друга (см. табл. 1, столбцы 9,10).

Авторы искренне признательны профессору Л.В.Мирзояну за проявленный интерес к данной работе, и ценные и полезные замечания, а также кандидату физ.-мат. наук Н.Л.Ивановой за помощь в корректировке текста.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,
Армения

INVESTIGATION OF SOME STARS WITH CIRCUMSTELLAR DUST ENVELOPES. I.

R.Kh.HOVHANNESIAN, R.A.EPREMIAN, A.A.KARAPETIAN

The results of investigation of circumstellar dust envelopes for 36 earlier type (O-B-A) stars in directions of the associations Cas OB1, Cas OB2, Per OB1 and Ori OB1 are presented. The absorption at $\lambda 1640\text{A}$, linear radius of dust envelopes, mean coefficient of extinction k_{λ} and mass of circumstellar dust envelopes are determined. They differ each other essentially (Table 1).

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.M.Tovmassian, R.Kh.Hovhannessian, R.A.Epremian, D.Huguenin*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **100**, 501, 1993.
2. *Г.М.Товмасын, Ю.М.Ходжасянц, М.Н.Крмоян, А.Л.Кашиш, А.З.Захарян, Р.Х.Оганесян, М.А.Мкртчян, Г.Г.Товмасын, Д.Югенен, В.В.Бутюв, Ю.В.Романенко, А.И.Лавейкин, А.П.Александров*, *Письма в Астрон. ж.* **14**, 291, 1988.
3. *Infrared Astronomical Setellite (IRAS) Catalogs and Atlases V. 2-6*, 1988.
4. *Г.М.Товмасын, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен*, *Астрофизика*, **33**, 329, 1990; **34**, 301, 1991.
5. *Г.М.Товмасын, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян, Д.Югенен, А.С.Викторенко, А.А.Серебров*, *Астрон. ж.*, **68**, 942, 1991.
6. *M.L.Sitko, B.D.Savage, M.L.Meade*, *Astrophys. J.*, **246**, 161, 1986.
7. *G.A.Gurzadian, S.S.Rustambekova*, *Astrophys. Space Sci.*, **69**, 269, 1980.
8. *N.S.van der Blik, T.Prusti, L.B.F.M.Waters*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 229, 1994.
9. *P.R.Wesselius, R.J.van Duinen, A.R.W.de Jange, J.W.A.Alders, W.Luinge, K.J.Wildeman*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **49**, 427, 1982.
10. *D.J.Carnochan*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **201**, 1139, 1982.
11. *С.А.Каплан, С.В.Пикельнер*, *Межзвездная среда*, Гос. изд. физ.-мат. лит. М., 1963, 242.
12. *C.W.Allen*, *Astrophysical Quantities*, Univ. of London, The Athlone Press, 1973.
13. *G.J.Thompson, K.Nandy, C.Jamar, A.Monfils, L.Houziaux, D.J.Carnochan, R.Wilson*, *Catalogue of Stellar Ultraviolet Fluxes*, The Science Research Concl, 1978.
14. *W.E.C.J.van der Veen, H.J.Habing*, *Astron. Astrophys.*, **194**, 125, 1988.

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. VII ПОЛОСА $+76^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$

Г.В.АБРАМЯН, К.С.ГИГОЯН, Г.М.ШАХБАЗЯН

Поступила 10 октября 1995

Принята к печати 31 октября 1995

Приводится седьмой список звезд поздних М и С спектральных классов, отобранных на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Данные о 24 объектах, из которых 2 звезды являются углеродными звездами ранних подклассов (R-звездами), приводятся впервые. Установлена спектральная принадлежность двух известных звезд. Объекты расположены в зоне $3^{\text{h}}40^{\text{m}} \leq \alpha \leq 18^{\text{h}}30^{\text{m}}$ и $+76^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$.

1. *Введение.* Продолжается отбор и каталогизация слабых звезд поздних М и С спектральных классов на базе низкодисперсионного материала Первого Бюраканского спектрального обзора неба (First Byurakan Survey - FBS [1]) с целью изучения этих объектов на высоких галактических широтах. Целесообразность и необходимость изучения слабых звезд указанных спектральных классов на высоких галактических широтах отмечалась нами в предыдущих наших работах [2-4]. Некоторые данные о FBS - обзоре и о критериях выделения звезд спектральных классов М и С на пластинках обзора изложены в предыдущих работах данной серии [5-10].

Для поиска более слабых углеродных звезд на высоких галактических широтах недавно Грином и др. [11] начат широкоугольный ПЗС - обзор с помощью 0.9м телескопа системы Шмидта обсерватории Китт Пик.

В настоящей статье, являющейся продолжением работ этой серии [5-10], дается седьмой список новых слабых звезд спектральных М и С классов, отобранных на пластинках FBS - обзора. Сообщается о принадлежности двух известных звезд к спектральному М классу. Для всех отобранных звезд, приведенных в предыдущих сериях настоящей

работы [5-10], а также для всех объектов, приведенных в настоящей работе (табл. 1), выполнена автоматизированная идентификация с точечными инфракрасными (IRAS) источниками. Ниже описан этот метод идентификации, который будет использоваться и в дальнейшем для новых отобранных объектов при изучении новых зон обзора FBS.

2. *IRAS - идентификация звезд.* Кроме исследования связи с известными объектами [12-22] по максимальной идентичности координат, для всех отобранных М и С звезд на пластинках обзора FBS (из изученных до сих пор зон обзора FBS) нами проведена также и автоматизированная идентификация (с помощью персонального компьютера IBM PC) с IRAS точечными источниками, для чего использовались данные трех каталогов: PSC - Point Source Catalog, FSC - Faint Source Catalog и SSC - Serendipitous Survey Catalog [23-25] (данные для части объектов из известных каталогов [12-22] содержатся в IRAS каталогах [23-25], как объекты ассоциированные).

Идентификация звезд спектральных классов М и С, выявленных нами на низкодисперсионных пластинках обзора FBS с IRAS источниками естественна, так как звезды поздних спектральных классов являются сильными источниками инфракрасного излучения. Суть такой идентификации заключается в следующем. В память компьютера вводятся координаты всех отобранных красных звезд, определенные нами на Е - картах Паломарского обозрения. Далее, с помощью специальной программы на дисплее компьютера выводятся положения того IRAS источника, вместе со своим эллипсом позиционной неопределенности [26], координаты которого наиболее близки к координатам нашего объекта. Звезда считается идентифицированной с IRAS источником, если она находится внутри эллипса позиционной неопределенности инфракрасного точечного источника (все это рассматривается внутри поля, размером $1'$, которое создается с помощью программы вокруг каждой звезды, координаты которой введены нами).

Однако в особых случаях, из - за достаточной близости координат двух IRAS источников, эллипсы этих источников накладываются друг на друга и тогда звезда находится одновременно внутри двух эллипсов (а в редких случаях и внутри трех эллипсов). В подобных случаях для наиболее вероятной идентификации с одним из этих IRAS источников, рассматриваются комплекс параметров, таких как максимальное сходство координат, ассоциированность и спектральная принадлежность этих источ-

ников, а если они являются неизвестными IRAS источниками, то рассматривается расположение этих источников на цвет - цвет диаграмме (т.е. рассматриваются IRAS цвета), что очень важно для звезд разных спектральных классов [27-30].

Следует отметить, что в преобладающем большинстве случаев, наши звезды находятся в непосредственной близости одного инфракрасного источника (естественно, внутри эллипса позиционной неопределенности источника) или они накладываются друг на друга, что, конечно, зависит от точности определения координат на PA E - картах. В результате определяются такие две важные характеристики, как угловое расстояние между FBS и IRAS объектами и позиционный угол, считываемый в направлении север - восток. Результаты автоматизированной идентификации, а также и некоторые данные, будут приведены в дальнейшем в виде отдельного каталога.

3. *Список красных звезд.* Наш список содержит данные о красных звездах, отобранных на пластинках обзора FBS, расположенных в полосе $3^h40^m \leq \alpha \leq 18^h30^m$ и $+76^\circ \leq \delta \leq +80^\circ$. Данная полоса обзора содержит 14 частично перекрывающихся полей общей площадью около 184 квадратных градусов, для которых сняты 24 пластинки. В результате просмотра фотонегативов указанной полосы, выявлена 31 красная звезда (4 углеродных, 26 M звезд и одна звезда спектрального S класса - WY CAM).

В табл. 1 для этих объектов последовательно даны: 1 - порядковый номер, 2 - FBS обозначение, 3 и 4 - экваториальные координаты для эпохи 1950.0 года, определенные нами на PA E - картах (следует отметить, что из-за уменьшения масштаба по α на высоких δ , точность α ниже чем в предыдущих списках [5-10]), 5 - спектральный класс, 6 - звездные величины в красном цвете, определенные согласно соотношениям "диаметр - звездная величина" [31], 7 - индекс, характеризующий цвет звезды, основанный на измерениях диаметров изображений звезды на PA E и O - картах [31], и обозначаемый "Y" (yellow - желтый), если разница голубой и красной звездной величины меньше $1^m.5$, "R" (red - красный), если эта разница находится в интервале $1^m.5 - 2^m.5$, и "VR" (very red - очень красный), если эта разница больше $2^m.5$ (аналогично работе [32]), 8 - IRAS PSC, FSC и SSC номера инфракрасных источников, идентифицированных по вышеописанной методике, 9 - название ассоциированного

Таблица 1

СПИСОК КРАСНЫХ ЗВЕЗД

№	Название FBS	Координаты		Сп. тип	R ве- лич.	Цв яр	IRAS идентифи- кация	Назв. объекта и лит.
		α_{1950}	δ_{1950}					
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	0347+771	03 ^h 47 ^m 34 ^s .2	77°10'39"	M	12 ^m .2	R	FSC 03474+7710	WY CAM [12]
2	0351+763	03 51 08.5	76 21 44	M	12.0	Y	PSC 03511+7621	
3	0404+789	04 04 03.2	78 58 53	M	12.2	VR	PSC 04040+7859	
4	0409+777	04 09 38.3	77 43 13	M	12.2	R	FSC 04094+7743	
5	0411+786	04 11 14.3	78 36 30	M	11.5	Y	PSC 04112+7836	
6	0422+787	04 22 34.0	78 46 34	M	11.8	Y	PSC 04225+7846	
7	0431+790	04 31 52.7	79 02 08	S	12.2	VR	PSC 04319+7901	
8	0440+789	04 44 52.0	78 54 58	M	13.0	VR		
9	0444+786	04 44 52.0	78 37 36	M	12.2	R	FSC 04450+7837	
10	0516+792	05 16 10.8	79 16 49	M	11.0	VR	FSC 05160+7918	
11	0520+774	05 20 16.5	77 29 34	M	12.0	R	PSC 05202+7729	
12	0539+800	05 39 35.2	80 02 14	M	12.0	Y	PSC 05395+8002	
13	0614+780	06 14 32.0	78 02 35	M	12.2	VR	PSC 06145+7802	
14	0652+785	06 52 17.9	78 32 14	M	12.2	R	PSC 06522+7832	
15	0922+786	09 22 53.0	78 38 43	C(R)	12.2	R		Y DRA [12] CCS 1632 [22]
16	0936+780	09 36 50.0	78 04 36	M	10.0	VR	PSC 09368+7804	
17	1012+773	10 12 46.9	77 21 51	C(R)	10.4	R		
18	1013+789	10 13 15.0	78 56 45	M	9.7	VR	PSC 10132+7856	DO 33891 [15]
19	1109+767	11 09 06.2	76 43 12	M	13.7	R		
20	1127+782	11 27 47.9	78 16 21	C(R)	12.2	R	FSC 11282+7824	
21	1156+773	11 56 24.1	77 19 43	M	10.5	VR	PSC 11563+7719	
22	1232+782	12 32 29.0	78 15 40	M	12.0	Y	PSC 12324+7815	
23	1235+794	12 35 08.0	79 29 27	M	11.0	R	PSC 12351+7929	TMSS+80027[16] NSV 06817 [14]
24	1235+795	12 35 28.4	79 32 00	M	12.2	R	PSC 12354+7931	
25	1345+796	13 45 52.0	79 38 43	M	13.0	VR		
26	1419+773	14 19 04.5	77 21 51	M	9.7	VR	PSC 14190+7722	CCS 2262 [22]
27	1446+790	14 46 40.0	79 05 03	M	12.2	Y	PSC 14466+7905	
28	1450+785	14 50 59.7	78 33 30	M	12.2	VR	PSC 14509+7833	
29	1528+801	15 28 12.5	80 10 25	C(R)	12.2	R		
30	1703+776	17 03 17.0	77 40 57	M	12.0	R	PSC 17032+7741	
31	1807+761	18 07 59.0	76 09 31	M	12.4	VR	PSC 18079+7609	

объекта и соответствующий каталог.

Краткие замечания к отдельным объектам табл. 1.

FBS 0351+763=PSC 03511+7621. На пластинке обзора этот объект оценивается как звезда $m_v \approx 11^m.5 - 12^m.0$. Объект переменный.

FBS 0422+787=PSC 04225+7846. Объект оценивается как звезда $m_v \approx 11^m.5 - 12^m.0$, вероятно переменный.

FBS 0516+792=FSC 05160+7918. На пластинке обзора оценивается как звезда $m_v \approx 11^m$, вероятно переменный.

FBS 0520+774=PSC 05202+7729. На пластинке $m_v \approx 11^m.5 - 12^m.0$. Звезда M4 - M5 подкласса. Вероятно переменный.

FBS 0614+780=PSC 06145+7802. На пластинке $m_v \approx 12^m.0 - 12^m.5$. Звезда позднего M7 - M8 подкласса. Вероятно переменный.

FBS 1109+767. Слабая звезда позднего M7 - M8 подкласса.

FBS 1127+782=FSC 11282+7824. На пластинке обзора эта углеродная звезда оценивается как объект 13 величины. Этот объект из FSC каталога [24] имеет довольно большой эллипс позиционной неопределенности.

FBS 1235+794=PSC 12351+7929. На PA E - карте этот объект находится в непосредственной близости (почти сливаются) с звездой, имеющей спектр, характерный звездам классов F - G. Возможно компонент двойной системы. Звезда подкласса M5 - M6.

FBS 1419+773=PSC 14190+7722=TMSS+80027[16]. На пластинке обзора $m_v \approx 10^m.5 - 11^m.0$. Полосы TiO еле заметны на низкодисперсионном спектре. Звезда M4 - M6 подкласса.

FBS 1446+790=PSC 14466+7905=NSV 06817[14]. $m_v \approx 11^m.0$. На основе низкодисперсионного спектра можно предположить, что этот объект является звездой подкласса M3 - M5.

FBS 1703+776=PSC 17032+7741. На пластинке $m_v \approx 11^m.0 - 12^m.0$. Звезда подкласса M4 - M5. Объект переменный.

FBS 1807+761=PSC 18079+7609. На пластинке $m_v \approx 13^m.0$. Звезда позднего M7 - M8 подкласса.

4. *Основные результаты.* 1. На основе низкодисперсионного материала обзора FBS приводятся данные о 24 новых объектах на высоких галактических широтах. 20 звезд из 24 являются неизвестными IRAS источниками (табл. 1). 2. Установлена принадлежность двух известных звезд (TMSS+80027 и NSV 06817) к спектральному классу M.

Авторы благодарны профессору Л. В. Мирзояну за постоянное внимание к работам данной серии и за полезные обсуждения.

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. LATE - TYPE STARS. VII. ZONE $+76^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$

H.V.ABRAHAMIAN, K.S.GIGOYAN, G.M.SHAHBAZIAN

The seventh list of stars of late M and C spectral classes is presented on the base of the First Byurakan Spectral Sky Survey material. The data of the 24 new objects are given firstly, among which 2 stars are carbon stars of early subclasses (R - stars). The spectral belonging of two known stars is established. The objects are situated in the zone with $3^{\text{h}}40^{\text{m}} \leq \alpha \leq 18^{\text{h}}30^{\text{m}}$ and $+76^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, и др., *Астрофизика*, 17, 619, 1981.
2. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 36, 181, 1993.
3. К.С.Гигоян, Поиск и исследование звезд поздних М и С спектральных классов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба: Дисс. ... канд. физ.- мат. наук, Бюракан: БАО, 1994, стр. 112.
4. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрон. журн.* 71, 891, 1994.
5. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 31, 601, 1989.
6. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 32, 501, 1990.
7. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 33, 317, 1990.
8. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 36, 431, 1993.
9. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 37 (в печати).
10. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, *Астрофизика*, 38, 211, 1995.
11. P.Green et. al., *Astrophys. J.*, 434, 319, 1994.
12. П.Н.Холопов и др., *Общий каталог переменных звезд*, Т. I-II, Наука, М., 1985.
13. П.Н.Холопов и др., *Общий каталог переменных звезд*, Т. III, Наука, М., 1987.
14. Б.В.Кукаркин и др., *Новый каталог звезд, заподозренных в переменности блеска*, Наука, М., 1982.
15. O.Lee, G.Gore, T.J.Bartlet, *Ann. Dearborn Observ.*, 5, Part 1C, 1947.
16. G.Neugebauer, R.Leighton, *Two - Micron Sky Survey. A Preliminary Catalog* (Washington: NASA Spec. Publ., No 3047).
17. A.N.Vysotsky, *Astron. J.*, 61, 201, 1951.

18. *A.R. Upgen*, *Astron. J.*, 65, 644, 1960.
19. *D. Gezari et al.*, *Catalog of Intrated Observations*, NASA Ref. Publ., No 1996, Part I-II, 1987.
20. *C.B. Stephenson*, *Astrophys. J.*, 300, 779, 1986.
21. *C.B. Stephenson*, *Astrophys. J.*, 301, 927, 1986.
22. *C.B. Stephenson*, *Publ. Warner And Swasey Observ.*, 1, No2, 1989.
23. *IRAS Point Catalog. On The Optical Disk. "Sel. Astr. Catalogs".* Supplied by NASA, v. 2, 1989.
24. *IRAS Faint Source Catalog. $b > 10^\circ$. On The Optical Disk. "Sel. Astr. Catalogs".* Supplied by NASA, v. 2, 1989.
25. *IRAS Serendipitious Survey Catalog. On The Optical Disk. "Sel. Astr. Catalogs".* Supplied by NASA, v. 2, 1989.
26. *H.H. Aumann et al.*, *Infrared Astronomical Satellite (IRAS). Catalogs and Atlases. Explanatory Supplement*, NASA Rp. - 1190, v. 1, 1988.
27. *H.J. Walker, M. Cohen*, *Astron. J.*, 95, 1801, 1988.
28. *M. Cohen et al.*, *Astron. J.*, 97, 1759, 1989.
29. *K. Volk, M. Cohen*, *Astron. J.*, 98, 931, 1989.
30. *W.E. van der Veen, H.J. Habing*, *Astron. Astrophys.*, 194, 125, 1988.
31. *I.R. King, M. Raff*, *Publ. Astron. Soc. Pasif.*, 89, 120, 1977.
32. *N. Sanduleak, P. Pesch*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 66, 387, 1988.

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ 16 ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ И ТРЕХ КРАСНЫХ ГИГАНТОВ

Н.Д.МЕЛИКЯН, М.А.ЕРИЦЯН, А.А.КАРАПЕТЯН

Поступила 28 ноября 1995

Принята к печати 12 декабря 1995

Приводятся результаты поляриметрических наблюдений 16 долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита и трех неправильных переменных гигантов поздних спектральных классов. У четырех из 19 программных звезд зарегистрирована поляризация света. Анализ наблюдательных данных показывает, что по всей вероятности поляризация света у этих звезд встречается в начальной фазе возгорания блеска.

1. *Введение.* Исследования долгопериодических переменных звезд важно для обсуждения вопросов эволюции красных гигантов и сверхгигантов. Для выяснения природы изменения блеска у этих звезд очень важны их фотоэлектрические и поляриметрические наблюдения. В частности, интересные результаты были получены при многоцветных фотоэлектрических и поляриметрических наблюдениях долгопериодических переменных звезд [1-6]. Эти наблюдения показали, что минимальное значение цвета $U-B$ соответствует минимальному значению блеска, и, что степень собственной поляризации света у этих звезд в максимуме блеска меньше, чем в минимуме. Эти результаты подтверждались многоцветными фотографическими и фотоэлектрическими наблюдениями долгопериодической переменной звезды γ Ori [7,8].

Интерес к долгопериодическим переменным звездам особенно возрос после открытия их радиоизлучения. Так, например, радионаблюдения показали, что около 30% звезд этого типа показывают H_2O и еще 34% 1667 MHz -ОН эмиссию [9,10].

Данные радионаблюдений показывают, что радио радиусы звезд типа Миры Кита порядка 8×10^{15} см [11], что сравнимо с визуальными оценками

радиусов оболочек этих звезд [8,12].

Еще в шестидесятые годы было выдвинуто предположение, что собственная поляризация света звезд поздних спектральных классов обусловлена рассеянием света в их атмосферах или в околозвездном пространстве [13-15]. Звезды типа Миры Кита обладают протяженными оболочками и характеризуются значительной потерей масс. По некоторым данным потеря масс у долгопериодических переменных звезд составляет 10^{-6} - $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ [16].

2. *Наблюдения.* Ниже приводятся результаты поляриметрических наблюдений 16 долгопериодических переменных звезд и трех звезд красных гигантов.

Наблюдения проводились с помощью электрофотометра, работающего в режиме усиления постоянного тока, смонтированного на 20" телескопе АЗТ-14 Бюраканской астрофизической обсерватории в период с 24 июня по 1 ноября 1995 г. В качестве фотоприемника использовался фотоумножитель типа ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом. Максимальная чувствительность фотокатода светоприемника находится в интервале длин волн $4000\text{\AA}$ - $4400\text{\AA}$. Область спектральной чувствительности - $3000\text{\AA}$ - $8000\text{\AA}$. Наблюдения проводились либо в B , V , R областях спектра, либо без фильтра. Использованы также некоторые наблюдения, полученные в августе 1991 г. Аппаратура и методика поляриметрических наблюдений ранее была подробно описана [17].

Результаты поляриметрических наблюдений приводятся в табл. 1 и 2 для 16 звезд типа Миры Кита и трех звезд гигантов, соответственно. В соответствующих столбцах обеих таблиц приводятся: название звезды по ОКПЗ, время наблюдений (UT), степень поляризации света в процентах в B , V , R - лучах ($P\%$) и позиционные углы θ плоскости поляризации. Ошибки измерений степени поляризации и позиционных углов в зависимости от яркости звезд находятся в пределах $\sigma_p = 0.1$ - 0.3% и $\sigma_\theta = 3^\circ$ - 5° .

Как видно из табл. 1 только у двух звезд $R\text{ Aql}$ и $U\text{ Her}$ из 16 долгопериодических переменных зарегистрирована поляризация света. У остальных 14 звезд или свет не поляризован или же степень поляризации света находится в пределах ошибок измерений. 10 звезд из табл. 1 наблюдались, по крайней мере, два раза. Звезды $R\text{ Aql}$ и $U\text{ Her}$, у которых зарегистрированы поляризации света, по-видимому, со временем не только изменяют свой блеск, но и степень поляризации.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗД ТИПА МИРЫ КИТА

Звезда ОКПЗ	Дата (UT)	P %			θ°		
		B	V	R	B	V	R
RU Her	31.07.95	-	≤ 0.3	≤ 0.3	-	-	-
U Her	13.08.91	-	1.7	-	-	120	-
	25.07.95	без фильтра	≤ 0.5	-	-	-	-
	15.09.95	-	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
T Her	29.07.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
R Aql	13.08.91	-	1.0	-	-	78	-
	24.06.95	1.9	1.5	0.5	5	12	16
	23.07.95	2.2	0.9	0.5	12	16	18
	28.10.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.3	-	-	-
R Cas	13.08.91	-	≤ 0.3	≤ 0.3	-	-	-
	30.07.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
V Cas	30.07.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
	17.08.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
R Boo	24.06.95	≤ 0.3	≤ 0.3	-	-	-	-
	23.07.95	≤ 0.3	≤ 0.3	≤ 0.3	-	-	-
	26.07.95	≤ 0.3	≤ 0.3	≤ 0.3	-	-	-
	17.08.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
	13.09.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
	16.09.95	-	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
R Ser	24.06.95	-	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
X Oph	24.06.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.3	-	-	-
	26.09.95	≤ 0.5	≤ 0.3	≤ 0.3	-	-	-
RT Cyg	21.07.95	≤ 0.3	≤ 0.3	≤ 0.3	-	-	-
R Dra	25.07.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.3	-	-	-
	26.09.95	≤ 0.5	≤ 0.3	≤ 0.3	-	-	-
S UMi	30.07.95	-	≤ 0.3	≤ 0.3	-	-	-
	26.09.95	-	-	≤ 0.5	-	-	-
R Peg	30.07.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
W Lyr	30.07.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
	26.09.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
S CrB	25.07.95	без фильтра	≤ 0.5	-	-	-	-
	13.09.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
	15.09.95	≤ 0.5	≤ 0.5	≤ 0.5	-	-	-
T Cep	15.07.95	-	-	≤ 0.5	-	-	-

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ТРЕХ ЗВЕЗД ГИГАНТОВ

Звезда ОКПЗ	Дата (UT)	P %			θ^0		
		B	V	R	B	V	R
AC Her	13.08.91	1.2	1.1	-	118	120	-
ST Her	13.08.91	≤ 0.5	≤ 0.3	≤ 0.3	-	-	-
ϵ^1 Ser	08.08.91	-	-	2.1	-	-	100

У двух звезд гигантов (см. табл. 2) зарегистрирована поляризация света.

3. Звездный характер поляризации света. Подробно остановимся на наблюдениях некоторых программных звезд. В первую очередь рассмотрим результаты поляриметрических наблюдений долгопериодических переменных звезд, у которых зарегистрирована поляризация света.

Звезда R Aql=IRAS19039+0809. Период ее равен $P_{\text{м}}=293.0$ дней, спектр - M5e-M8e. Изменения блеска в V-лучах $5^m.7-12^m.0$. Звезда является сильным источником инфракрасного излучения. Показывает уменьшение периода при совершении более 100 периодов [18].

Звезда R Aql нами впервые наблюдалась в августе 1991 г. Эти наблюдения велись только в V-лучах и степень поляризации составляла около 1%. С 24 июня по 28 октября 1995 г. эта звезда наблюдалась трижды. В первых двух наблюдениях у звезды зарегистрирована поляризация света, а при наблюдениях 28 октября поляризация отсутствует.

На рис. 1 производится зависимость степени поляризации звезды R Aql от длины волны (крестики). Кривая построена по усредненным данным, полученным в июне и июле 1995 г.

Для большинства звезд типа Миры Кита степень собственной поляризации света принимает максимальное значение в минимуме блеска и наоборот. В табл. 1 для звезды R Aql имеются четыре измерения. По элементам для этой звезды, приведенным в ОКПЗ, вычислены фазы, когда сделаны эти измерения. Согласно этим вычислениям первое измерение сделано за 65 дней до предполагаемого максимума, второе и третье за 106 и 77 дней до максимума, а последнее - через 20 дней после максимума. Следовательно, можно сказать, что первые три измерения поляризации света сделаны в начале восходящей ветви кривой блеска,

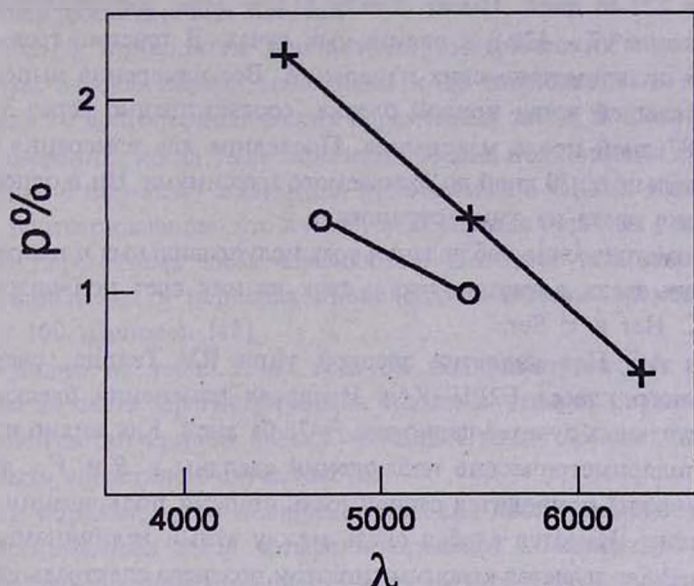


Рис. 1. На рисунке показана зависимость степени поляризации от длины волны. Крестиками отмечаны усредненные данные для звезды R Aql, а кружками - для звезды AC Her.

а последние - вблизи максимума. Этот результат указывает на очень сильное изменение степени поляризации в зависимости от фазы изменения блеска, вплоть до ее отсутствия вблизи максимума блеска.

Звезда U Her=IRAS 16235+1900. Звезда U Her сильный источник инфракрасного излучения и имеет спектр M7e - M8e. Интервал изменения блеска в визуальных лучах равен $6^m.4-13^m.4$, с периодом изменения 406.1 дней. Поляризация света зарегистрирована во время наблюдений, выполненных в 1991 г., которые велись только в V - лучах. Измерение поляризации света сделано за 97 дней до предполагаемого максимума, на подъеме блеска звезды. Поляризация не зафиксирована при наблюдениях 1995 г., когда наблюдения велись в фазе затухания блеска звезды, через 141 и 194 дня после максимума. Отметим, что затухание блеска звезды U Her, согласно элементам, приведенным в ОКПЗ, продолжается 243 дня. В этом случае, как и в случае звезды R Aql поляризация света зарегистрирована только на восходящей ветви кривой блеска.

Звезда R Boo=IRAS 14349+2657. Период изменения блеска звезды

равен $P = 223.46$ дней. Имеет спектр M3e - M6e, интервал изменения блеска равен $6^m.7 - 12^m.8$ в визуальных лучах. В течение трех месяцев сделаны 6 поляриметрических измерений. Все измерения выполнены в фазе нисходящей ветви кривой блеска, соответственно через 3, 30, 35, 57, 84 и 87 дней после максимума. Последние два измерения сделаны приблизительно за 30 дней до ожидаемого максимума. Ни в одном случае поляризация света не зарегистрирована.

Поляриметрические наблюдения трех полуправильных и неправильных переменных звезд показали, что у двух из них свет поляризован. Это звезды AC Her и τ^4 Ser.

Звезда AC Her является звездой типа RV Тельца, сверхгигант спектрального класса F2P1B-K4e. Интервал изменения блеска $6^m.85 - 9^m.0$ в визуальных лучах с периодом $P=75.01$ дней. Как видно из данных табл. 2, поляриметрические наблюдения сделаны в B и V - лучах. На рис. 1 (кружки) приводится зависимость степени поляризации света от длины волны. Имеется слабая связь между этими величинами.

Звезда τ^4 Ser является красным гигантом позднего спектрального класса M5 II-IIIa. Тип переменности Lb с характерными медленными и неправильными изменениями блеска. Во время наших наблюдений в красной области спектра зарегистрирована поляризация света порядка 2.1%.

Для выделения собственной поляризации света звезд от межзвездной принято принимать некоторые тесты. Все известные четыре теста подробно анализируются при поляриметрических наблюдениях тесных двойных звезд [19]. Межзвездный компонент поляризации остается постоянным в течение очень долгого времени [20], следовательно, изменение степени поляризации света звезды является хорошим критерием для выявления звездного характера поляризации света. Надежными критериями являются также поляриметрические исследования соседних звезд, а также зависимость степени поляризации света и позиционного угла от длины волны.

Принимая во внимание эти критерии, можно уверенно сказать, что для звезд R Aql, U Her и AC Her зарегистрированная поляризация света имеет звездный характер. Что касается поляризации света, зарегистрированной у звезды τ^4 Ser, то ее характер подлежит дальнейшему изучению.

Отметим, что по нашим данным поляризация света у вышеупомянутых звезд зарегистрирована впервые.

4. *Обсуждение результатов.* Как мы уже видели, доля долгопериодических переменных звезд поляризации зарегистрирована на

восходящей ветви кривой блеска.

В табл. 3 приводятся числа поляриметрических изменений до максимума блеска, вблизи максимума и до нисходящей ветви кривой блеска для 16 долгопериодических переменных звезд, и соответственные числа измерений, когда была зарегистрирована поляризация света. Фазы определены с помощью элементов, приводимых в ОКПЗ. Конечно, есть данные, подтверждающие, что в некоторых случаях периоды у долгопериодических переменных звезд изменяются. Но более или менее существенные изменения в периодах происходят в течение времени, превышающие 100 периодов [18].

Как видно из табл. 3, из всех 34 поляриметрических измерений поляризация света зарегистрирована только в четырех случаях и все на восходящей ветви кривой блеска. С нашей точки зрения этот факт не может быть следствием случайности.

Таким образом, наши поляриметрические наблюдения показали, что из 19 программных звезд четыре показывают поляризацию света. По нашим данным поляризация света у этих звезд зарегистрирована впервые. Мы не сомневаемся, что зарегистрированная поляризация света, по крайней мере для трех звезд, имеет звездный характер, так как даже в тех случаях, когда наблюдения велись только в одном цвете (когда невозможно построить зависимость степени поляризации света от длины волны), изменение степени поляризации в течение времени говорит в пользу наличия собственной поляризации.

Как известно, около 10% долгопериодических переменных звезд показывают собственную поляризацию света [6], где отмечается, что наблюдение высокой степени собственной поляризации света ожидается

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ПО ФАЗАМ

	До максимума	Максимум	После максимума
Число измерений	7	14	13
Число изм. зарег. поляризации	4	0	0

у звезд с периодами $P \geq 350^d$ и $P \leq 200^d$. Наши наблюдения подтверждают, что чуть больше 10% долгопериодических переменных звезд имеют собственную поляризацию света. Что касается зависимости степени поляризации от периода изменения блеска звезды, то мы не получили подобных результатов. Из 16 долгопериодических переменных звезд 7 имеют периоды $P > 350^d$, три - $P < 200^d$, а для остальных - $200^d \leq P \leq 350^d$. По-видимому для рассмотрения этого вопроса количество наших наблюдений не достаточно.

Рассмотрим данные, приведенные в табл. 3. Как видно, из 34 поляриметрических измерений долгопериодических переменных звезд 7 получены в фазе возгорания блеска, в четырех из них зарегистрирована поляризация света. При наблюдениях вблизи максимума (14 случай) и во время спада блеска (13 случай) поляризация отсутствует. Мало вероятно, чтобы этот результат был случайным. Более того, при наблюдениях звезды R Aql из четырех измерений три сделаны в период возгорания блеска и во всех трех случаях зарегистрирована поляризация света, и только одно измерение сделано вблизи максимума, где поляризация не зафиксирована. По-видимому, механизм образования поляризации света тесно связан с начальным этапом возрастания блеска, воздействие которой уже ближе к максимуму ослабевает.

До сих пор физический механизм пульсации долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита до конца не выяснен. Для его выяснения, с нашей точки зрения, факт возникновения поляризации света в фазе возгорания блеска, может оказаться весьма полезным.

5. Заключение. Не секрет, что в большинстве случаев поляриметрические наблюдения проводились ближе к максимумам блеска. Наши наблюдения показывают, что в этот период степень поляризации света по крайней мере сильно уменьшается. По всей вероятности это и есть причина того, что только у 10% долгопериодических переменных звезд зарегистрирована поляризация света. Время возгорания блеска составляет приблизительно 30-40% от периода у звезд типа Миры Кита. По нашим оценкам не больше 20% поляриметрических измерений проводятся в фазе возгорания блеска звезды. Следовательно, число долгопериодических переменных звезд, показавших собственную поляризацию света, в действительности должно быть намного больше.

Проведенные поляриметрические наблюдения показывают:

1. У четырех из 19 программных звезд зарегистрирована поляризация

света, из них по крайней мере в трех случаях поляризация имеет звездный характер. Особенно интересен тот факт, что поляризация света у этих звезд имеет переменный характер.

2. Поляризацию света долгопериодических переменных звезд с большей вероятностью можно ожидать в период возгорания блеска звезды, чем вблизи максимума или же во время затухания блеска. Повидимому, степень поляризации света у этих звезд тесно связана с фазой изменения блеска.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора Л.В.Мирзояна за обсуждение настоящей работы и ценные советы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория, Армения

POLARIMETRIC OBSERVATIONS FOR 16 LONG PERIOD VARIABLES AND FOR 3 RED GIANTS

N.D.MELIKIAN, M.H.ERITZIAN, A.A.KARAPETIAN

The results of polarimetric observations for 16 Mira Ceti type long-period variables and 3 red giants of late spectral classes are presented. For 4 from 19 programm stars the light polarization are detected. The analysis of the observational data shows, that in all probability the light polarization of these stars are originating on the increasing branch of light curve.

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Mendoza*, Bol. Obs. Tonantzintla, 4, 28, 114, 1967.
2. *L.Celis S.*, Astron. J., 87, 1791, 1982.
3. *Р.А.Варданян*, Астрон. цирк., № 433, 1967.
4. *Р.А.Варданян*, Астрофизика, 4, 152, 1968.
5. *Р.А.Варданян*, Астрон. цирк., № 471, 1968.
6. *Р.А.Варданян*, Астрофизика, 6, 77, 1970.
7. *Н.Д.Меликян, Р.Ш.Нацелишвили, М.Делла Валле*, Астрофизика, 28, 329, 1988.

8. *Н.Д.Меликян, С.Д.Якубов*, *Астрофизика*, 38, 5, 1995.
9. *P.F.Bowers, W.Hagen*, *Astrophys.J.*, 285, 637, 1984.
10. *Nguyen-Q-Rieu, C.Laury-Micoulaut, A.Winnberg, G.V.Schults*, *Astron. Astrophys.*, 75, 351, 1979.
11. *J.Herman, H.J.Habing*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 59, 523, 1985.
12. *A.J.Deutsch*, *Astrophys. J.*, 123, 210, 1956.
13. *K.Serkowski et.al.*, *Astron. J.*, 73, 677, 1968.
14. *R.Zappala*, *Astrophys. J.*, 148, 741, 1967.
15. *В.А.Дамбровский*, *Астрон. цирк.*, № 498, 1969.
16. *G.R.Knapp, M.Morris*, *Astrophys. J.*, 292, 640, 1985.
17. *М.А.Ерицян*, *Астрофизика*, 20, 355, 1984.
18. *H.Huth*, *Mitt. Verand. Sterne*, 2, 186, 1965.
19. *R.J.Pfeiffer, R.H.Koch*, *PASP*, 89, 147, 1977.
20. *K. Serkowski*, *Veröff, Remeis Sternw., Bamberg*, 9, №100, 11, 1971.

УДК: 524.338.6-338

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗРАСТА ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТОВ И ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ГАЛАКТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Э.С.ПАРСАМЯН

Поступила 10 сентября 1995

Принята к печати 15 ноября 1995

На основе зависимости между возрастом и величиной максимальной амплитуды вспышек у вспыхивающих звезд, найденной автором ранее, предложен метод определения возраста агрегатов. Используя новые наблюдательные данные относительно вспышек в U и B , определен возраст ассоциации Лебедь Т1 ($3.4 \cdot 10^6$ лет), который мало отличается от ранней оценки. Приведены оценки верхних пределов возрастов вспыхивающих звезд окрестности Солнца: UV Cet, EV Lac, AD Leo, EG Peg и YZ CMi, а также семи вспыхивающих звезд галактического поля. Из полученных результатов следует, что существует заметная дисперсия возрастов.

1. *Введение.* Проблема определения возраста звездных ассоциаций и скоплений тесно связана с проблемой звездообразования. Существуют разные подходы к ее решению. Ранее автором было установлено, что абсолютная величина амплитуды максимальной вспышки или светимость, выраженная в энергетических единицах зависит от возраста вспыхивающей звезды. Это позволило предложить методы определения возраста звездных агрегатов и отдельных звезд окрестности Солнца [1,2]. Как было показано в работе [1], угловой коэффициент линий, ограничивающих максимальные значения амплитуд вспышек на диаграммах $\Delta m - m$, зависит от возраста звездного агрегата. Для практического применения этого метода необходимы многолетние наблюдения вспыхивающих звезд в звездных агрегатах, с целью обнаружения большого количества вспышек. Впервые этим методом был определен возраст ассоциации Лебедь Т1 (NGC 7000) [1]. В настоящей работе предложен более практичный метод определения возраста звездных агрегатов, в котором используются наиболее яркие вспышки.

Новые данные относительно вспыхивающих звезд, найденных за прошлые годы в ассоциациях Орион OB1 и Лебедь Т1 (NGC 7000), а также в скоплениях Плеяды и Ясли, позволили модифицировать ранее предло-

женный метод определения возраста отдельных звезд галактического поля [1,2].

2. *Наблюдательные данные.* В настоящее время наибольшее количество вспыхивающих звезд найдено в ассоциациях Орион OB1 [3-5], Лебедь T1 [6,7] и в скоплениях Плеяды [8-10] и Ясли [11,12]. Наблюдательные данные относительно вспыхивающих звезд в этих звездных агрегатах приводятся в табл. 1.

Таблица 1

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ОТНОСИТЕЛЬНО ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ

Агрегат	N в.з.	N всп.	$N_{\square}$	N_B	$T(h)$
Ori OB1	550	838	340	285	1700
Cyг T1	96	144	132	139	1500
Pleiades	539	1532	653	410	3250
Pracsepe	57	136	64	54	680

(Название звездных агрегатов, число известных вспыхивающих звезд, число известных вспышек, число вспышек, использованных в данной работе и общее наблюдательное время.)

Как видно из табл. 1, наблюдательные данные по ассоциации Лебедь T1 и скоплению Ясли по сравнению с ассоциацией Ориона и скоплением Плеяд относительно беднее. Некоторые вспыхивающие звезды в обоих случаях являются звездами фона. В тех случаях (Лебедь, Ясли), когда данная вспыхивающая звезда наблюдалась в лучах $B(pg)$, для перехода в U на основе наблюдательных данных [11], были установлены следующие зависимости:

1. Для вспыхивающих звезд ассоциации Лебедь T1: $\bar{U} = \bar{B} + 0.^m7$.
2. Для вспыхивающих звезд скопления Ясли: $\bar{U} = \bar{B} + 1.^m3$.

Кроме того, в обоих случаях для определения амплитуды вспышки ΔU , использовались зависимости, полученные на основе двухцветной фотозлектрической фотометрии звезд окрестности Солнца:

$$\Delta U = \Delta B + 1.5, \text{ при } \Delta B \geq 1,$$

$$\Delta U = \Delta B + 1.0, \text{ при } \Delta B < 1.$$

В случае больших вспышек $\Delta U - \Delta B > 2^m$.

3. *Определение возраста звездных агрегатов по наиболее ярким вспышкам.* Возраст звездных агрегатов можно определить, если определить среднюю абсолютную величину всех известных вспышек всего агрегата как параметр, зависящий от возраста агрегата, а для определения возраста в годах можно использовать данные о вспыхивающих звездах таких агрегатов, для которых возраст определен независимыми методами, как, например Орион OB1 ($5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$ лет) [13,14], Плеяды ($5 \cdot 10^7$ лет) [15,16], Ясли ($5 \cdot 10^8$ лет) [17,18].

Однако из-за существующей наблюдательной селекции, связанной с тем, что звездные агрегаты находятся на разных расстояниях, количество вспыхивающих звезд в них может значительно отличаться; более целесообразно ограничиться определенным количеством самых ярких вспышек, на которых воздействие наблюдательной селекции незначительно. Для этого среди известных вспышек у звезд вышеприведенных звездных агрегатов выберем N наиболее ярких вспышек и определим их среднюю абсолютную величину $\overline{M}_f$. Абсолютная звездная величина одной вспышки равна [1]:

$$M_f = -2.51 \lg(10^{-0.4 M_{\max}} - 10^{-0.4 M}), \quad (1)$$

где M - абсолютная величина вспыхивающей звезды, $M_{\max} = M - \Delta m$, Δm - амплитуда вспышки. В случае слабых звезд, для которых $M \gg M_{\max}$, можно принять $M_f = M - \Delta m$.

Зная возраст вышеуказанных звездных агрегатов и определив для каждого из них $\overline{M}_f$, можно установить для них зависимость между $\overline{M}_f$ и возрастом, используя метод наименьших квадратов.

Выбрав 20 наиболее ярких вспышек, зависимость между $\overline{M}_f$ и возрастом T можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \overline{M}_f(U) &= 1.35 \lg T - 4.00 \\ \overline{M}_f(B) &= 1.20 \lg T - 2.17. \end{aligned} \quad (2)$$

Определим возраст ассоциации Лебедь T1 приведенным методом, используя уравнение (2)

$$\begin{aligned} N=20 \quad M_f(U) &= 4.86, & T &= 3.6 \cdot 10^6 \text{ лет} \\ M_f(B) &= 5.64, & T &= 3.2 \cdot 10^6 \text{ лет.} \end{aligned}$$

Эти значения мало отличаются от нашего прежнего результата ($2 \cdot 10^6$ лет) [1] и от оценок ($2-3 \cdot 10^6$), приведенных в работах [19,20].

Точка на диаграмме $\Delta m-m$, отделяющая вспыхивающие звезды от невспыхивающих $m_0(M_0)$ может также быть использована как параметр для определения возраста звездных агрегатов [1,21].

Используя наблюдательные данные, приведенные в табл. 2, зависимость между M_0 и возрастом может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} M_0(U) &= 1.05 \lg T - 3.48, \\ M_0(B) &= 0.63 \lg T - 0.08. \end{aligned} \quad (3)$$

Таблица 2

ВЕЛИЧИНЫ ПАРАМЕТРОВ m_0 И M_0

Агрегат	$m_0(U)$	$m_0(B)$	$M_0(U)$	$M_0(B)$
Ori OB1	11.6	12.0	2.9	3.5
Cyg T1	12.1	12.9	3.3	4.1
Pleiades	10.0	10.4	4.6	5.0

Эта зависимость между абсолютной звездной величиной наиболее яркой вспыхивающей звезды и возрастом агрегата подтверждает вывод Аро [22] о том, что чем моложе агрегат, тем раннее спектральный класс наиболее яркой вспыхивающей звезды.

4. *Определение возраста вспыхивающих звезд галактического поля.* Вспышечная активность звезд в звездных агрегатах была использована не только для определения возраста агрегатов, но и отдельных вспыхивающих звезд [1].

В ряде работ возраст вспыхивающих звезд окрестности Солнца оценивался на основе их вспышечной активности и кинематических

характеристик [23, 24]. В работах такого типа возраст отдельных вспыхивающих звезд трудно определить.

Из диаграмм $\Delta m - t$ для ассоциаций Орион OB1, Лебедь T1 и скопления Плеяды (рис. 1) определим максимальные амплитуды всплесков $\Delta m(\max)$ для соответствующих t . Имея величины $\Delta m(\max)$, по формуле (1) можно вычислить соответствующие абсолютные максимальные величины всплесков M_f для звезд вышеупомянутых трех агрегатов, возраст которых нам известен. Уравнения этих линий, полученные методом наименьших квадратов (число условных уравнений для каждого агрегата равно 11), можно представить в виде:

Орион OB1	$M_f = 0.02M(U) + 3.14$	
Лебедь T1	$M_f = 0.11M(U) + 3.09$	(4)
Плеяды	$M_f = 0.19M(U) + 3.87.$	

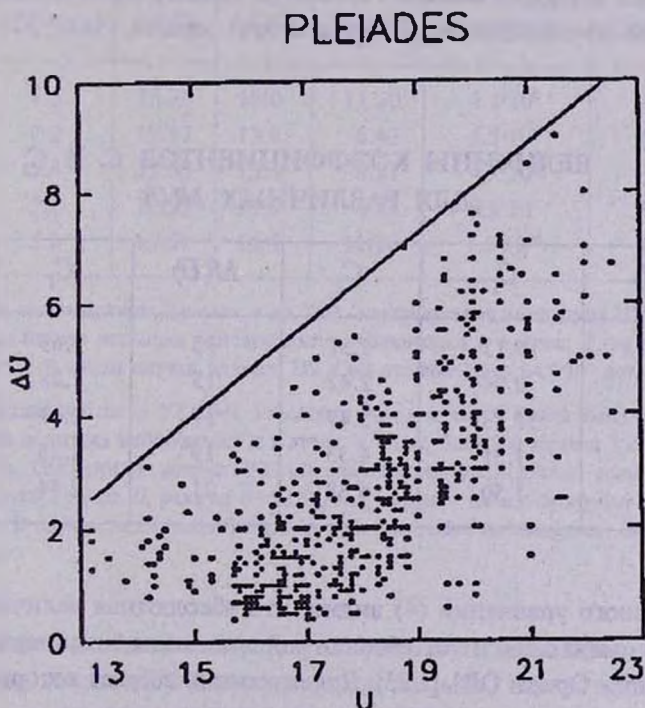


Рис. 1. Диаграмма $\Delta m - t$ в лучах U для скопления Плеяды.

Как видно из уравнений (4), величина M_f у звезды абсолютной величины $M(U)$ зависит от возраста агрегата. Чем моложе агрегат, тем мощнее максимальная вспышка звезды. С помощью уравнений (4) можно найти зависимость между наблюдаемой величиной максимальной вспышки звезды M_f и ее возрастом. Для этого из уравнений (4), для каждой звездной величины $M(U)(3^m+21^m)$ определим соответствующие значения M_f для приведенных трех агрегатов. Тогда для каждого значения $M(U)$ будем иметь уравнение вида:

$$M_f = C_1 \lg T - C_2, \quad (5)$$

где C_1 и C_2 - постоянные для значения $M(U)$.

В табл. 3 приводятся значения C_1 и C_2 для различных значений $M(U)$. Определив из наблюдений абсолютную максимальную величину вспышки M_f у звезды абсолютной звездной величины $M(U)$, из уравнения (5) можно определить ее возраст. Следовательно, верхний предел возраста любой вспыхивающей звезды может быть определен, если у данной звезды наблюдались вспышки больших амплитуд. Новые, более мощные вспышки могут лишь уменьшать величину возраста звезды.

Таблица 3

ВЕЛИЧИНЫ КОЭФФИЦИЕНТОВ C_1 И C_2 ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ $M(U)$

$M(U)$	C_1	C_2	$M(U)$	C_1	C_2
3	0.75	1.37	13	1.69	6.63
5	0.94	2.42	15	1.88	7.68
7	1.13	3.47	17	2.07	8.73
9	1.31	4.53	19	2.25	9.78
11	1.50	5.58	21	2.44	10.83

Из первого уравнения (4) видно, что абсолютная величина вспышки M_f очень слабо зависит от абсолютной величины вспыхивающей звезды в ассоциации Орион OB1 [1,25]. Для агрегатов, возраст которых превышает 10^4 лет, эта зависимость становится несколько строже.

4.1. Возраст некоторых вспыхивающих звезд окрестности Солнца.

Приведенным выше методом были оценены возрасты нескольких вспыхивающих звезд окрестности Солнца, для которых есть большое количество наблюдательных данных, что позволило выделить среди них наиболее яркие вспышки, которые можно считать максимальными или близкими к максимальным. В табл. 4 приводятся верхние пределы значений возрастов пяти вспыхивающих звезд окрестности Солнца. С первого по шестой столбец приводятся: название вспыхивающей звезды, максимальная амплитуда вспышки, звездная величина, абсолютная звездная величина, абсолютная величина максимальной вспышки, верхний предел возраста и литература.

Таблица 4

ВОЗРАСТ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД
ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

Звезда	$\Delta U(\max)$	$m(U)$	$M(U)$	$M(U)$	Возраст	Литература
UV Ceti*	6.5	15.20	18.0	11.50	$4.1 \cdot 10^9$	[26,27]
EV Lac	7.2	12.17	13.6	6.42	$4.5 \cdot 10^7$	[28]
AD Leo	5.4	12.05	13.6	8.21	$4.7 \cdot 10^8$	[26]
EQ Peg	5.1	12.99	13.9	8.84	$9.5 \cdot 10^8$	[29]
YZ CMi**	3.8	13.81	14.9	11.10	$1.0 \cdot 10^{10}$	[30]

* Согласно наблюдениям Джерета и др. [31], максимальная амплитуда UV Ceti в лучах B , $\Delta B=6-5$. Если бы эта вспышка одновременно наблюдалась и в лучах U , то ее амплитуда ΔU была бы $\geq 8-5$. В таком случае возраст UV Ceti должен быть $\leq 4.8 \cdot 10^8$ лет.

** Наибольшая вспышка YZ CMi, известная нам в лучах B имела амплитуду $\Delta B=3.41$ [32]. Если бы эта вспышка наблюдалась и в лучах U , тогда $U_2=4-9$ и возраст YZ CMi должен быть $\leq 2.7 \cdot 10^9$ лет. Оцененный возраст YZ CMi значительно уменьшится, если мы примем амплитуду вспышки в лучах U , равную $6-6$ [20], что, однако, не соответствует приведенной в книге ссылке. В случае, если такая вспышка действительно наблюдалась, возраст звезды будет $\leq 3.3 \cdot 10^8$ лет.

Из результатов табл. 4 следует, что существует некоторая дисперсия возрастов. Так, возраст EV Lac на порядок меньше, чем возраст AD Leo. Для обеих звезд существует большой ряд наблюдательных данных.

4.2. *Возраст нескольких вспыхивающих звезд, не являющихся членами скоплений, в области которых они наблюдались.* Верхний предел возрастов нескольких вспыхивающих звезд, не являющихся членами скоплений, в которых они наблюдались, был нами определен. В табл. 5 приводятся данные об этих звездах (название звезды, максимальная амплитуда вспышки, звездная величина, абсолютная звездная величина максимальной вспышки, число известных вспышек, возраст и литература). Абсолютные звездные величины $M(U)$ согласно их спектральному типу, взяты из работы [33].

Таблица 5

**ВОЗРАСТ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД,
ПРОЕЦИРУЮЩИХСЯ НА ЗВЕЗДНЫЕ АГРЕГАТЫ**

Звезда	$\Delta U(\text{max})$	$m(U)$	$M(U)$	$M(U)$	N всп.	Возраст	Литература
T176 Ori	5.0	16.4	12.84	7.84	23	$1.2 \cdot 10^8$	[22]
T42 Plei	0.8	15.5	5.96	5.88	2	$1.5 \cdot 10^7$	[34]
T75 Plei	3.2	15.8	11.04	7.84	12	$1.7 \cdot 10^8$	[35]
T80 Plei	2.6	15.3	8.51	5.91	6	$1.5 \cdot 10^7$	[35]
T103 Plei	3.7	17.2	13.55	9.8	32	$4.2 \cdot 10^8$	[36]
T106 Plei	5.9	19.4	14.55	8.65	4	$5.8 \cdot 10^8$	[34]
T13 Prae	4.0	15.8	15.10	11.40	28	$9.6 \cdot 10^8$	[37]

Звезда T42 Plei=HII 230 спектрального типа G5V [38]. Это, возможно, самый ранний, известный нам, спектральный тип для вспыхивающей звезды. Не лишено основания замечание Аро [8] о том, что может быть вспыхивает ее невидимый компонент. Согласно данным табл. 5, звезды T75 Plei и T106 Plei находятся почти на одинаковом расстоянии (~ 90 пк), и возраст их мало отличается.

4.3. *Возраст вспыхивающей звезды T177 Ori и T55 Plei.* Медленная вспышка звезды T177 Ori с амплитудой $\Delta U=8^m-4$, $U=19^m-7$ [39], не была использована при построении диаграммы $\Delta m-m$ для ассоциации Ориона. Определим ее возраст. Звезда T177 Ori по всем характеристикам является типичной орионовой переменной, в спектре которой наблюдается линия

H_α в эмиссии [40], так что нет оснований сомневаться в ее принадлежности к ассоциации. На расстоянии ассоциации Орион OB1, $M(U)=11.2$, $M_\lambda(U)=2.8$, $T \leq 5 \cdot 10^5$ лет, что совпадает с возрастом ассоциации.

Возраст звезды T55 Plei=HII 2411 (члена скопления Гиады), проецирующейся на скопление Плеяды, можно определить с большой точностью, так как у нее наблюдалось 120 вспышек. Наибольшая известная вспышка была с амплитудой $\Delta U(\text{max})=4^m.5$, $U=16.6$ [8]. На расстоянии скопления Гиады, $M(U)=13.10$, $M_\lambda(U)=8.60$, $T \leq 4.9 \cdot 10^8$ лет, что совпадает с возрастом скопления Гиады ($5 \cdot 10^8$ лет), определенным независимыми методами.

4.4. Возраст вспыхивающей звезды FS2 Persei. Недавно в области скопления α Per у звезды FS2 Per наблюдалась вспышка с амплитудой $\Delta m \sim 9^m$ [41]. Вспышки с такими большими амплитудами случаются крайне редко. Согласно авторам, V , $V-I$ фотометрия звезды позволяет считать ее членом скопления. Если звезда FS2 является членом скопления α Per, то, определив ее возраст, мы тем самым определим возраст самого скопления.

Вспыхивающая звезда FS2 Per является слабой звездой, у которой $U=21^m.7$, $Sp \geq M5$. Если FS2 является членом скопления α Per (расстояние 166 пк [42]), то $M(U)=15^m.4$, $M_\lambda(U)=6^m.6$, и, согласно табл. 3, возраст звезды $\leq 3.2 \cdot 10^7$ лет. Возраст скопления должен быть близким к этой величине. Оценки величины возраста скопления, сделанные независимыми методами, меняются в пределах $5 \cdot 10^7$ – $8 \cdot 10^7$ лет [43–45]. Если же FS2 Per звезда фона, тогда согласно ее спектральному типу (M5), $M(U)=15^m.1$ [31], $M_\lambda=6^m.1$ и возраст будет $\leq 2.1 \cdot 10^7$ лет.

5. Заключение. Как было установлено ранее автором, существует зависимость между возрастом и величиной максимальной амплитуды вспышки у вспыхивающих звезд [1]. На основе этого предложен метод определения возраста агрегатов по наиболее ярким вспышкам. В частности приводятся уравнения, описывающие зависимость средней абсолютной величины вспышек звездного агрегата от возраста, когда число наиболее ярких вспышек равно 20. Возраст ассоциации Лебедь T1, определенный ранее ($2 \cdot 10^6$ лет) [1] и теперь ($3.4 \cdot 10^6$ лет), мало отличается друг от друга.

Модифицирован метод определения возраста отдельных вспыхивающих звезд галактического поля. Получены уравнения, описывающие зависимость $M_\lambda(\text{max})$ от возраста вспыхивающей звезды с известной абсолютной величиной $M(U)$. На основе этого метода определены верхние пределы возрастов пяти звезд окрестности Солнца: UV Cet, EV Lac, AD

Leo, EQ Peg, YZ CMi. Из результатов, приведенных в табл. 4, следует, что, возможно, существует некоторая дисперсия возрастов. Так, возраст EV Lac на порядок меньше возраста AD Leo.

Оценки возрастов семи вспыхивающих звезд - T176 Ori, T42 Ori, T75 Plei, T80 Plei, T103 Plei, T106 Plei, T13 Prae - не членов агрегатов, также свидетельствуют о некоторой дисперсии возрастов.

Определен возраст вспыхивающей звезды FS2 Peg в скоплении α Peg на основе очень большой амплитуды вспышки [41], возраст звезды, если она член скопления, $\leq 3.2 \cdot 10^7$ лет, что, по-видимому, является возрастом и самого скопления. Если же FS2 является звездой галактического поля, ее возраст - $2.1 \cdot 10^7$ лет.

Согласно предположению Хербига [46], вспыхивающие звезды окрестности Солнца являются выходцами из систем, находящихся вдали от Солнца, и оказавшихся в окрестности Солнца в результате их пространственных движений. Наблюдаемая дисперсия возрастов свидетельствует в пользу предположения Хербига о том, что вспыхивающие звезды окрестности Солнца и галактического поля являются выходцами из близких звездных скоплений.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить CONACYT (Мексика) за финансовую поддержку, а также Дулсе М.Санчес за помощь в вычислениях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория, Армения
INAOE, Мексика

ON THE DETERMINATION OF THE AGES OF STELLAR AGREGATES AND FLARE STARS IN GALACTIC FIELD

E.S.PARSAMIAN

On the basis of the relationship between the age and maximum flare amplitude of flare stars found previously by the author, a method of determining the age of stellar agregates is proposed. Using new U, B observational data on flares, the age of association Cyg T1 determined here ($3.4 \cdot 10^6$ yr) is found

to be comparable to that of estimated previously. Upper limits for the ages of the flare stars (solar neighbourhood) UV Ceti, EV Lac, AD Leo, EQ Peg and YZ CMi are also estimated, together with those from seven flare stars in the galactic field. The results reveal a significant dispersion in the ages of these stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.С.Парсмян, *Астрофизика*, **12**, 235, 1976.
2. E.S.Parsamian, *Star Cluster Symposium*, Budapesht, ed., B.A.Balazs, 1977, p. 119.
3. П.Ш.Нацелишвили, *Астрофизика*, **34**, 107, 1991.
4. E.Chavira, E.S.Parsamian, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **22**, 15, 1991.
5. E.S.Parsamian, E.Chavira, G.Gonzalez, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **25**, 71, 1993.
6. M.K.Tsvetkov, K.P.Tsvetkova, *A Catalogue of Flare Stars in the Cygnus Region*, Sofia-Münster, 1991.
7. E.S.Parsamian, E.Chavira, G.Gonzalez, *IBVS* N4046, 1994.
8. G.Haro, E.Chavira, G.Gonzalez, *Bol. Ins. Tonantzintla*, **3**, 69, 1982.
9. K.P.Tsvetkova, A.G.Tsvetkova, M.K.Tsvetkov, *IBVS*, N2730, 1985.
10. H.S.Chavushian, G.H.Brutian, *Flare Stars IAU Symp.*, N137, Byurakan, eds L.V.Mirzoyan, B.R.Petersen, M.K.Tsvetkov, 1990, p. 117.
11. K.P.Tsvetkova, M.K.Tsvetkov, I.Jankovics, *A Catalogue of Flare Stars in the Preasepe Region*, Sofia, Münster, 1991.
12. G.Gonzalez, C.Escamilla, E.Parsamian, *IBVS*, N3794, 1992.
13. K.A.Strand, *Astrophys. J.*, **128**, 14, 1958.
14. C.F.Prosser, J.R.Stauffer, L.Hartmann, D.R.Soderblom, B.F.Jones, M.W.Werner, M.J.McCaughrean, *Astrophys. J.*, **421**, 517, 1994.
15. A.Blaau, *Stars and Stellar Systems*, in *Basic Astronomical Dates*, v. 3, 1963, p.10.
16. J.P.Cailault, O.Vilhu, J.L.Linsky, *Astrophys. J.*, **383**, 594, 1991.
17. R.D.Cannon, *Mon.Notic. Roy. Astron. Soc.*, **150**, 111, 1970.
18. C.W.Allen, *Astrophys. Quant.*, Academic Press, N.Y., 1973.
19. Л.В.Мирзоян, Г.А.Брутян, *Астрофизика*, **16**, 9, 1980.
20. G.A.Gurzadian, *Flare Stars*, ed. Y.Terzian, Pergamon Press, 1980, p. 213, 271.
21. L.Pigatto, *Flare Stars IAU Symposium N137*, Byurakan, eds. L.V.Mirzoyan, B.R.Petersen, M.K.Tsvetkov, 1990, p. 117.

22. *G.Haro*, Stars and the Stellar Systems, v. VII, eds. B.M.Middlehurst, L.H.Aller, The Chikago Univ. Press, 1968, p. 141.
23. *P.F.Chugainov*, *Izv. Krim. Observ.*, **46**, 14, 1972.
24. *N.I.Shakhovskaya*, *Izv. Krim. Observ.*, **53**, 165, 1975.
25. *V.I.Krasnobabtsev*, *R.E.Gershberg*, *Izv. Krim. Observ.*, **53**, 154, 1975.
26. *T.J.Moffet*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **29**, 1, 1974.
27. *N.D.Melikian*, *IBVS N2630*, 1984.
28. *B.R.Petersen*, Private communication, 1989.
29. *S.Cristaldi*, *M.Rodono*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **10**, 47, 1973.
30. *W.E.Kunkel*, *Nature*, **222**, 1129, 1969.
31. *A.H.Jarrett*, *J.D.Gibson*, *IBVS N979*, 1975.
32. *V.S.Oskanian*, Private communication, 1970.
33. *A.Mampaso*, PhD Thesis, Univ. Laguna, Spain, 1991.
34. *G.Haro*, *E.Chavira*, *G.Gonzalez*, *Bol. Observ. Tonantzintla y Tacubaya*, **38**, 149, 1972.
35. *G.Haro*, *E.Chavira*, *G.Gonzalez*, *Bol. Inst. Tonantzintla*, **1**, 3, 1973.
36. *Л.В.Мирзоян*, *О.С.Чавушян*, *Н.Д.Меликян*, *Р.Ш.Нацалашвили*, *Г.Б.Оганян*, *В.В.Гамбарян*, *А.Т.Гарибджанян*, *Астрофизика*, **17**, 101, 1981.
37. *G.Haro*, *E.Chavira*, *G.Gonzalez*, *Bol. Inst. Tonantzintla*, **2**, 95, 1976.
38. *W.B.Weaver*, *S.A.Naftilan*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **25**, 213, 1973.
39. *G.Haro*, *E.S.Parsamian*, *Bol. Observ. Tonantzintla y Tacubaya*, **31**, 45, 1969.
40. *E.S.Parsamian*, *E.Chavira*, *Bol. Inst. Tonantzintla*, **3**, 69, 1982.
41. *E.H.Semkov*, *K.P.Tsvetkova*, *M.K.Tsvetkov*, *C.F.Prosser*, *IBVS N3917*, 1993.
42. *H.van Schevic*, *Bonn Veroff.*, N84, 1971.
43. *П.Е.Захарова*, *М.А.Свечников*, *Астрофизика*, **9**, 147, 1973.
44. *J.C.Mermilliod*, *Astron. Astrophys.*, **97**, 235, 1981.
45. *Ch.F.Prosser*, *Astrophys. J.*, **103**, 488, 1992.
46. *G.H.Herbig*, *Symp. Stellar Evolution*, ed. J.Sahade, La Plata, 1962, p. 45.

УДК 524.4

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ОБЪЕКТЫ В ГАЛАКТИКЕ И ПРОЦЕСС ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ

Л.В.МИРЗОЯН

Поступила 19 июля 1995

Рассмотрена проблема нестационарности астрономических объектов и их систем и ее тесная связь с процессом формирования звезд на основе наблюдательных данных. Показано, что только благодаря открытию и изучению звездных ассоциаций окончательно выяснилась огромная роль звездной нестационарности в формировании звезд в Галактике (а также в других галактиках). Многие кинематические свойства звездных ассоциаций необъяснимы со старой точки зрения. Это дает основание сомневаться в справедливости классической гипотезы о формировании звезд из диффузной материи.

1. *Введение.* Космогонические процессы рождения и эволюции звезд и их систем во Вселенной трудно поддаются исследованию прежде всего из-за большой их длительности. Продолжительность процессов серьезных изменений состояний небесных тел, в огромном большинстве случаев, настолько превышает период всех астрономических наблюдений, что непосредственно заметить изменения, которые являются их результатом, невозможно.

Однако, к счастью, в жизни звезд и их систем существуют периоды, когда в них в ходе самого процесса развития или эволюции возникают новые силы, коренным образом меняющие их состояние. В этих случаях звезда или звездная система находится в неустойчивом или нестационарном состоянии. Это стало известно только в XX в. Благодаря этой особенности нестационарных состояний, космогонические исследования звезд и звездных систем начали развиваться в тесной связи с результатами астрономических наблюдений.

Амбарцумян [1-10] (см. также [11-13]), исследования которого заложили основы этого нового направления в космогонии, целиком опирающийся на разработанный им наблюдательный подход [10], своими уникальными исследованиями, вместе со своими учениками создал принципиально новые представления о рождении и эволюции звезд и звездных

систем. В частности, впервые на основе наблюдений было доказано, что звездообразование в нашей Галактике в настоящее время продолжается [5,6].

В настоящем обзоре рассматриваются наблюдательные данные о нестационарности звезд и звездных систем в нашей Галактике, с точки зрения представлений, развитых, в основном, в Бюраканской астрофизической обсерватории Национальной академии наук Армении, которые в дальнейшем привели к принципиально важным результатам по исследованию нестационарности во Вселенной, с точки зрения звездообразования.

2. Первые результаты исследования нестационарных явлений во Вселенной. До XX в. единственными известными нестационарными астрономическими объектами, в современном смысле слова, были короткопериодические кометы - в Солнечной системе и новые звезды в Галактике.

Наблюдаемые изменения этих объектов, сильно преобразуя их состояние, необратимы и исключают возможность возврата к прежним состояниям. В результате нестационарное физическое состояние этих объектов "быстро" меняется и они переходят в новое состояние.

Более глубокие изменения наблюдал эстонский астроном Гартвиг в 1885 г. вблизи ядра туманности Андромеды. Это была вспышка в соседней Галактике сверхновой, несравненно гораздо более мощной, подобно которой не наблюдалось около 400 лет. Хотя вспышки такой мощности наблюдались и в нашей звездной системе ранее, однако после открытия Гартвига выяснилось, что сверхновые звезды сильно отличаются от обыкновенных новых*. Они особая категория очень редких и необычно мощных взрывных явлений, происходящих в галактиках. Энергия, освобождаемая при вспышке сверхновых, сравнима с энергией, содержащейся в газовой звезде. Во время взрыва сверхновой, звезда переходит из одного состояния в качественно другое.

В результате взрыва сверхновых возникают гигантские туманности, которые непосредственно наблюдаются и кроме оптического излучения испускают и радиоизлучение. В качестве примера можно указать знаменитую Крабовидную туманность, которая возникла после взрыва сверхновой звезды, в нашей Галактике, впервые наблюдавшейся в 1054

* Почти за 2000 лет в Галактике вспыхнули 7-8 сверхновых, в то время как каждый год в ней вспыхивает около 30 новых.

г. в созвездии Тельца. Следует отметить, что частота вспышек сверхновых очень небольшая. Как сверхновые, могут вспыхнуть лишь немногие звезды.

Примеры взрывов сверхновых и новых наглядно демонстрируют, как из звезд возникают диффузные образования. Однако обратный процесс - возникновение плотного объекта из диффузной материи пока еще никто не наблюдал.

Глубокое рассмотрение этих проявлений нестационарности в Галактике, а в последующем и в других галактиках и их системах, показывает, что нестационарность их состояний всегда приводит к коренным изменениям этих объектов, к появлению новых состояний, не похожих на старые. Иначе говоря, рождение и эволюция космических объектов и их физических систем всегда тесно связаны с нестационарностью состояний этих образований.

В начале XX в. в нашей Галактике вспыхнула новая в созвездии Персея. Последствиями этой и других вспышек новых появились газовые оболочки (туманности), которые были выброшены новыми и расширялись с большими скоростями (порядка 1000 км/с).

Несколько позже оказалось возможным исследовать нестационарные явления у астрономических объектов, ранее считавшихся стационарными. Примечательным примером таких объектов являются звезды типа Вольф - Райе. Анализ спектров звезд Вольф - Райе показал, что из атмосфер этих звезд происходит непрерывное истечение вещества, из каждой звезды около 10^{-5} - 10^{-6} солнечной массы в год. Спокойное истечение вещества из этих звезд уже за несколько десятков тысяч лет, должно привести к существенной убыли массы звезды, к изменению ее физического состояния и к быстрой ее эволюции. Этот факт свидетельствует, что звезда постоянной яркости, казавшаяся неизменной, тоже может находиться в нестационарном состоянии. Относительное постоянство спектра большинства звезд типа Вольф - Райе, а следовательно, и процесса истечения вещества из их атмосфер, подтверждает, что за короткое (по космическим масштабам) время может происходить резкое изменение состояния звезды.

3. Нестационарность астрономических объектов и их систем. Исследования по изучению нестационарных явлений и их фундаментальное влияние на эволюцию звезд и звездных систем были начаты в Ленинградском университете в 30-х годах нашего столетия. Эти исследования [1-4], основанные на применении наблюдательного подхода

[10], привели к новым и важным представлениям о темпах и путях эволюции звезд и звездных систем.

Методами теоретической астрофизики было показано [1], что планетарные туманности не являются стационарными объектами и расширяются. Как и в случае новых звезд, здесь наблюдаются выбросы газовых масс, которые превращаются в туманности.

Анализ наблюдательных данных относительно звезд и звездных систем, входящих в Галактику, показал, что она, в противоположность общепринятым ранее представлениям, является звездной системой, в которой происходят бурные и подчас весьма быстрые изменения.

Применение принципов звездной динамики, разработанных в эти годы, к открытым звездным скоплениям [4], привело к неожиданному результату. Оказалось, что даже если открытые скопления находятся в стационарном состоянии, вследствие взаимодействия звезд скопления они должны постепенно "испаряться" - отдельные звезды системы с течением времени будут покидать скопление, подобно молекулам на поверхности жидкости. Расчеты показывают, что в результате процесса "испарения" многие открытые скопления Галактики должны будут исчезнуть всего лишь за несколько сот миллионов лет, а некоторые из них - даже в течение немногих десятков миллионов лет.

С другой стороны, принципы звездной динамики, в применении к совокупности визуально - двойных звезд Галактики, показали [2], что процессы распада звездных пар, происходящих вследствие их встреч со звездами окружающего поля, доминируют над процессами возникновения новых пар при случайных сближениях звезд.

В результате этого вездесущего процесса количество одиночных звезд в общем звездном поле Галактики постоянно растет. Следует особо подчеркнуть, что распад звездных скоплений и двойных звезд идет только и только в одном направлении: *распад и рассеяние*. Это направление и характеризует общую направленность космогонических процессов в нашей Галактике, и как показывают наблюдения, и в других галактиках.

Принципиальным результатом этих исследований явилось, в частности, установление конечной, так называемой "короткой шкалы" возраста Галактики и составляющих ее звезд. Открытие неизбежного распада звездных скоплений и менее крупных групп, например двойных звезд, за сравнительно короткие сроки показало, что Галактика, в ее современном состоянии, не могла бы существовать более 10^9 - 10^{10} лет

(по порядку величины).

Окончательное установление возраста нашей Галактики было достигнуто в работах Бока [14, 15] и Амбарцумяна [2, 16], которые на основе данных, относящихся к открытым звездным скоплениям и двойным звездам, опровергли пользующееся большим успехом утверждение Джинса [17, 18] о "долгой шкале" возраста нашей Галактики - 10^{10} - 10^{11} лет и доказали справедливость "короткой шкалы" ее возраста - 10^9 - 10^{10} лет*.

Следует добавить, что уже первые исследования нестационарных явлений: вспышки новых и эволюция открытых звездных скоплений свидетельствовали, что космическая нестационарность проявляется в двух формах, *динамической*, когда изменение внутреннего состояния системы постепенно приводит к коренным изменениям (распад и рассеяние материи) и *физической*, когда внезапный или непрерывный выброс материи из звезды приводит к необратимым изменениям ее состояния (рассеяние материи из более плотного состояния в менее плотное).

4. *Открытие звездных ассоциаций-звездных систем нового типа и явления нестационарности в них.* В 1947 г. Амбарцумян [5, 6] открыл существование в Галактике нового типа звездных систем, которые долгое время оставались неизвестными. Для открытия этих звездных систем служил основной фундаментальный наблюдательный факт-тенденция звезд - горячих гигантов и сверхгигантов спектральных классов О и В, а также карликовых звезд с эмиссионными линиями в спектрах (звезды типа Т Тельца) к скучиванию.

Например, Паннекук [19] в 1929 г. описал около десятка групп звезд - горячих гигантов и сверхгигантов, сконцентрированных в определенных областях неба. Однако, тогда не была понятна причина такой концентрации.

Как позже отметил Амбарцумян [5, 6], аналогичное скучивание наблюдается и в случае карликовых звезд с эмиссионными линиями, непрерывно меняющие свой блеск.

Было показано, что звезды спектральных классов О и В и карлики с эмиссионными линиями в спектрах имеют резко выраженную парциальную плотность и встречаются в пространстве группами.

* После этих работ двойные звезды оставались единственным аргументом в пользу "долгой шкалы" возраста нашей Галактики. Однако Амбарцумян [2, 16] показал, что теоретически правильное рассмотрение вопросов статистики двойных звезд также приводит к "короткой" эволюционной шкале.

В основе этого явления лежит глубокая закономерность. Указанные звезды имеют общее происхождение и, поэтому, наблюдаются вместе. Плотность звезд - горячих гигантов и сверхгигантов, с одной стороны, и карликовых звезд с эмиссионными линиями, с другой, меньше средней звездной плотности общего галактического звездного поля.

В этом смысле установление расширительных движений в звездных ассоциациях и их ядрах имело неоценимое значение в изучении процесса звздообразования в Галактике. Оно показало, что звезды в ассоциациях не могут долго существовать.

Амбарцумян [5, 6], оценив средние скорости звезд и размеры ассоциаций, определил максимальную продолжительность жизни ассоциаций - 10^7 лет. Отсюда следует, что ассоциации являются звездными системами, звезды которых удаляются от областей пространства, где они образовались.

В результате этой работы был открыт новый вид движений молодых звезд - расширение, разлет, удаление от областей их возникновения, *вид движений неизвестных раньше в звездной динамике* [9].

Неустойчивость звездных ассоциаций показывает, что процесс распада ассоциаций в Галактике идет непрерывно уже более миллиардов лет. Это означает, что процесс звездообразования, начатый в период возникновения Галактики, продолжается и в настоящую эпоху ее жизни.

Таким образом, результаты глубокого исследования новых систем, получившие название *звездных ассоциаций*, привели к открытию очагов звездообразования в нашей Галактике (и в других галактиках).

Оказалось, что существуют два типа звездных ассоциаций: ОВ и Т. Каждая из них может иметь от одного до нескольких ядер - центров звездообразования. Выяснилось, что все ассоциации, состоящие из горячих гигантов и сверхгигантов (ОВ - ассоциации), которые настолько близки, что в них можно открывать карликовые звезды с эмиссионными линиями в спектрах (типа Т Тельца), содержат и такие звезды. Однако обратное утверждение не верно. Многие ближайшие ассоциации карликовых звезд (Т - ассоциации) не содержат горячих гигантов и сверхгигантов. Эта особенность строения звездных ассоциаций пока до конца не понятна [5, 6, 11].

После открытия звездных ассоциаций стало очевидным [5], что эти системы находятся в состоянии динамической нестационарности.

Наблюдательные данные о движениях звезд, составляющих звездные

ассоциации, показывают, что они обладают скоростями, превышающими скорость отрыва от системы, вследствие этого убегают от областей пространства, где они возникали - от ядер звездных ассоциаций.

Этот теоретический вывод, полученный на основе наблюдательных данных [9], в 1952 г. был скоро подтвержден Блау [20, 21], показавшего, что собственные движения звезд ОВ-ассоциаций Персей II указывают на разлет этих звезд от центра звездообразования. При этом скорости удаления соответствовали представлению о крайней молодости этой системы.

Представление о расширении звездных ассоциаций типа ОВ получило вескую поддержку при рассмотрении собственных движений ОВ-звезд в случае ряда других ближайших ассоциаций (см., например, [12]).

В 1954 г. Блау и Морган [22, 23] открыли звезды ранних спектральных классов, "беглецов" из ОВ-ассоциаций, которые с необычно большими пространственными скоростями (порядка 100 км/с) миллионы лет назад вылетели из области, близкой к Трапедии Ориона (из ОВ-ассоциации), в противоположных направлениях. Это означало, что дисперсия скоростей звезд вылета из ассоциаций весьма значительна.

Позже Круз-Гонзалес и другие [24] показали, что среди О-звезд, "беглецы" из ОВ-ассоциаций составляют около 30%.

Расширение ОВ-ассоциаций было подтверждено статистическим рассмотрением лучевых скоростей ОВ-звезд, входящих в состав так называемой "синтетической ассоциации", состоящей из около 300 звезд горячих гигантов и сверхгигантов ближайших ОВ-ассоциаций [25]. "Синтетическая ассоциация" является одноядерным и лучевые скорости ОВ-звезд относительно центра характеризуют расширение ассоциаций. Было показано, что модуль средней лучевой скорости - $|V(r)|$ растет с расстоянием r от центра синтетической ассоциации, что является прямым следствием расширения ОВ-ассоциаций, составляющих синтетическую ассоциацию. Позже этот вывод подтвердился в работе автора и Мнацаканяна [26, 27] после математического усовершенствования метода.

Таким образом, можно констатировать, что динамическая нестационарность ОВ-ассоциаций в настоящее время не вызывает сомнений: ОВ-ассоциации после возникновения расширяются и распадаются. Лишь причина этой нестационарности является предметом неопределенности.

Имеются веские основания считать, что ОВ-звезды и звезды типа Т Тельца, составляющие характерное население звездных ассоциаций, оказавшиеся вдали от ассоциаций, в общем галактическом поле, являются на самом деле "беглецами" из материнских систем, благодаря большим скоростям вылета из центров звездообразования (см., например, исследование Круз-Гонзалес и др. [24]).

В более позднем исследовании Гиса и Болтона [28] анализ кинематических возрастов 36 ярких быстролетящих ОВ-звезд северного полушария позволил заключить, что все "беглецы" выброшены из ОВ-ассоциаций сразу после их формирования.

Новое подтверждение принадлежности крайне неустойчивых звезд типа Вольф-Райе к ОВ-ассоциациям было получено Лундстремом и Стенхолмом [29].

Если для ОВ-ассоциации имеются прямые свидетельства об их расширении и последующем распаде, то для Т-ассоциаций таких непосредственных свидетельств о расширении нет. Однако и в этом случае имеются косвенные наблюдения, подтверждающие их нестационарность.

В качестве веского аргумента о расширении Т-ассоциаций можно привести следующий примечательный факт [13]. Наблюдения свидетельствуют, что Т-ассоциации состоят только из звезд-карликов. В их составе гигантских звезд нет. Следовательно, после периода активности звезд типа Т-Тельца, Т-ассоциаций, если они не расширяются и распадаются, должны превратиться в открытые звездные скопления, состоящие из одних лишь карликовых звезд. Однако в Галактике нет открытых скоплений, состоящих из одних лишь карликовых звезд. Этот факт исключает наше предположение о стационарности Т-ассоциаций. Они как и ОВ-ассоциации нестационарны, расширяются и со временем распадаются.

Важным свидетельством в пользу расширения и последующего распада Т-ассоциаций является существование в них большого количества крайне неустойчивых и быстро распадающихся кратных систем, систем типа Трапеции. Их распад приводит к распаду самих Т-ассоциаций [30, 31] (см. следующий параграф).

5. Кратные системы типа Трапеции Ориона и их динамическая нестационарность. Огромное значение динамической нестационарности в звездных ассоциациях в процессе звездообразования

выдвинуло задачу определить, какими свойствами должны обладать ядра звездных ассоциаций. Естественно предположить, что они должны быть, прежде всего, нестационарными. Исходя из этого параметра, пространственную конфигурацию компонентов кратной системы можно разделить на нестационарные и стационарные. Только нестационарные кратные системы являются ядрами звездных ассоциаций.

По этому признаку Амбарцумян [32] разделил все кратные системы на две группы:

1) Кратные системы (независимо от числа членов), в составе которых имеются 3 звезды, взаимные пространственные расстояния между которыми одинакового порядка (не отличаются более чем 2.5-3.0 раза). Такие кратные системы называются системами *типа Трапеции* (прототипом этих систем является Трапеция Ориона). Движения звезд в этих кратных системах сильно отличаются от кеплеровских и такие системы сравнительно быстро распадаются. Системы типа Трапеции очень нестационарны и, как правило, являются ядрами ассоциаций.

2) Кратные системы, не имеющие конфигурацию типа Трапеции, называются кратными системами *обыкновенного типа*. В этих системах движения звезд кеплеровские или почти кеплеровские, вследствие чего эти системы почти стационарны. Поэтому они не могут быть ядрами ассоциаций.

Важно отметить, что вышеприведенное разделение относится к пространственным расстояниям звезд. На самом деле около 10% наблюдаемых кратных систем типа Трапеции, как показывает рассмотрение [33], являются псевдотрапециями, т.е. кажущимися Трапециями, в результате благоприятного проектирования на небесную сферу. Поэтому, в дальнейшем речь пойдет только о реальных кратных звездах типа Трапеции.

Имеются многочисленные прямые и косвенные свидетельства в пользу динамической неустойчивости кратных систем типа Трапеции*.

Принципиальный вывод о нестационарности и крайней молодости кратных систем типа Трапеции, основанный на наблюдениях, впервые был получен в начале 50-х годов на основе данных каталога Эйткена [35]. Оказалось, что реальные кратные звезды типа Трапеции встречаются преимущественно, около 60%, среди молодых звезд (ярчайшая звезда

* О кратных системах типа Трапеции подробно см. [34].

этих систем является звездой спектрального класса O-B2). Этот результат позже подтвердился на более богатом наблюдательном материале Индекс каталога визуально двойных звезд [36].

Из полученного результата непосредственно следует, что продолжительность жизни реальных кратных систем звезд типа Трапеции должна быть короче продолжительности жизни OВ-звезд. Этот результат означает, что кратные звезды типа Трапеции очень молодые и пока звезды в этих системах стареют, сама система успевает распасться либо полностью, либо частично, теряя часть своих членов и превращаясь в кратную систему обыкновенного типа. Вследствие этого, кратные системы типа Трапеции почти не встречаются среди старых звезд.

Этим обусловлен и тот наблюдаемый факт, что устойчивых кратных систем (обыкновенного типа) в Галактике гораздо больше, чем неустойчивых кратных звезд (типа Трапеции). Системы первого типа живут долго и со временем их число увеличивается за счет возникновения новых, а также распадающихся частично систем типа Трапеции, в то время как системы типа Трапеции регулярно распадаются.

Подсчеты времени распада кратных звезд типа Трапеции, проведенные с помощью формулы Амбарцумяна [37] для времени релаксации звездных скоплений подтверждают вывод об их крайней молодости. Время жизни кратной системы типа Трапеции зависит от полной энергии системы, но не может превышать 2×10^6 лет [33].

Свидетельства о молодости реальных кратных звезд типа Трапеции были получены также Агекином [38] и Шарплессом [39].

Первый из них на основе видимого распределения конфигураций тройных звезд теоретически восстановил их действительное распределение и показал [38], что в этом распределении доля реальных систем типа Трапеции наибольшая для тройных звезд, содержащих спектральные классы O и B. Это означало, что системы типа Трапеции на самом деле состоят из молодых звезд и являются молодыми образованиями.

Шарплесс [39] же, используя наблюдения кратных звезд типа Трапеции, находящихся в эмиссионных туманностях, показал, что наблюдается сильная тенденция ярчайших звезд этих систем иметь спектральные классы ранее O9, т.е. быть очень молодыми.

Очевидно, что наиболее надежные результаты о природе кратных систем типа Трапеции могут быть получены из их детального исследования, на основе астрономических наблюдений.

Первая работа, посвященная исследованию движений звезд в системе Трапеции Ориона, была выполнена в 1953г. Паренаго [40]. Рассмотрев шесть компонентов этой системы и используя все имеющиеся за 180 лет данные об их собственных движениях и лучевых скоростях, автор показал, что они находятся в хорошем согласии с предположением о расширении Трапеции Ориона [41].

Хотя последующие работы о Трапеции Ориона противоречивы, однако, тщательный анализ всех данных Паренаго [41] об этой системе, проведенный Салуквадзе [42] значительно позже (см. также [43]), показал, что ее расширение является реальным.

Заслуживает внимания большая работа Салуквадзе [44], посвященная астрометрическому исследованию около 40-кратных систем типа Трапеции, содержащих О-В2 звезды, из каталога Абастуманской астрофизической обсерватории [42]. Из них только для 15 систем имеются более 5 наблюдений, которые в большинстве случаев охватывают интервал времени более 100 лет. Подробное рассмотрение этих данных указывает на расширение 14-кратных систем из исследованных 15. Возможно, что одна из них псевдотрапеция.

Значительную научную ценность представляют работы по динамической эволюции реальных кратных систем типа Трапеции, если только начальные условия выбраны правильно.

В этом смысле характерно исследование Аллен и Поведя [45]. В этой работе при допущении отрицательной полной энергии системы исследована динамическая эволюция 30-кратных звезд типа Трапеции, каждая из которых состоит из шести массивных компонентов, имеет различные параметры строения и заключена в сферу радиуса 5000 а.е.

Основной результат вычислений динамической эволюции этих кратных систем свидетельствует, что $2/3$ часть рассмотренных систем, после 10^6 лет еще оставалась кратной системой типа Трапеции. По мнению Аллен и Поведя [45] этот результат находится в противоречии с представлением о динамической нестационарности систем типа Трапеции.

На самом деле, такой вывод основан на неправильной интерпретации полученного результата [46]. Действительно, результат Аллен и Поведя [45] показывает, что вероятность для кратной системы типа Трапеции сохранить свою пространственную конфигурацию в течение 10^6 лет равна $2/3$. Это означает, что уже за время 2×10^6 лет больше половины всех систем типа Трапеции рассмотренной выборки, точнее их $1 - (2/3)^2 = 5/9$

часть будет терять свою характерную конфигурацию и перестанет быть системой типа Трапеции. Иначе говоря, период полураспада звездных систем типа Трапеции, обладающих отрицательной полной энергией, меньше 2×10^6 лет. Этот результат находится в превосходном согласии представлением о крайней неустойчивости и быстром распаде кратных систем типа Трапеции [33].

6. Звездные системы положительной полной энергии.

Распирение звезд ОВ-ассоциаций в пространстве и последующий их распад, естественно окажутся возможными только тогда, когда полная кинетическая энергия системы превышает абсолютную величину энергии гравитационного взаимодействия соответствующих звезд.

Этот неизбежный вывод Амбарцумяна [9], основанный на наблюдениях звездных ассоциаций, привел к открытию в Галактике систем, обладающих положительной полной энергией [47].

Это прежде всего ОВ-ассоциации и небольшие системы, являющиеся ядрами ассоциаций, в виде открытых звездных скоплений типа О, по классификации Маркаряна [48] и кратные системы типа Трапеции [34,43] - центры звездообразования в ассоциациях.

Рассмотрение скоплений типа О [48], имеющих в своем составе небольшое число звезд, показывает, что они в течение своей жизни принципиально не могут обогащаться за счет звезд общего галактического звездного поля и превратится в скопления других типов (например, В- или А-типов [44]), обладающих гораздо большим числом членов. Этот путь для них запрещен с точки зрения звездной динамики.

Такова ситуация с распадающимися кратными системами типа Трапеции. Они, как показывают общетеоретическое, а также наблюдательное соображения, в большинстве случаев, если не всегда, являются звездными системами положительной полной энергии.

Таким образом, рассмотрение динамической нестационарности в нашей Галактике - в областях формирования звезд, привело к новому представлению о том, что среди звездных систем различного масштаба имеются такие, которые обладают полной положительной энергией и быстро распадаются. Во всех случаях известные нам системы с положительной полной энергией, как правило, являются составляющими звездных ассоциаций.

7. Разновременное формирование звезд в звездных ассоци-

ациях. В начальный период исследования звездных ассоциаций казалось, что звезды всей системы формируются вместе и "мгновенно" разлетаются от ядер ассоциаций - центров звездообразования. Однако дальнейшее рассмотрение показало, что почти во всех ассоциациях процесс звездообразования довольно длительный процесс и происходит разновременно.

Например, основываясь на собственных движениях звезд, Блау [20] определил "кинематический возраст" ассоциации Персей OB2 порядка 1.3×10^6 лет. Естественно, что этот возраст относится только к тем звездам, которые были использованы при исследовании расширения этой ассоциации. О собственных движениях других, более слабых звезд этой системы нам ничего не известно.

Более сложно положение в тех случаях, когда звездная ассоциация имеет несколько ядер - центров звездообразования, как это наблюдается в ассоциации Лебедь OB1 [49] и в некоторых других OB-ассоциациях.

Можно считать, что группы молодых звезд (одноядерные ассоциации или звезды "беглецы" из ассоциации и т.д.) являются частями (субсистемами) более протяженных систем, где в настоящее время идут процессы звездообразования. Это обстоятельство было специально учтено, когда была построена "синтетическая ассоциация", - суперпозиция субсистем OB-звезд вокруг ядер существующих OB-ассоциаций для изучения их расширения на основе лучевых скоростей OB-звезд [25].

Открытие быстролетающих OB-звезд "беглецов" из звездных ассоциаций, сначала Блау и Морганом [22,23], а позже Круз-Гонзалес и др. [27], показали, что процесс звездообразования в звездных ассоциациях длится, по крайней мере, миллионы лет.

Хотя нам ничего не известно о звездах-"беглецах" из ассоциации Орион OB1, существующие в настоящее время данные можно рассматривать как свидетельство в пользу представления о том, что в ассоциации Орион OB1 небольшие группы звезд были сформированы в прошлом, другие группы формировались позже, а некоторые группы формируются сейчас. Причем, все эти группы расширяются в настоящее время с разными скоростями.

Современные данные об ассоциации Орион OB1, таким образом, полностью подтверждают вывод о разновременном формировании звезд в звездных ассоциациях.

Первые указания Блау и Моргана [22,23] о существовании

быстролетящих ОВ-звезд из ассоциации Орион показали, что эти звезды сформированы в ней несколько миллионов лет назад, в области близкой к Трапедии Ориона.

Учитывая, что сама Трапедия Ориона является очень молодой и быстро распадающейся системой, можно допустить, что ее возраст меньше миллиона лет. Отсюда следует, что область Трапедии Ориона была областью звездообразования менее миллион лет назад.

Вместе с этим, основываясь на наблюдательных данных, относящихся к инфракрасным источникам, движениям СО газа и H_2O -мазеров можно утверждать, что в ассоциации Орион OB1 имеется небольшая область современного звездообразования. В этой ассоциации, в частности, наблюдается область активного звездообразования вблизи инфракрасного объекта IRC-2 (см., например, [50]).

Все это дает веское основание утверждать, что в звездных ассоциациях звезды формируются небольшими группами, в различных местах и в разное время.

8. *Групповое формирование звезд в звездных ассоциациях.* Еще до открытия звездных ассоциаций Амбарцумян [1,8] показал, что составляющие двойных звезд в Галактике не могли бы образоваться в результате случайных встреч со звездами галактического поля. Они имеют общее происхождение. Этот примечательный факт подтвердился после открытия звездных ассоциаций, которые содержат большое число двойных, тройных и большей кратности систем. Принципиально важным является существование кратных звезд типа Трапедии [32], которые встречаются среди молодых звезд и "быстро" распадаются. Такие системы многочисленны как в ОВ-ассоциациях, так и в Т-ассоциациях.

Статистическое исследование показывает, что нестационарные кратные системы звезд типа Трапедии, как правило, встречаются среди молодых звезд, причем наблюдательные данные полностью подтверждают это представление.

Факты, изложенные в этом разделе, посвященном кратным системам звезд типа Трапедии, однозначно указывают на групповое происхождение звезд [51].

Интересно отметить, что согласно наблюдательным данным [51] общее галактическое звездное поле очень богато кратными звездами обыкновенного типа, а звездные ассоциации богаты динамически нестационарными системами звезд типа Трапедии.

Это явление имеет свое естественное объяснение. Звезды формируются в звездных ассоциациях группами, как динамически устойчивыми, так и неустойчивыми (большей частью). Динамически устойчивые группы распадаются очень медленно, только при случайных близких встречах со звездами поля, а динамически неустойчивые группы (кратные системы типа Трапеции) несравненно быстро (полностью или частично). В результате общее галактическое звездное поле обогащается динамически устойчивыми кратными звездами, а звездные ассоциации динамически неустойчивыми (типа Трапеции) кратными системами.

Наблюдаемое распределение кратных систем (обыкновенных и типа Трапеции) в Галактике и в ассоциациях яркое доказательство в пользу группового формирования звезд.

9. Внутризвездная природа звездной нестационарности. Вспышки новых и сверхновых, излучение планетарных туманностей, поведение звезд типа Вольф-Райе, а также распад открытых звездных скоплений и двойных звезд, однозначно указывают, что во всех этих случаях источник наблюдаемой нестационарности находится внутри звезд.

Это представление получило веское свидетельство благодаря открытию звездных ассоциаций. Оказалось, что все звезды, составляющие звездные ассоциации обладают физической нестационарностью. Во всех известных случаях звезды и звездообразные объекты непрерывно или дискретно (иногда в виде направленных джетов) теряют материю, выбрасывая вещество в межзвездную среду.

Стала очевидной тесная связь между динамической нестационарностью звездных ассоциаций и физической нестационарностью составляющих ассоциации молодых звезд. Иначе говоря, физическая нестационарность всегда присуща молодым образованиям. Явление потери массы звездами получило всеобщее признание благодаря внеатмосферным наблюдениям спектров звезд.

Анализ обширных исследований по проявлениям истечений материи, основанных на результатах инфракрасных наблюдений явился исходным пунктом для вывода Гензеля и Даунса [52] о том, *что истечение материи является почти вседущим в ранней стадии эволюции звезд.*

Подробное рассмотрение спектров звезд, источников СО с широкими линиями и объектов Хербига-Аро, привело Строма [53] к заключению, *что истечение материи представляется общей характеристикой молодых звезд всех масс.*

Исследование Шуля [54] показывает, что истечения материи из звезд весьма разнообразны по массе и скорости. Причем, принципиальное значение имеет тот факт, что наблюдения дают веские основания считать, что все проявления физической нестационарности молодых звезд имеют внутризвездное происхождение: энергия наблюдаемой нестационарности молодых звезд доставляется из их глубоких слоев.

Это представление, развитое впервые Амбарцумяном [55], после открытия звездных ассоциаций в дальнейшем поддерживалось Хербигом [56], Томасом [57], Хербстом [58] и другими.

Например, Хербиг [56] еще в 1958г. пришел к выводу, что источник активности звезд типа Т Тельца является внутренним.

К рассматриваемому вопросу прямое отношение имеет работа Дозан и др. [59], в которой приведены результаты наблюдений Ве-звезды 59 Лебеда в визуальной и далекой UV-областях (с помощью спутника "TUE") спектра, в течение 1978-1983гг. Это дало возможность детально следить за поведением звезды в двух атмосферных слоях.

Впервые было показано, что существует положительная корреляция между спектральными особенностями, возникающими в холодной оболочке звезды, излучающей эмиссионную линию H_α и в тех ионизованных областях, которые излучают линии CIV и NV. На этой основе авторы работы [59] допускают, что энергия, генерируемая эти особенности спектра звезды, выносится из глубоких ее слоев, т.е. имеет внутризвездное происхождение.

Томас, один из авторов работы [59], в связи с этим, писал автору: "Сегодня большинство теоретиков утверждают, что истечение массы *возникает* в атмосферных явлениях. Мы думаем абсолютно не так: это должно быть субатмосферное нетепловое явление. По нашему мнению, большинство наблюдений Ве-звезд подтверждает это предложение". Это признание характерно тем, что Томас является известным теоретиком.

В этом духе высказываются и другие исследователи.

Исследование спектра Р Лебеда в далеком ультрафиолете с помощью спутника "Коперник" показало [60], что для объяснения непрерывного истечения материи из звезды следует, по-видимому, привлечь процессы внутренней динамической неустойчивости, а также учесть их возможное сходство с флуорами.

Внутренней, по всей вероятности, является и природа истечения материи из звезд типа Вольф-Райе, которое в ряде случаев является

более мощным.

По мощности истечения материи Of-звезды не уступают звездам типа Вольф-Райе. Для истечения материи из этих звезд, согласно исследованию Перси др. [61], только давление излучения оказывается недостаточным.

Аналогичные явления истечения материи имеют место и у звезд малых масс. Например, из карликовых звезд наблюдается непрерывное истечение материи (звезды типа Т Тельца и др.). Выброс струй и биполярных газовых оболочек обычное явление.

По мнению Эдвардса и Снелля [62] они характеризуют фазу ранней эволюции *всех звезд*, по крайней мере, с массами порядка одной солнечной массы.

10. *О причине расширения групп молодых звезд.* Расширение звездных ассоциаций и их ядер не вызывает сомнения. Однако его объяснение на основе старых представлений связано с непреодолимыми трудностями. Начнем с ученых, которые старались интерпретировать наблюдаемое расширение звездных ассоциаций естественным образом, не прибегая к экзотическим возможностям.

Первое объяснение происхождения расширяющихся звездных ассоциаций предложил Эпик [63] в 1953г. Оно было основано на наблюдаемых взрывах сверхновых. Согласно гипотезе Эпика расширение ассоциаций является следствием взрыва сверхновой: звезды, возникшие в оболочке разлетаются от сверхновой под влиянием его взрыва.

Однако, эта привлекательная интерпретация противоречит результатам наблюдений звездных ассоциаций. Она предполагает наличие только одного центра разбегания звезд в каждой ассоциации и, более важно, одновременное начало расширения для всех ее звезд. Между тем наблюдения звездных ассоциаций показывают, что они обычно имеют больше одного центра расширения, а звездообразование в ней продолжается в течение всей жизни каждой ассоциации.

Несколько иную гипотезу для объяснения возникновения расширяющейся звездной ассоциации разработали Оорт [64] и Оорт и Спитцер [65], основываясь на гипотезе о конденсации диффузной материи в звезды.

Предполагая, что до рождения звездной ассоциации вблизи ее центра существовала звезда типа О, расположенная внутри очень массивной диффузной туманности, главную роль рождения расширяющейся ассоциации они отводили этой звезде. Последняя, нагревала диффузную туманность и на границе ее внутренних нагретых и внешних холодных

слоев возникают области сжатого газа. Из этого сжатого газа затем под действием гравитационной неустойчивости формируются звезды, удаляющиеся от центра туманности.

Гипотеза Оорта-Спитцера имеет ряд принципиальных недостатков.

Кроме искусственного допущения о существовании уже готовых О-звезд, своеобразных родоначальников формирующихся звезд внутри массивной туманности, гипотеза Оорта-Спитцера находится в противоречии и с некоторыми другими наблюдательными данными, в свое время указанными Амбарцумяном [66].

К ним относится, в частности, существование в центральных областях туманностей, связанных с ОВ-ассоциациями, например в ассоциации Орион OB1, крайне молодых динамически неустойчивых кратных звезд типа Трапеции. Далее, в центральных частях некоторых газовых туманностей (NGG 2264, IC 1805 и др.), генетически связанных с ОВ-ассоциациями, имеются скопления звезд ранних спектральных классов, включая О, значительно меньших размеров, чем сами туманности [67].

Эти факты исключают возможность возникновения ОВ-ассоциации таким путем. Большие затруднения возникают и при объяснении формирования бысролетящих звезд из ОВ-ассоциаций. Например, при справедливости гипотезы Оорта-Спитцера, скорость возникающих звезд не может превышать 50 км/с [66].

Таким образом, приходится признать, что гипотеза Оорта-Спитцера не в состоянии объяснить комплекс наблюдательных данных об ОВ-ассоциациях.

Последние годы Ладой и др. [68] (см. также [69]) предприняты попытки объяснять образование расширяющихся звездных ассоциаций под влиянием внешних воздействий, которые представляются неубедительными.

Нам кажется, однако, что наблюдательные данные об ассоциациях и кратных системах типа Трапеции свидетельствуют в пользу предположения, что динамическая нестабильность является внутренней особенностью молодых звездных систем и обусловлена природой звездообразования.

В свете этого предположения можно принять, что звезды в каждой динамически нестационарной системе в начальный период их формирования приобретают скорости, превращающие скорость отрыва и удаляются от "материнского ядра". Можно также допускать, что энергия, требуемая для наблюдаемых движений звезд сосредоточена в материи, из которой

формируются звезды и звездные системы.

Не вдаваясь в подробности отметим только, что гипотеза Лада и др. [68,69] нам представляется необоснованной.

Принципиальное объяснение возникновения расширяющихся звездных ассоциаций пока не разработана, из-за неопределенностей, касающихся физических свойств сверхплотных протозвезд.

11. *Нестационарность является закономерной фазой формирования астрономических объектов.* До XX в. включительно, большая длительность космогонических процессов, по сравнению с астрономическими наблюдениями, препятствовала обнаружению изменений, которые являются результатом этих процессов.

К счастью, в жизни звезд и звездных систем, благодаря открытию звездных ассоциаций, были обнаружены нестационарные состояния, которые характеризуют развитие звезд и звездных систем.

Как отметил Амбарцумян [8], в нестационарных состояниях "быстрота происходящих изменений создает возможность либо наблюдать эти изменения непосредственно (вспышка новых, сверхновых и т.д.), либо делать выводы о них на основе очень многих косвенных данных (распад открытых звездных скоплений и ассоциаций, взрывы в ядрах галактик)".

Пример взрывов новых звезд, которые мыслились как результат исключительно редкого события: столкновение двух звезд показывает, как общее закономерное развитие звезды интерпретировалось искусственным образом. Аналогичное явление - существование сильно радиоизлучающих галактик - радиогалактик, в наше время пытались объяснить как результат столкновения двух галактик.

В рассматриваемых случаях оказалось справедливым представление о том, что нестационарность астрономических объектов является *закономерной фазой космической эволюции*. Причем, нестационарных объектов в Галактике, как и следовало ожидать, гораздо меньше, чем стационарных.

Интересно отметить, что именно в тех случаях, когда в малом объеме сосредоточена относительно большая масса, нестационарность является общим правилом [8].

Таким образом, нестационарные состояния обычно являются поворотным пунктом в развитии астрономического объекта, связанным с формированием новых тел (звездных ассоциаций) или с переходом объекта из одного класса в другой (вспышки сверхновых, приводящие к превращению звезды в туманность).

Подробное изучение нестационарных состояний приводит к более полному пониманию формирования космических объектов.

12. *Заключение.* За последние десятилетия, особенно после открытия звездных ассоциаций - очагов звездообразования в Галактике, применением наблюдательного подхода [10] к ранним стадиям эволюции звезд, получены принципиальные результаты о формировании звезд в Галактике.

Из полученных результатов следует подчеркнуть следующие:

1. З звездообразование в Галактике продолжается и в настоящее время, в современной стадии ее развития.
2. Звезды формируются в системах, большей частью динамически неустойчивых, которые сравнительно быстро распадаются, обогащая общее галактическое звездное поле.
3. Энергия распада молодых звездных систем (звездных ассоциаций и меньших систем) содержится в материи, из чего формируются звезды: она является характерной особенностью этой материи.
4. Звезды формируются группами: в большинстве случаев динамически нестационарными (кратные системы типа Трапеции) и стационарными.
5. Нестационарность звезд имеет внутризвездное происхождение.
6. Существуют звездные системы, обладающие положительной полной энергией.
7. Нестационарность является закономерной фазой формирования звезд, которая ведет к дезинтеграции и рассеянию материи. Эти процессы определяют направление эволюции космической материи.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория, Армения

INSTABILITY OF OBJECTS IN GALAXY AND STARFORMING PROCESS

L.V.MIRZOYAN

The problem of Nonstability of astronomical objects and their systems and its close connection with starforming process based on the observational data

is considered. It is shown that only owing to the discovery and study of stellar associations ascertained their enormous role in starformation in Galaxy (and other galaxies). Many kinematical properties of stellar associations are not explained from the old point of view. It gives grounds to have doubts in correctness of classical hypothesis on forming of stars from diffuse matter.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Изв. Пулковской обс., 13, № 114, 1, 1933.
2. В.А.Амбарцумян, Астрон. журн., 14, 20, 1937.
3. В.А.Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, 3, № 17, 1938.
4. В.А.Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, № 22, серия матем. наук (астрономия), 4, №19, 1938.
5. В.А.Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика, АН Арм ССР, Ереван, 1947
6. V.A.Ambartsumian, Discours introductif an symposium des etoils, Transactions of the IAU, VOL VIII, ed. Oosterhoff, University press, Cambridge, 1954, p. 665.
7. В.А.Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, серия ФМЕТ наук, 9, 83, 1956.
8. В.А.Амбарцумян, Проблемы современной космогонии, гл. 2, Наука, М., 1972.
9. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
10. V.A.Ambartsumian, L.V.Mirzoyan, Asrtophys. Space Sci., 84, № 2, 1982.
11. Л.В.Мирзоян, Проблемы современной космогонии, ред. В.А.Амбарцумян, гл. II, Наука, М., 1972, с. 19-219.
12. Л.В.Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, АН Армении, Ереван, 1981.
13. Л.В.Мирзоян, Ранние стадии эволюции звезд, АН Армении, Ереван, 1991.
14. B.Bok, Harvard Circ., № 384, 1934.
15. B.Bok, Observatory, 59, 76, 1936.
16. B.A.Ambartsumjan, Nature, 137, 537, 1936.
17. J.Jeans, Nature, 136, 432, 1935.
18. J.Jeans, Nature, 137, 537, 1956.
19. A.Pannekoek, in: Lehrbuch der Stellarstatistik of Prof. E.Pahlen, 1937, p. 537.
20. A.Blaauw, Bull.Astron. Inst. Netherl., 11, 405, 1952.

21. *J.Delhaye, A.Blaauw*, Bull. Astron. Inst. Natherl., 12, 72, 1953.
22. *A.Blaau, W.Morgan*, Astrophys. J., 119, 625, 1954.
23. *A.Blaauw*, Astrophys. J., 123, 408, 1956.
24. *C.Cruz - Gonzalez, E.Racillas - Cruz, R.Costero, M.Peimbert, S.Torres - Peimbert*, Rev. Mexicana Astron. Astrophys, 1, 211, 1974.
25. *Л.В.Мирзоян*, Сообщ. Бюраканской обс. 29, 81, 1961.
26. *L.V.Mirzoyan, M.A.Mnatsakanian*, Spiral Structure of Our Galaxy, IAU. Symposium № 38, eds. W.Becker, G.Contopoulos, Reidel, Dordrecht, 1970, p. 295.
27. *Л.В.Мирзоян, М.А.Мнацаканян*, Астрофизика, 6, 411, 1970.
28. *D.R.Gies, C.T.Bolton*, Astrophys. J. Suppl., 61, 419, 1986.
29. *L.Lundstrom, B.Stenholm*, Astron. Astrophys. Suppl., 58, 163, 1984.
30. *Г.Н.Салуквадзе*, Бюлл. Абастуманнской астрофиз. обс. 62, 3, 1987.
31. *В.В.Амбарян*, Астрофизика, 28, 149, 1988.
32. *В.А.Амбарцумян*, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 3, 1954.
33. *В.А.Амбарцумян*, ДАН Арм ССР, 13, 97, 1951.
34. *L.V.Mirzoyan*, Instability, Chaos and Predictability in Celestial Mechanics and Stellar Dynamics, IAU Colloquium 132, ed. K.B.Bhatnagar, Nova Science Publishers, Inc., 1992, p. 199.
35. *R.G.Altken*, New General Catalogue of Double Stars, Carnegie Institution, Washington, 1932.
36. *H.M.Jeffers, W.H. van den Boss, F.M.Greeby*, Index Catalogue of Visual Double Stars, Publ. Lick Obs. 21. 1963.
37. *В.А.Амбарцумян*, см. в кн.: *S.Chandraseckhar*, Principiles of Stellar Dynamics, University of Chicago Press, Chicago, 1942.
38. *Т.А.Азекян*, Астрон. ж., 31, 544, 1954.
39. *S.Sharpless*, Astrophys. J., 119, 334, 1954.
40. *П.П.Паренаго*, Астрон. ж., 30, 249, 1953.
41. *П.П.Паренаго*, Труды ГАИШ, 25, 3, 1954.
42. *Г.Н.Салуквадзе*, Докторская диссертация, Бюракан, 19..
43. *Л.В.Мирзоян, Г.Н.Салуквадзе*, Астрофизика, 21, 399, 1984.
44. *Г.Н.Салуквадзе*, Астрофизика, 21, 399, 1984.
45. *C.Allen, A.Poveda*, in: The Stability of the Solar System and of Small Stellar Systems, IAU Symposium № 62, ed. Y.Kozai, Reidel, Dordrecht - Boston, 1974, p. 239.
46. *Л.В.Мирзоян, М.А.Мнацаканян*, Астрофизика, 11, 551, 1975.
47. *V.A.Ambartsumian*, Observatory, 75, 72, 1955.
48. *Б.Е.Маркарян*, Сообщ. Бюраканской обс., 5, 1950.
49. *В.А.Амбарцумян, Б.Е.Маркарян*, Сообщ. Бюраканской обс., 2, 3, 1949.
50. *N.Z.Scoville*, Infrared Astronomy, IAU Symposium № 96, eds. C.G.Winn-

- Williams, D.P.Cruikshank*, Reidel, Dordrecht, 1980, p. 187.
51. *L.V.Mirzoyan*, Binary and Multiple Stars as Tracers of Stellar Evolution, eds. Z.Kopal, J.Rahe, Reidel, Dordrecht, 1982, p. 61.
52. *R.Genzel, D.Downes*, Highlights of Astronomy, ed. R.West, Reidel, Dordrecht, 1983, p. 689.
53. *S.E.Strom*, Protostar and Planets II, eds. D.C.Black, M.S.Mattews, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1985, p. 17.
54. *J.M.Shull*, Regions of Recent Star Formation, eds. R.S.Roger, P.E.Dewney, Reidel, Dordrecht - Boston - London, 1982, p. 91.
55. *В.А.Амбарцумян*, Сообщ. Бюраканской обс. 13, 1954.
56. *G.H.Herbig*, Proc. Vatican Conference on Stellar Populations, ed. D.J.K.'O Conntll S. E. Vatican Observatory, 1958, p. 127.
57. *R.N.Thomas*, Stellar Atmospheric Structural Patterns, NASA, SP-471, 1983.
58. *W.Herbst*, Publ. Astron. Soc. Pacific., 98, 1088, 1986.
59. *V.Doazan, C.A.Crady, T.P.Snow, G.J.Peters, J.M.Marlborough, P.K.Barker, C.T.Bolton, B.Bourdonnean, L.V.Kuhi, R.W.Lyons, P.S.Polldan, R.Stalio, R.N.Thomas*, Astron. Astrophys. 152, 182, 1985.
60. *V.A.Ambartzumian, L.V.Mirzoyan, T.P.Snow*, Astrophys. J., 226, 519, 1979.
61. *P.Persi, Ferrari-Toniolo, G.R.Grazdalen*, Astrophys. J., 269, 625, 1983.
62. *S.Edwards, R.L.Snell*, Astrophys. J., 281, 237, 1984.
63. *B.J.Opik*, Irish Astron. J., 2, 219, 1953.
64. *J.H.Oort*, Bull. Astron. Inst. Netherl., 12, 177, 1954.
65. *J.H.Oort, L.Spitzer*, Astrophys. J. 121, 6, 1955.
66. *V.A.Ambartzumian*, Rev. Mod. Phys. 30, 944, 1958.
67. *W. Buscombe*, The Galaxy and The Magellanic Clouds, IAU-URSI Symposium № 20, Canberra, 1964, p. 24.
68. *B.J.Elmegreen, C.J.Lada*, Astrophys. J., 214, 725, 1977.
69. *G.J.Lada*, From OB-Associations to Protostrars, Preprint, Steward Obs. № 647, 1986.

УДК: 524.74-823

GALAXIES WITH $f_{12} > f_{25}$

R.A.KANDALIAN

Received 1 December 1995

Accepted 15 December 1995

A sample of galaxies with flux density at 12 micron (f_{12}) higher than at 25 micron (f_{25}) has been compiled. It is argued that criteria $f_{12} > f_{25}$ effectively selects quiescent galaxies which are less active in infrared, radio and optical bands than other types of normal galaxies. Moreover galaxies with $f_{12} > f_{25}$ do not show well-established relations for normal galaxies between far-infrared parameters, for example, anticorrelation between f_{12}/f_{25} and f_{60}/f_{100} . These galaxies also show different far-infrared and radio properties. In our opinion this sample of quiescent galaxies is a well-defined comparison sample when properties of more active galaxies are discussed. Sample of quiescent objects may be used as a sample of underlying galaxies when starburst or nuclear activity of a galaxy are modelling.

1. *Introduction.* The far-infrared (FIR) emission of spiral galaxies can be explained by assuming two components, a cold (30 K) disk component and warm (80 K) component which represents warm gas and dust heated by newly borned stars in the nuclear region. The difference between starbursts and "normal" spirals may be due to relative contribution from the warm component (see, e.g., [1,2]). According to Xu and De Zotti [3] the fraction of warm component in the disk of a galaxy is varying from 10% to 100%. However, Devereux and Young [4] have shown that high-mass ($> 6M_{\odot}$) O and B stars could be responsible for FIR emission in spiral galaxies of high luminosity ($\log L_{\star} > 9L_{\odot}$) and, at least, for spiral galaxies of intermediate luminosity ($9L_{\odot} < \log L_{\star} < 11L_{\odot}$); to explain FIR emission there is not a necessity for the requirement of two components.

Observed anticorrelation between the intensity ratios f_{60}/f_{100} and f_{12}/f_{25} for infrared galaxies requires that interstellar dust includes a population of very small grains [1] or large dust grains radiating at high temperatures [5]. As a population of very small grains (a few Angstroms in size) the polycyclic aromatic hydrocarbon (PAH) molecules were proposed (see, e.g., [1,6]). These grains transiently heated to roughly 1000 K, can be an important source of emission at wavelengths between 1 and 20 micron. Most of nearby spirals show logarithm of FIR to blue luminosities ratio around -0.4 [7], i.e., they emit considerably more in the optical than in FIR band.

Most of spiral galaxies which were selected from IRAS survey are incomplete at 12 micron due to small number of detections at this wavelength. In particular, objects with flux densities ratio $f_{12}/f_{25} > 1$ have not been studied separately as a class of spiral galaxies. However, the situation was changed when Rush et al., [8] have published an all-sky 12 micron flux-limited sample of galaxies selected from the IRAS Faint Source Catalog (FSC-2). In this paper we want to investigate spiral galaxies with $f_{12} > f_{25}$ selected from the extended 12 micron galaxy sample [8]. Our analysis indicates that spiral galaxies with $f_{12} > f_{25}$ show infrared and radio properties different from that for galaxies with $f_{12} < f_{25}$. Throughout of this paper a Hubble constant of 75 km/s Mpc is adopted. Section 2 presents the sample and selection procedure of galaxies. In section 3 we present properties of the galaxies with $f_{12} > f_{25}$ and its comparison with the galaxies which have $f_{12} < f_{25}$. The last section presents discussion of the results.

2. *The sample.* Rush et al.,[8] have selected an all-sky 12 micron flux-limited sample of galaxies from the IRAS Faint Source Catalog (FSC-2). The completeness limit of the sample is 0.3 Jy at 12 micron. About 20% of the sample are galaxies that are "active" in a broad sense (i.e. Seyferts, Quasars, Liners or Starbursts). So called "normal" galaxies (nearly all spirals) comprise 80% of the sample. Therefore extended 12 micron galaxy sample gives best opportunity to investigate homogeneous and complete sample of spiral galaxies in more detail.

We have selected from this sample galaxies which are satisfying the following criteria:

1. $f_{12} > 0.3$ Jy: flux density of the galaxy at 12 micron should be greater than 0.3 Jy.
2. $f_{12} > f_{25}$: flux density at 12 micron should be higher than at 25 micron.

The total number of galaxies which are satisfying to these selection criteria is 103. This includes 88 normal galaxies (85%), 5 Sy1 (5%), 1 Sy2 (1%) and 9 Liners (9%). Below we will discuss only non-active galaxies.

It is well known that, in general, the infrared emission of galaxies with $\log(f_{60}/f_{100}) > -0.4$ is due to the current star formation and starburst galaxies differ from normal spirals by this parameter. In order to select the candidates of starbursts we divided our original sample of spiral galaxies into two subsamples: (a) galaxies with $\log(f_{60}/f_{100}) > -0.4$ (Table 1, 29 galaxies) and (b) galaxies with $\log(f_{60}/f_{100}) \leq -0.4$ (Table 2, 46 galaxies, and Table 3, 13 galaxies). The description of Tables 1, 2 and 3 is as follows:

column 1: Name of the galaxy according to [8] and following by increasing right ascension; column 2: Logarithm of the ratio between flux densities at 12 and 25 micron (f_{12}/f_{25}); column 3: Logarithm of the ratio between flux

densities at 60 and 100 micron (f_{60}/f_{100});

column 4: Heliocentric radial velocity (cz), in km/s;

column 5: Blue magnitude (B), corrected for galactic and internal absorption;

column 6: The dust temperature (T_d), in K, of the galaxy, computed by fitting the 60 and 100 micron IRAS fluxes with a single-temperature dust model, using a dust emissivity law λ^{-1} ;

column 7: Logarithm of the FIR luminosity, computed according to formula $\log L_{\text{FIR}} = 5.5378 + 2\log(cz/75) + \log(12.66f_{12} + 5f_{25} + 2.55f_{60} + 1.01f_{100})$, in solar units, which takes into account the 4 IRAS flux densities and gives the total FIR luminosity between 8 and 1000 micron [9];

column 8: Logarithm of the blue luminosity, computed according to formula $\log L_b = 12.164 + 2\log(cz/75) - 0.4B$, in solar units;

column 9: Logarithm of the ratio between FIR and blue luminosities (L_{FIR}/L_b);

column 10: Morphological type (T) given when available, following the revised morphological types given in RC2. The blue magnitudes and morphological types have been extracted from the "Catalogue of Principal Galaxies" (PGC) [10]. We present 13 galaxies of subsample (b) in separate table (Table 3) because according to Keel [11] and Véron and Véron [12] these objects show some signs of either nuclear or starburst activity.

3. *Results.* Our sample of galaxies with $f_{12} > f_{25}$ is a complete sample, since it was extracted from the complete sample of an all-sky 12 micron survey. Mean value of the

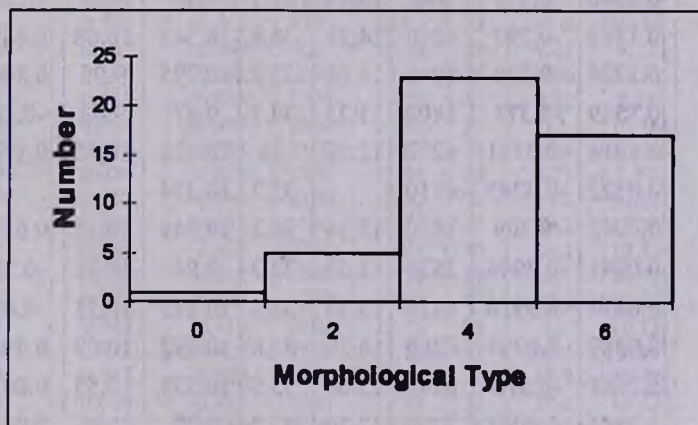


Fig. 1. Morphological distribution of galaxies with $f_{12} > f_{25}$. The following designations of morphological types were accepted 0: S0/a and earlier; 2: Sa and Sab; 4: Sb and Sbc; 6: Sc and Scd.

Table 1

POSSIBLE STARBURST GALAXIES

Name	$\log f_{12}$ / f_{25}	$\log f_{80}$ / f_{100}	cz km/s	B	T_d K	$\log L_{\text{IR}}$ $L_{\odot}$	$\log L_b$ $L_{\odot}$	$\log L_{\text{IR}}$ / L_b	T
N706	0.1714	-0.3482	5070	13.09	34.9	10.605	10.59	0.022	4
N864	0.109	-0.3847	1560	11.62	33.6	9.67	10.15	-0.48	5
E200-G29	0.0884	-0.3436	6660		35	10.716			-1
N1659	0.1383	-0.349	4560	13.14	34.8	10.335	10.48	-0.14	4
N1752	0.0414	-0.3906	3600	13.33	33.4	10.105	10.19	-0.09	4.7
U4132	0.0613	-0.3511	5250	13.61	34.8	10.642	10.41	0.232	4
N2738	0.3144	-0.3659	3090	13.99	34.2	10.031	9.79	0.233	5
M-3-28-8	0.129	-0.326	3300	13.53	35.6	10.111	10.04	0.072	-1.5
F10569-0716	0.1107	-0.2905	2580		36.9	9.89			
M+1-29-38	0.1622	-0.1654	11430	14.36	41.2	11.143	10.79	0.357	4
N3720	0.0923	-0.3937	6090	13.72	33.3	10.684	10.49	0.189	0.9
U6865	0.1761	-0.3783	5820	14.68	33.8	10.564	10.07	0.492	5
M+5-28-78	0.102	-0.2993	3180	13.45	36.6	10.172	10.04	0.134	3
N4428	0.0561	-0.3282	3030	13.38	35.5	10.294	10.02	0.269	5
E507-G62	0.403	-0.399	3540	12.55	33.1	10.149	10.49	-0.34	3
N5068	0.0546	-0.399	690	10.46	33.1	9.38	9.91	-0.53	6
N5263	0.1461	-0.297	4860	14.28	36.6	10.543	10.08	0.468	5
U8739	0.1224	-0.378	5040	14.66	33.8	10.795	9.95	0.841	5
N5560	0.1549	-0.371	1800	13.23	34.1	9.47	9.63	-0.16	3
N5592	0.1214	-0.3741	4290	13.56	34	10.428	10.25	0.173	3.8
N5716	0.0322	-0.3245	4110		35.7	10.374			5
N5792	0.0042	-0.309	1920	12.14	36.2	10.149	10.12	0.024	3
N6438	0.0241	-0.3946	2520	12.53	33.2	9.94	10.21	-0.27	-2
I4836	0.0414	-0.3916	4110	13.33	33.3	10.275	10.31	-0.03	4.3
N6845	0.0389	-0.3794	6360	14.79	33.8	10.692	10.09	0.591	3
N7316	0.2688	-0.376	6120	13.64	33.9	10.539	10.53	0.007	5
N7460	0.3144	-0.3955	3300	13.76	33.2	9.97	9.95	0.025	3.3
N7730	0.085	-0.3388	9390	14.82	35.2	10.949	10.43	0.518	2
M+4-55-45	0.2894	-0.3653	9330		34.3	11.083			

Table 2

QUIESCENT GALAXIES

Name	$\log f_{12}$ / f_{25}	$\log f_{60}$ / f_{100}	cz km/s	B	T_s K	$\log L_{\text{IR}}$ $L_{\odot}$	$\log L_b$ $L_{\odot}$	$\log L_{\text{IR}}$ / L_b	T
N7817	0.055	-0.485	2310	12.56	30	10.1	10.12	0.01	4
N309	0.283	-0.493	5670	12.42	30	10.6	10.95	-0.36	5
N691	0.267	-0.643	2790	12.47	25	9.71	10.32	-0.61	4
N782	0.014	-0.531	6030	12.55	29	10.6	10.95	-0.36	3
N772	0.094	-0.542	2460	11.03	28	10.4	10.78	-0.43	3
N1070	0.491	-0.542	4080	12.72	28	10.2	10.55	-0.39	3
N1317	0.105	-0.451	1920	11.91	31	9.79	10.22	-0.43	1
N2082	0.028	-0.485	1380	12.72	30	9.41	9.62	-0.21	3
N2715	0.077	-0.514	1350	11.84	29	9.52	9.94	-0.42	5
N2776	0.014	-0.444	2640	12.05	32	10	10.45	-0.41	5
N2874	0.236	-0.483	3780	13.36	30	10.3	10.22	0.04	4
U5192	0.081	-0.427	4950	14.21	32	10.2	10.12	0.05	3
N3183	0.025	-0.519	3090	12.65	29	10.2	10.33	-0.14	3.5
N3294	0.078	-0.423	1560	11.76	32	9.86	10.11	-0.25	5
N3486	0.322	-0.418	690	10.94	32	9.09	9.72	-0.63	5
U6135	0.071	-0.429	6480	13.27	32	10.6	10.73	-0.12	5
N3684	0.025	-0.463	1320	12.15	31	9.33	9.79	-0.46	4
Arp83	0.022	-0.427	3600	12.43	32	10.4	10.55	-0.13	3
N3963	0.157	-0.483	3180	12.31	30	10	10.49	-0.46	4
N4047	0.191	-0.452	3420	12.94	31	10.3	10.31	0	3
N4062	0.181	-0.593	780	11.94	26	8.99	9.42	-0.43	5
N4402	0.086	-0.491	450	12.58	30	8.76	8.69	0.07	3
N4429	0.149	-0.437	1140	11.04	32	9.02	10.11	-1.09	-1
N4504	0.272	-0.467	990	11.87	31	9.02	9.66	-0.64	6
N4517	0.061	-0.465	1140	11.26	31	9.59	10.02	-0.43	6
I3704	0.324	-0.411	8700	14.83	33	10.8	10.36	0.48	4
N4800	0.139	-0.467	750	12.39	31	9.11	9.22	-0.11	3
N4814	0.106	-0.591	2670	12.41	26	9.96	10.31	-0.35	3
N4951	0.181	-0.406	1170	13.59	33	9.32	9.11	0.21	6
N5012	0.011	-0.467	2610	12.72	31	10	10.16	-0.15	5
N5078	0.041	-0.518	2160	11.67	29	10.4	10.41	-0.04	1
N5170	0.034	-0.676	1500	12.09	23	9.31	9.93	-0.62	5
N5220	0.317	-0.543	4170	13.12	28	10.1	10.41	-0.26	1
N5247	0.016	-0.415	1350	10.78	33	10.1	10.36	-0.29	4
N5313	0.063	-0.477	2760	12.93	30	10.1	10.12	-0.03	3
N5614	0.364	-0.511	3840	12.54	29	10.1	10.57	-0.44	2
N5605	0.748	-0.421	3360	12.99	32	10.2	10.27	-0.09	4.5
N5633	0.043	-0.412	2850	12.99	33	10	10.13	-0.09	3
N5795	0.035	-0.429	2310	14.72	32	9.84	9.25	0.59	5
N5859	0.097	-0.529	4770	13.19	29	10.4	10.49	-0.05	4
N5875	0.026	-0.485	3540	13.24	30	10.2	10.22	-0.05	3
N5899	0.009	-0.454	2550	12.52	31	10.1	10.22	-0.11	5
M-1-39-5	0.376	-0.402	2010		33	9.55			2
N6503	0.021	-0.448	60	10.94	31	7.23	7.59	-0.36	6
N6943	0.167	-0.551	3120	12.01	28	10.1	10.6	-0.46	6
I5176	0.143	-0.542	1710	13.54	28	9.73	9.46	0.27	3.9

ratio f_{12}/f_{25} is about 1.5. The morphological distribution of the sample (88 galaxies) is shown in Fig. 1. Main part of the sample includes galaxies of intermediate (i.e., Sb-Sbc) and late (i.e., Sc-Scd) types, but there is not galaxy later than Scd. The morphological distributions of groups (a) and (b) do not differ significantly. Hence the intermediate and late-type spirals more often than early-types show $f_{12} > f_{25}$. Simple inspection of Tables 1, 2, and 3 shows that: 1) About 40% (37/88) of the sample are galaxies which have $\log L_{\text{ir}} < 10L_{\odot}$ and this percentage is 2 times higher for the subsample (b) than for (a). There are only two galaxies, MCG +1-29-38 and MCG +4-55-45 from (a), which have $\log L_{\text{ir}} > 11L_{\odot}$. 2) About 70% (58/83) of the sample are galaxies which emit considerably more in the optical than in FIR band, i.e. galaxies with $\log L_{\text{ir}}/L_{\text{v}} < 0$. This percentage is again higher (almost 3 times) for the subsample (b) than for (a).

The mean parameters for two samples (a) and (b) are presented in Table 4. In this statistics galaxies from Table 3 have not been included. Evidently there are significant differences (see the last row of Table 4) between those parameters which describe FIR emission. Hence galaxies of group (a) are relatively stronger emitters of FIR radiation than galaxies of group (b).

Table 3

POSSIBLE QUIESCENT GALAXIES

Name	$\log f_{12}$ / f_{25}	$\log f_{100}$ / f_{100}	cz km/s	B	T_d K	$\log L_{\text{ir}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{\text{v}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{\text{ir}}$ / L_{v}	T
N488	0.281	-0.674	2280	11.19	24	9.88	10.65	-0.77	3
N1291	0.193	-0.621	840	9.39	25	8.94	10.49	-1.56	0
N1316	0.079	-0.436	1770	9.33	32	9.69	11.18	-1.47	-2
N1433	0.017	-0.551	1050	10.71	28	9.39	10.17	-0.78	2
N3672	0.004	-0.445	1860	11.96	31	10.16	10.17	-0.01	5
Arp116	0.124	-0.467	1500	11.64	31	9.83	10.11	-0.28	5
N4699	0.136	-0.513	1410	10.49	29	9.77	10.51	-0.74	3
N4947	0.102	-0.467	2400	12.73	31	9.94	10.08	-0.15	3
N5161	0.062	-0.493	2400	12.06	30	9.96	10.35	-0.39	5
N5363	0.199	-0.474	1080	11.11	30	9.09	10.04	-0.95	0
N5885	0.432	-0.474	2010	12.06	30	9.79	10.19	-0.41	5
N6925	0.071	-0.407	2790	12.08	33	10.23	10.47	-0.24	4
N7599	0.046	-0.486	1680	12.01	30	9.95	10.06	-0.11	5

In order to test whether the FIR emission of galaxies with $f_{12} > f_{25}$ depends on galaxy morphology, we have divided the whole sample of spiral galaxies into two groups: $T \leq 3$ (i.e. Sbc and earlier, 30 galaxies) and $T > 3$ (i.e. later than Sbc, 50 galaxies). We find that FIR emission is uncorrelated with Hubble types. The same procedure was done for subsamples (a) and (b) separately. Again galaxies of subsample (a) are relatively more active in FIR band than galaxies of subsample (b) irrespective of Hubble types. We investigate whether the existence of a bar structure affects the FIR emission. Unfortunately small number of barred galaxies (20%, 17 galaxies) does not allow for proper conclusion, but it seems likely that barred galaxies are less FIR active than non-barred galaxies for our sample of spirals.

According to PGC the HI data are available for 16 galaxies from subsample (a), and for 36 objects from subsample (b). Preliminary analysis of 10 galaxies (sample (a)) shows that there is a tight correlation ($r=0.68$) between FIR luminosity and HI content. This relation is much tighter for the sample (b) ($r=0.87$). Galaxies of the group (a) have higher HI content (more than 5 sigma) than that of galaxies from group (b).

We have compared also FIR and radio properties of two types spiral galaxies, namely galaxies with $f_{12} > f_{25}$ and $f_{12} < f_{25}$. For this purpose we have compiled from [8] a subsample of 45 galaxies with $f_{12} < f_{25}$ which have same mean distance as the galaxies from our sample. We find that there are tight correlations between HI intensity and ratios f_{12}/f_{25} , f_{12}/f_{60} , f_{12}/f_{100} for our sample of galaxies but not for the comparison sample. This means that when relative contribution to FIR emission at 12 micron is

Table 4

PARAMETERS OF TWO SAMPLES

Sample		T_d K	$\log L_{\text{IR}}$ $L_\odot$	$\log L_b$ $L_\odot$	$\log L_{\text{IR}}$ $/L_b$
(a)	Mean	34.7	10.3	10.19	0.09
	Error	0.3	0.08	0.05	0.07
	N	29	29	25	25
(b)	Mean	30.1	9.84	10.07	-0.23
	Error	0.3	0.09	0.09	0.04
	N	46	46	45	45
Signif. (in sigma)		10.2	4.1	1.2	4.1

higher than relations between FIR and HI emission are more tied. So in low-luminosity galaxies ($\log L_{\text{IR}} < 10L_{\odot}$), the contribution to FIR luminosity from dust in HI clouds appears to become important, where the ISM within the optical disk is primarily atomic. Comparison also showed that mean values of FIR luminosity, dust temperature, hydrogen mass and radio continuum emission (radio continuum data have been extracted from [13]) of comparison sample are very close to mean parameters of our subsample (a), but significantly higher than those of subsample (b). In addition, galaxies of group (a) show tight correlations between $L_{\text{IR}} / L_{\text{b}}$ and luminosities at 12, 25, 60 and 100 micron (correlation coefficients are 0.7, 0.7, 0.8 and 0.8 respectively). These correlations do not exist for the galaxies of group (b). Moreover the comparison sample obeys usual FIR properties of infrared galaxies, for example, the anticorrelation between the intensity ratios f_{60}/f_{100} and f_{12}/f_{25} , which does not exist for the galaxies with $f_{12} > f_{25}$. Galaxies of (b) do not show also well-established anticorrelation between f_{12}/f_{25} and L_{IR} and positive correlation between f_{60}/f_{100} and L_{IR} for normal and starburst galaxies (see, e.g., [14]).

4. *Discussion.* It is evident from our results that galaxies with $f_{12} > f_{25}$ are frequently quiescent galaxies in broad sens (they occupy lower luminosity range in the FIR, radio and optical bands than other normal galaxies). Next remarkable property of these galaxies, especially for the objects of Table 2, is the absence of well-established relations between FIR colors and luminosities which show normal and starburst galaxies, such as anticorrelations between f_{12}/f_{25} and f_{60}/f_{100} and between f_{12}/f_{25} and L_{IR} ; positive correlation between f_{60}/f_{100} and L_{IR} , etc. These galaxies emit considerably more in the optical than in FIR band, and they often are galaxies of intermediate (Sb, Sbc) and late-type (Sc, Scd) spirals.

Xu and De Zotti [3] have described a two-temperature dust model for normal and starburst galaxies. In this model FIR emission consists from emission of extended HII regions (warm component) and from emission of cooler dust heated by the general interstellar radiation field. According to [3] nearly all of the 12 micron emission is due to the PAH molecules, while at 25 micron dominate warm larger grains. At 100 micron dominate cool larger grains, and at 60 micron dominate both cool and warm grains. In framework of this model, the FIR luminosities ratio of warm and cold components ($R_{\text{w/c}}$) depends from the ratio f_{60}/f_{100} . Using approximation of $R_{\text{w/c}}$ we have estimated that for our whole sample (88 galaxies) mean value of $R_{\text{w/c}} = 0.33$, and it is 0.57 and 0.26 for subsamples (a) and (b) respectively, which means that contribution to FIR emission from cold component is much higher than from warm component. The most extreme galaxies of the sample have $R_{\text{w/c}} \leq 0.1$. Xu and De Zotti [3] have estimated $R_{\text{w/c}}$ for the sample of nearby spiral galaxies (this sample contains only a few objects

with $f_{12} > f_{25}$) and Markarian starburst galaxies. For the nearby spirals mean $R_{\text{sub}} = 0.43$ and $R_{\text{sub}} = 1$ for Markarian galaxies. Evidently our sample of spirals has significantly (more than 3 sigma) lower value of R_{sub} than nearby spirals and, of course, much less than Markarian galaxies. In the case of subsample (b) these differences are much greater. Our sample of galaxies is significantly differ by the ratio f_{25}/f_{60} (mean $\log f_{25}/f_{60} = -0.95$) than that of nearby spirals and Markarian galaxies. It was noted by Xu and De Zotti that their model should be refined for the estimating of cold component for those objects which have $\log f_{60}/f_{100} < -0.45$. It should be noted that this model has difficulties in explanation of FIR properties of objects with $f_{12} > f_{25}$ in general, and additional investigations are needed. One of the plausible explanation of the FIR spectrum with $f_{12} > f_{25}$ is, that significant contribution to the 12 micron emission in normal galaxies may come from late-type stars, OH-IR sources and young planetary nebulae [15], since their integrated spectrum has $f_{12} > f_{25}$. This situation can be relevant in the case of some quiescent galaxies (especially for the objects from sample (b)), while in relative luminous galaxies significant contribution to FIR band from star forming regions is dominated. On the other hand, since for the galaxies with $f_{12} > f_{25}$, particularly for the galaxies of subsample (b), FIR colors and luminosities are not correlated, it is possible that in each FIR bands (12 to 25 micron and 60 to 100 micron) different kind of dust grains are taking part in FIR emission.

Isobe and Feigelson [16] have constructed FIR luminosity function of normal galaxies on the basis of a volume-limited sample and investigated relationships between FIR emission and galaxy morphology. Most of galaxies of that sample have upper limits of flux densities at 12 and 25 micron, and objects with $f_{12} > f_{25}$ will not be possible to distinguish and these galaxies were not investigated separately. They found that the normal galaxy FIR emission is uncorrelated with the Hubble sequence of spiral galaxy morphology. The next notable result in their study concerns bar and inner ring structure. It was emphasized that the presence of bars and rings reduces FIR emission though in bars and rings substantial heating sources are OB stars and reduced FIR emission in barred and ringed spirals is due to a reduction in the amount or spatial distribution of dust. They suggested that bar and inner ring instabilities may confine the dust in spiral disk which could decrease the efficiency of conversion of UV photons into the FIR.

The results of our morphological investigation support their results. Isobe and Feigelson also showed that the ratio of very small and large grains does not vary significantly. Since very small grains dominate at 12 micron it is plausible that for galaxies with $f_{12} > f_{25}$ the amount of very small grains is higher than of larger grains.

It should be noted that criteria $f_{12} > f_{25}$ effectively selects quiescent galaxies. In

starburst galaxies and AGNs where UV field is stronger small dust grains may be destroyed (see, e.g., [17]).

5. *Conclusion.* The principal findings are the following:

1. There is no a galaxy with $f_{12} > f_{25}$ which has $\log L_{\text{IR}} > 11.2 L_{\odot}$. This criteria effectively selects quiescent galaxies in broad sens. Most of galaxies with $f_{12} > f_{25}$ are quiescent objects in the IR, radio and optical bands, and consequently this sample can be used as a comparison sample when properties of more active galaxies are discussed. Sample of quiescent galaxies can be used also as a sample of underlying galaxies when starburst or nuclear activities of a galaxy are modelling.

2. The sample of quiescent galaxies do not show well-established relations between FIR parameters, such as anticorrelation between f_{12}/f_{25} and f_{60}/f_{100} , anticorrelation between f_{12}/f_{25} and L_{IR} , and positive correlation between f_{60}/f_{100} and L_{IR} , etc.

3. Quiescent galaxies show tighter correlation between L_{IR} and HI content than starburst galaxies. HI content of these galaxies also correlated with f_{12}/f_{25} , f_{12}/f_{60} and f_{12}/f_{100} , which means that in these galaxies emission of atomic hydrogen and FIR emission at 12 micron are taking place in the same region of the galaxy.

4. FIR properties of galaxies with $f_{12} > f_{25}$ are not correlated with Hubble types.

5. The intermediate and late-type spirals more often than early-types have $f_{12} > f_{25}$.

6. Galaxies with $f_{12} > f_{25}$ emit considerably more in the optical than in FIR band.

I would like to thank to Dr. J.-M. Martin for helpful discussion of some results.

Byurakan Astrophysical
Observatory, Armenia

ГАЛАКТИКИ С $f_{12} > f_{25}$

Р.А.КАНДАЛЯН

Составлена выборка галактик, плотность потока которых на волне 12 мкм больше, чем на волне 25 мкм. Показано, что условие $f_{12} > f_{25}$ эффективно отбирает спокойные галактики в широком диапазоне спектра, они менее активны в инфракрасном, радио и оптическом диапазонах, чем другие нормальные галактики. Более того, эти галактики не показывают хорошо известные соотношения между инфракрасными параметрами, которые имеют место в нормальных галактиках, как, на-

пример, антикорреляция между f_{12}/f_{25} и f_{60}/f_{100} . Они показывают также отличные от нормальных галактик инфракрасные и радио особенности. По нашему мнению, эта выборка спокойных галактик является подходящей выборкой сравнения при обсуждении свойств более активных галактик. Кроме того, она может быть использована при моделировании галактик с активным звездообразованием или активным ядром.

REFERENCES

1. *G.Helou*, *Astrophys. J.*, 311, L33, 1986.
2. *K.Sekiguchi*, *Astrophys. J.*, 316, 145, 1987.
3. *C.Xu, G.De Zotti*, *Astron. Astrophys.*, 225, 12, 1989.
4. *N.A.Devereux, J.S.Young*, *Astrophys. J.*, 350, L 25, 1990.
5. *D.P.Carico, D.B.Sanders, B.T.Soifer, J.H.Ellas, K.Matthews, G.Neugebauer*, *Astron. J.*, 95, 356, 1988.
6. *F.X.Desert*, in "Light on Dark Matter", ed. F.P. Israel, Dordrecht, Reidel, p. 213, 1986.
7. *T.De Jong, P.E.Clegg, B.T.Soifer, M.Rowan-Robinson, H.J.Habing, J.R.Houck, H.H.Aumann, E.Raimond*, *Astrophys. J.*, 278, L 67, 1984.
8. *B.Rush, M.A.Malkan, L.Spinoglio*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 89, 1, 1993.
9. *M.Pirault, F.Boulanger, E.Falgarone, J.L.Puget*, 1991, unpublished.
10. *G.Paturel, P.Fouque, L.Bottinelli, L.Gouguenheim*, "Catalogue of Principal Galaxies", Paris, 1991.
11. *W.C.Keel*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 52, 229, 1983.
12. *M.-P.Véron, P.Véron*, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 66, 335, 1986.
13. *E.Hummel*, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 41, 151, 1980.
14. *B.J.Smith, S.G.Kleinmann, J.P.Huchra, F.J.Low*, *Astrophys. J.*, 318, 161, 1987.
15. *M.Rowan-Robinson, T.Chester*, *Astrophys. J.*, 313, 413, 1987.
16. *T.Isobe, E.D.Feigelson*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 79, 197, 1992.
17. *P.F.Roche, D.K.Aitken*, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 213, 789, 1985.

УДК: 52.64

О МЕТОДЕ СДВИГА АЛЬБЕДО

Н.Б.ЕНГИБАРЯН, Б.Н.ЕНГИБАРЯН

Поступила 17 октября 1995

Принята к печати 15 ноября 1995

В работе предлагается новая трактовка к Методу сдвига альбеда (МСА) теории переноса излучения, основанная на построении трехфакторного разложения исходного оператора интегрального уравнения переноса в однородном полупространстве. Такой подход упрощает МСА, одновременно значительно расширяя его возможности и границы применимости.

1. *Введение.* В теории переноса излучения одним из основных параметров, описывающих взаимодействие излучения с веществом, является альбеда рассеяния λ : $0 < \lambda \leq 1$. Оно представляет собой вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния (см. [1,2]). Задачи переноса в полупространстве или в слое большой толщины наиболее сложны в консервативном случае (КС) $\lambda=1$ и почти консервативном случае (ПКС), когда $\lambda < 1$ и $1-\lambda \ll 1$. В этих случаях для удовлетворительного расчета поля излучения приходится учитывать большое число (в среднем) рассеяний, испытываемых квантом до выхода из среды или его гибели.

За последние годы в работах В.В.Иванова, Г.В.Райбики, Г.Домке и др. развивался новый метод решения задач переноса в однородном полупространстве - Метод сдвига альбеда (МСА) (см. [3-5]). Этот красивый метод позволяет с помощью простой процедуры преобразовать исходную задачу к новой "псевдозадаче" с меньшим значением альбеда. Такое упрощение может оказаться существенным в вопросах аналитического и численного решения уравнения переноса. Большим достоинством МСА является то, что он сводит КС к диссипативному случаю (ДС) $\lambda < 1$.

До сих пор МСА развивался применительно к некоторым задачам когерентного-изотропного и анизотропного рассеяния, которые описываются скалярным интегральным уравнением Винера-Хопфа, ядро которого экспоненциально убывает в ∞ .

В настоящей работе предлагается новая трактовка МСА, основанная на построении специального трехфакторного разложения исходного интегрального оператора. Такой подход значительно расширяет возможности и границы применимости МСА, упрощает его в логическом и техническом отношениях. Этот подход, наряду с [3-5], примыкает к работам авторов [6,7] и к ряду известных методов теории интегральных уравнений Винера-Хопфа (метод специальной факторизации, метод уравнения Амбардзюмяна, метод дискретных ординат Чандрасекара и др.)

2. Объект исследования. Ряд линейных и нелинейных задач переноса излучения в однородном полупространстве сводится к интегральному уравнению Винера-Хопфа

$$S(\tau) = g(\tau) + \int_0^{\infty} K(\tau - t) S(t) dt. \quad (1)$$

Здесь g - известная функция первичных (внешних и внутренних) источников, S - искомая функция источников, ядро K - четная функция и является суперпозицией экспонент:

$$K(\tau) = \int_a^b e^{-|\tau|p} G(p) dp, G \geq 0, \quad \lambda = 2 \int_a^b \frac{1}{p} G(p) dp \leq 1, \quad (2)$$

$$0 \leq a < b \leq +\infty.$$

Число λ и есть альбедо рассеяния.

К числу указанных задач, представляющих большую важность в теоретической астрофизике, относятся:

а) Основное интегральное уравнение переноса. Тогда

$$K(\tau) = \frac{\lambda}{2} E_1(|\tau|) = \frac{\lambda}{2} \int_1^{\infty} e^{-|\tau|p} \frac{dp}{p}, \quad G(p) = \frac{\lambda}{2p}. \quad (3)$$

б) Некоторые задачи когерентного анизотропного рассеяния (см. [1,3]):

$$K(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_1^{\infty} e^{-|\tau|p} \Psi\left(\frac{1}{p}\right) \frac{dp}{p}, \quad (4)$$

где ψ - четный полином с неотрицательными коэффициентами. Ясно, что (3) является частным случаем (4).

в) Изотропное рассеяние в спектральной линии при полном перераспределении по частотам (ППЧ) (см. [2,8]):

$$K(\tau) = \frac{\lambda}{2} A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2(x) E_1[\alpha(x)|\tau|] dx, \quad (5)$$

где $\alpha(x) > 0$ - контур коэффициента поглощения, x - безразмерная частота

кванта, $A = \left[\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \right]^{-1}$ - нормирующий множитель. Ядро (5) допускает

представление (2) (см. [2,8]).

г) Уравнением (1), (2) описываются также некоторые другие задачи переноса (ЗП), в том числе ЗП с учетом рефракции [9], с учетом энергетических потерь между последовательными рассеяниями [10] и др., а также ряд важных задач кинетической теории газов, в том числе - задача Крамерса о диффузном скольжении (см. [11]). В последнем случае имеем

$$K(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} t^{-1} \exp\left(-t^2 - \frac{\tau}{t}\right) dt. \quad (6)$$

Ядро Велландера (6) консервативное ($\lambda=1$).

3. *Основное разложение.* Вместо (2) мы используем несколько иную запись ядра K в виде интеграла Стильтьеса:

$$K(\tau) = \int_a^b e^{-|\tau|p} d\sigma(p), \quad 0 \leq a < b \leq +\infty, \quad (7)$$

где σ - неубывающая функция, удовлетворяющая условию

$$\lambda \equiv 2 \int_a^b \frac{1}{p} d\sigma(p) \leq 1. \quad (8)$$

Чтобы из (2) перейти к (7), достаточно взять

$$G(p) dp = d\sigma(p), \quad \sigma(p) = \int_a^p G(p') dp'. \quad (9)$$

Применение представления (7) обусловлено его гибкостью и большей общностью по сравнению с (2): функция σ , фигурирующая в (7), может иметь разрывы (скачки), которые весьма удобны при применении Метода дискретных ординат (МДО) Чандрасекара и других методов дискретизации интеграла (2). При этом мы используем следующее свойство интеграла

Стилтьеса: пусть σ имеет вид $\sigma(p) = \sigma_0(p) + \sum_{m=1}^n C_m \theta(p - S_m)$, где σ_0 -

непрерывно дифференцируемая функция: $\sigma'_0(p) = G_0(p)$, θ - функция Хевисайда единичного скачка:

$\theta(p) = 0$ при $p \leq 0$; $= 1$ при $p > 0$.

Если функция f непрерывна, то при $s_1, \dots, s_n \in (a; b)$,

$$\int_a^b f(p) d\sigma(p) = \int_a^b G_0(p) dp + \sum_{m=1}^n C_m f(S_m). \quad (10)$$

Функцию σ мы будем считать непрерывной слева.

Если в представлении (7) (или (2)) $Q > 0$, то $K(\tau)$ экспоненциально убывает при $|\tau| \rightarrow +\infty$ (убывает быстрее $e^{-a'|\tau|}$, $\forall a' < a$). Так обстоит дело в случае ядер (3) и (4), в случае которых $a = 1$. Если же $a = 0$, то $K(\tau)$ убывает медленнее экспоненты.

Перепишем уравнение (1) в оперативной форме

$$(I - \hat{K})S = g, \quad (11)$$

где I - единичный оператор, а $\hat{K}$ - интегральный оператор Винера-Хопфа (ИОВХ):

$$(\hat{K}S)(\tau) = \int_0^{\infty} K(\tau - t) S(t) dt. \quad (12)$$

Функцию S мы будем считать либо интегрируемой ($S \in L_1^+ = L_1(0; \infty)$), либо ограниченной ($S \in M^*$), либо неограниченной в ∞ функцией специального вида (в случае рассмотрения проблемы Милна). Во всех случаях справедлива следующая оценка для нормы оператора $\hat{K}$:

$$\|\hat{K}\| \leq \lambda. \quad (13)$$

Эта оценка показывает, что в ДС $\lambda < 1$ оператор $\hat{K}$ сжимающий и $I - \hat{K}$ обратим. В КС $I - \hat{K}$ оказывается необратимым.

Введем следующие простейшие вольтерровы ИОВХ:

$$\hat{U}_+ f(\tau) = \alpha \int_0^\tau e^{-\beta(\tau-t)} f(t) dt, \quad \hat{U}_- f(\tau) = \alpha \int_\tau^\infty e^{-\beta(t-\tau)} f(t) dt, \quad (14)$$

где $\alpha, \beta > 0$.

В основе метода настоящей работы лежит следующее разложение:

$$I - \hat{K} = (I - \hat{U}_-)(I - \hat{T})(I - \hat{U}_+), \quad (15)$$

где $\hat{T}$ - оператор вида (12) с ядром

$$T(\tau) = \int_a^b e^{-|\tau|p} h(p) d\sigma(p). \quad (16)$$

Здесь $h(p)$ непрерывная ограниченная функция, возможно - знакопеременная. Разложение (15) проще всего построить, используя преобразование Фурье (ПФ).

Символом оператора $I - \hat{K}$, где $\hat{K}$ - ИОВХ, называется функция $1 - \bar{K}(s)$, где $\bar{K}$ - ПФ от ядра K :

$$\bar{K}(s) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau) e^{i\tau s} d\tau, \quad -\infty < s < +\infty.$$

Нетрудно получить следующие выражения для ПФ от ядер K и T , заданных посредством (7) и (16) соответственно:

$$\bar{K}(s) = \int_a^b \frac{2p}{p^2 + s^2} d\sigma(p), \quad \bar{T}(s) = \int_a^b \frac{2p}{p^2 + s^2} h(p) d\sigma(p).$$

Символами же операторов $I - \hat{U}_\pm$ служат функции $1 - \frac{\alpha}{\beta \mp is}$.

В [12] показано, что если произведение нескольких ИОВХ является ИОВХ (что не всегда так), то символ произведения равен произведению символов сомножителей. Используя это правило и перейдя в (15) к символам, мы приходим к следующему равенству, эквивалентному (15):

$$1 - \int_a^b \frac{2p}{p^2 + s^2} d\sigma(p) = \frac{(\beta - \alpha)^2 + s^2}{\beta^2 + s^2} \left[1 - \int_a^b \frac{2p}{p^2 + s^2} h(p) d\sigma(p) \right]. \quad (17)$$

4. *Характеристическое уравнение.* Для построения разложения (17) нам нужно определить числа α , β и функцию h . Как и в работах [3-5] по МСА, мы воспользуемся следующим характеристическим уравнением, хорошо известным в теории переноса:

$$F(\gamma) = \int_a^b \frac{2p}{p^2 - \gamma^2} d\sigma(p) = 1. \quad (18)$$

Ниже мы вкратце остановимся на вопросе разрешимости (18). В КС из (8) следует, что $\gamma=0$ удовлетворяет уравнению (18). Рассмотрим теперь ДС. Предположим сначала, что $a>0$. В интервале $[0; a)$ функция F обладает следующими свойствами: она непрерывна и монотонно возрастает, причем $F(0)=\lambda<1$. Поэтому существует предел

$$\lambda_0 = \lim_{\gamma \rightarrow a-} F(\gamma) \leq +\infty. \quad (19)$$

Для существования решения уравнения (18) нужно, чтобы

$$1 \leq \lambda_0 (\leq +\infty). \quad (20)$$

Если $\lambda_0 > 1$, то $\gamma < a$. Если же $\lambda_0 = 1$, то $\gamma = a$.

Уравнение (18) может иметь также решения $\gamma > a$.

В ДС, при $\alpha=0$, характеристическое уравнение (18) может иметь или не иметь решение $\gamma \geq 0$ в зависимости от конкретных свойств ядра K .

В дальнейшем под γ будем подразумевать наименьшее неотрицательное решение (18).

5. *Построение разложения (17).* Пусть (18) обладает решением γ . Левую часть (17) можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{aligned} 1 - \bar{K}(s) &= \int_a^b \left[\frac{1}{p^2 - \gamma^2} - \frac{1}{p^2 - s^2} \right] 2p \, d\sigma(p) = \\ &= \frac{s^2 + \gamma^2}{s^2 + \beta^2} \left[1 - \int_a^b \frac{2p}{p^2 + s^2} h(p) \, d\sigma(p) \right], \beta > 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Мы пришли к разложению (17), где

$$\alpha = \beta - \gamma \quad (22)$$

$$h(p) = \frac{p^2 - \beta^2}{p^2 - \gamma^2}. \quad (23)$$

Для абсолютной сходимости $\forall s$ интеграла внутри квадратных скобок в правой части (21) нужно, чтобы сходилсся интеграл

$$\int_a^b \frac{2}{p|p^2 - \gamma^2|} d\sigma(p) < +\infty. \quad (24)$$

В КС, когда $\gamma=0$, это условие означает, что ядро K обладает конечным моментом второго порядка. Действительно, обозначим через ν_m момент m -го порядка функции K на $(0; \infty)$. Имеем

$$\nu_m = \int_0^\infty \tau^m K(\tau) \, d\tau = \int_a^b d\sigma(p) \int_0^\infty \tau^m e^{-\tau p} \, d\tau = m! \int_a^b \frac{1}{p^{m+1}} d\sigma(p),$$

поэтому конечность числа ν_2 означает выполнение (24) при $\gamma=0$.

В ДС, если $a>0$ и $\gamma \leq a$, то выполнение условия (24) не вызывает сомнения.

Проверим разрешимость характеристического уравнения (18) и выполнение условия (24) в случае физических задач, упомянутых в п.2.

Ясно, что при $a > 0$ экспоненциально убывающее в ∞ ядро K обладает конечными моментами всех порядков. В случаях основного интегрального уравнения переноса и задач когерентного рассеяния, когда ядро K имеет вид (4), справедливо легко проверяемое равенство $F(1-) = +\infty$. Тогда уравнение (18) имеет решение $\gamma < a$ и выполняется условие (24).

В случае ППЧ (5) K не обладает не только вторым, но и первым конечным моментом. Действительно, из (5) имеем

$$v_1 = \frac{\lambda}{2} A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2(x) dx \int_0^{\infty} \tau E_1[\alpha(x)\tau] d\tau = \frac{\lambda}{2} A \int_{-\infty}^{\infty} d\tau = +\infty.$$

Вследствие такого медленного убывания ядра K при ППЧ невозможно прямое применение МСА. Тем не менее, в п.9, мы укажем на одну возможность применения МСА в случае ППЧ.

Рассмотрим теперь ядро (6) задачи Крамерса. Тогда $a=0$ и K убывает медленнее экспоненты, тем не менее K обладает конечными моментами всех порядков и существует разложение (15).

6. *Выбор значения β .* Под нашим распоряжением имеется, как и в работе [3], выбор значения свободного параметра $\beta > 0$. Успех применения МСА во многом зависит от тех критериев, исходя из которых выбирается β . Мы будем исходить из следующего основного требования: по возможности, уменьшить значение нормы функции T . Имеем

$$\|T\| \leq \mu = 2 \int_a^b \frac{1}{p} |h(p)| d\sigma(p). \quad (25)$$

Желательно также обеспечение неотрицательности функции h на $(a; b)$. Малость μ , по сравнению с λ , является мерой того, насколько "легче" обращается оператор $I-T$, по сравнению с $I-K$ (см. оценки (8) и (25)). Что касается неотрицательности функции h , то она существенна с точки зрения применения метода уравнения Амбарцумяна и МДО Чандрасекара и других методов решения уравнения переноса (см. п.8). Так как в выражении (23) функции h аргумент $p \geq a$, то при $\gamma \leq a$ неотрицательность функции h равносильна выполнению условия $\beta \leq a$. Если же $\beta > a$, то знакопеременными будут как h , так и $K(\tau)$ (при достаточно больших значениях $|\tau|$).

При $a > 0$ представляется целесообразным взять $\beta = a$. Тогда

$$0 \leq h(p) < 1, \quad T(\tau) > 0, \quad \mu < \lambda, \quad (26)$$

то есть мы добились уменьшения "нового альбеда" μ по сравнению с λ , сохранив при этом неотрицательность ядра.

В связи с вопросом выбора β при $a > 0$ сделаем следующее замечание. В работе [3] параметр, соответствующий параметр β выбирается, исходя

из требования малости значения $\mu_1 = \int_{-\infty}^{\infty} T(\tau) d\tau$, допуская при этом

знакопеременности функции T (которая в [3] строится другим способом). При этом идеальным считается случай, когда $\mu_1 = 0$. Так, например, в

случае консервативного ядра $K(\tau) = \frac{1}{2} E_1(|\tau|)$ получается

$$T(\tau) = \frac{1}{2} E_1(|\tau|) - \frac{3}{2} E_3(|\tau|). \text{ Такой критерий нуждается в обосновании,}$$

поскольку обращение оператора $I - \hat{T}$ может оказаться сложнее обращения $I - \hat{K}$.

Перейдем к рассмотрению основного вопроса настоящего пункта: минимизировать величину $\mu = \mu(\beta)$. Будем считать, что выполняется условие (24). Покажем сначала, что при достаточно малых значениях $\beta > 0$ имеет место неравенство

$$\mu(\beta) < 1, \quad (27)$$

стало бы оператор T сжимающий. Неравенство (27) можно записать в виде

$$\int_{\beta}^b (\beta^2 - p^2) d\sigma_1(p) + \int_{\beta}^b (p^2 - \beta^2) d\sigma_1(p) < 1, \quad (28)$$

$$\text{где } d\sigma_1(p) = \frac{2}{p(p^2 - \gamma^2)} d\sigma(p), \quad \sigma_1(p) = \int_a^p \frac{2}{q(q^2 - \gamma^2)} d\sigma(q).$$

С учетом $\mu(0) = 1$ получаем

$$2\beta^2 \int_a^\beta d\sigma_1(p) < \beta^2 \int_a^b d\sigma_1(p) + 2 \int_a^b p^2 d\sigma_1(p).$$

Для выполнения последнего неравенства достаточно, чтобы

$$\int_a^\beta d\sigma_1(p) < \frac{1}{2} \int_a^b d\sigma_1(p).$$

Очевидно, это неравенство выполняется при достаточно малых значениях $\beta > 0$, поскольку его левая часть стремится к 0 при $\beta \rightarrow 0$.

При решении вопроса о минимизации величины мы будем считать, что функция σ непрерывная. Нетрудно получить следующее выражение для производной μ' : $\mu'(\beta) = 2\beta\psi(\beta)$, где $\psi(\beta) = 2\sigma_1(\beta) - \sigma_1(b)$. Точка β_0 абсолютного минимума функции $\mu(\beta)$ определяется из равенства

$$\int_a^{\beta_0} \frac{2}{p(p^2 - \gamma^2)} d\sigma(p) = \frac{1}{2} \int_a^b \frac{2}{p(p^2 - \gamma^2)} d\sigma(p). \quad (29)$$

7. Случай ППЧ. Нами уже было отмечено, что в случае ППЧ оператор I-K не допускает разложения (15) вследствие $\nu_2 = +\infty$. Тем не менее, метод настоящей работы может оказаться полезным в вопросе приближенного решения уравнения (1) в случае ППЧ. Откладывая до пп. 8,9 вопрос о применении разложения (15) для точного и приближенного решения уравнения (1), мы ниже опишем способ приближенного построения разложения (15) в случае ППЧ.

Наряду с уравнением (1), (5) рассмотрим уравнение с ядром

$$K(\tau) = \tilde{K}(\tau) = \frac{\lambda}{2} A \int_{-x_0}^{\tau_0} \alpha^2(x) E_1[\alpha(x)|\tau|] dx. \quad (30)$$

Контур коэффициента поглощения $\alpha(x)$ является положительной, четной, строго убывающей на $[0; \infty)$ функцией. Поэтому его наименьшим значением на $[-x_0; x_0]$ является $\alpha(x) > 0$. Нетрудно преобразовать (30) к виду (7) с $a = \alpha(x_0)$, то есть ядро (30) экспоненциально убывает в ∞ . Ядро (30) удовлетворяет также условию (20), причем $\lambda_0 = +\infty$. Поэтому для

оператора $I-K$ с ядром (30) существует факторизация (15) с $\gamma < a$ и $\beta = a$. Близость ядер (5) и (30) задается выражением

$$\delta = \int_{-\infty}^{\infty} |K(\tau) - \tilde{K}(\tau)| d\tau = \lambda A \int_{x_0}^{\infty} \alpha(x) dx.$$

Ясно, что при достаточно больших значениях x_0 величина δ становится сколь угодно малой. Отклонение решения уравнения (1), (5) от решения редуцированного уравнения (1), (30) оценивается с помощью указанной

величины δ :
$$\|S - \tilde{S}\| \leq \frac{\delta \|g\|}{(1-\lambda)(1-\lambda-\delta)}.$$

8. *Применение разложения (15) к неоднородному уравнению (1).* С учетом разложения (15) уравнение (1) можно переписать в виде

$$(I - \hat{U}_-)(I - \hat{T})(I - \hat{U}_+)S = g. \quad (31)$$

Введем обозначения

$$(I - \hat{U}_+)S = S_1, \quad (32)$$

$$(I - \hat{T})S_1 = S_2. \quad (33)$$

Из (31) имеем

$$(I - \hat{U}_-)S_2 = g. \quad (34)$$

Итак, решение (1) сводится к последовательному решению уравнений (34), (33) и (32).

Решение (34) имеет вид

$$S_2(\tau) = g(\tau) + \alpha \int_{\tau}^{\infty} e^{-\gamma(t-\tau)} g(t) dt. \quad (35)$$

Решение же уравнения (32) имеет вид

$$S(\tau) = S_1(\tau) + \alpha \int_0^{\tau} e^{-\gamma(\tau-t)} S_1(t) dt. \quad (36)$$

Нам остается решить уравнение (33), где S_2 определяется согласно (35), после чего S определяется из (36).

Ниже мы изложим метод уравнения Амбарцумяна (УА) решения уравнения (33) в духе работ [13,14]. УА для (33) имеет вид

$$\varphi(s) = 1 + \varphi(s) + \int_a^b \frac{\varphi(p)}{s+p} h(p) d\sigma(p). \quad (37)$$

Пусть φ - так называемое каноническое решение (КР) УА (37), о построении которого речь пойдет чуть позже. Обозначим

$$V(\tau) = \int_a^b e^{-\tau s} \varphi(s) h(s) d\sigma(s), \quad (38)$$

тогда имеет место разложение

$$I - \hat{T} = (I - \hat{V}_-)(I - \hat{V}_+), \quad (39)$$

где $\hat{V}_\pm$ - суть вольтерровые операторы вида

$$(\hat{V}_+ f)(\tau) = \int_0^\tau V(\tau-t) f(t) dt, \quad (\hat{V}_- f)(\tau) = \int_\tau^\infty V(t-\tau) f(t) dt. \quad (40)$$

Обращение операторов $I - \hat{V}_\pm$ сводится к решению следующего хорошо известного уравнения восстановления:

$$\Phi(\tau) = V(\tau) + \int_0^\tau V(\tau-t) \Phi(t) dt. \quad (41)$$

Из (39) имеем

$$(I - \hat{T})^{-1} = (I + \hat{\Phi}_+)(I + \hat{\Phi}_-), \quad (42)$$

где $\hat{\Phi}_\pm$ - суть вольтерровые операторы вида

$$\hat{\Phi}_+ f(\tau) = \int_0^\tau \Phi(\tau-t) f(t) dt, \quad \hat{\Phi}_- f(\tau) = \int_\tau^\infty \Phi(t-\tau) f(t) dt. \quad (43)$$

Согласно (42), решение (33) имеет вид

$$S_1 = (I + \hat{\Phi}_+) (I + \hat{\Phi}_-) S_2. \quad (44)$$

Описанный выше способ решения уравнения (1), в случае экспонен-
 $g(\tau) = e^{-\alpha}$, полностью согласуется с резуль-
 татами работы [3], за исключением расхождения в вопросе выбора свобод-
 ного параметра β . В [3] был рассмотрен также случай общего свободного
 члена, но дело не было доведено до конца.

9. *Каноническое решение УА.* КР φ уравнения (37) называется
 предел последовательности φ_n , определяемой с помощью итераций

$$\varphi_{n+1}(s) = 1 + \varphi_n(s) \int_a^b \frac{\varphi_n(p)}{s+p} h(p) d\sigma(p), \quad \varphi_0 = 0, n = 0, 1, \dots \quad (45)$$

Согласно [13,14], при выполнении условия

$$\mu = 2 \int_a^b |h(s)| \frac{1}{s} d\sigma(s) \leq 1 \quad (46)$$

существует КР УА (37) (независимо от знака h). В нашем же случае $\mu < 1$
 (см. (27)). Имеет место неравенство

$$\|\varphi\| = \int_a^b |\varphi(s)| |h(s)| \frac{1}{s} d\sigma(s) \leq 1 - \sqrt{1 - \mu}, \quad (47)$$

которое обращается в равенство при $h \geq 0$. Скорость сходимости итераций
 φ_n определяется согласно оценке

$$\|\varphi - \varphi_n\| \leq (1 - \sqrt{1 - \mu})^{n+1}. \quad (48)$$

Оценки (47) и (48) указывают на важность величины μ и ее малости,
 о чем шла речь в п.6.

Ниже мы укажем на одно важное свойство функции φ . Из (37) имеем

$$\varphi(s) = \left[1 - \int_a^b \frac{\varphi(p)}{s+p} h(p) d\sigma(p) \right]^{-1}. \quad (49)$$

Из (49) и (47) легко следует тот замечательный факт, что функция Φ положительная, даже если h знакопеременная. Этот факт является весьма существенным в вопросе приближенного решения уравнения восстановления (41) методом дискретных ординат работы [15]. Однако этот вопрос мы в настоящей работе рассматривать не будем.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность О.В.Пикичяну за ценную информацию и обсуждение результатов настоящей работы.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория НАН РА.

ON ALBEDO SHIFTING METHOD

N.B.YENGIBARIAN, B.N.YENGIBARIAN

The new interpretation of Albedo Shifting Method (AShM) in Radiative Transfer Theory is suggested in this paper. It is based on construction of three-factor factorization of Transfer Integral Equation's operator for homogeneous half-space. This approach is essentially simplifying AShM, as well as increasing its possibilities and sphere of applications.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
2. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии, Гостехизд. М., 1956.
3. V.V.Ivanov, G.B.Rybicki, A.M.Kasaurov, Albedo Shifting, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Preprint Series №3478, 1992.
4. В.В.Иванов, Астрофизика, 13, 284, 1977.
5. H.Domke, J.Quant, Spectrosc.Radiat.Transfer, 39, 283, 1988.
6. Н.Б.Енгибарян, Б.Н.Енгибарян, Мат.сб. (в печати).
7. Б.Н.Енгибарян, Ж.выч.мат. и мат.физики (в печати).
8. В.В.Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
9. И.Н.Минин, ДАН СССР, 133, 588, 1960.
10. N.B.Yengibarian, J. Integral Eq. Math. Physics, 1, 140, 1992.

11. *К.Черчиньяни*, Математические методы в кинетической теории газов, Мир, М., 1973.
12. *Н.Б.Енгибарян, Л.Г.Арабаджян*, Дифф.уравнения, 26, 8, 1990.
13. *Н.Б.Енгибарян, А.А.Арутюнян*, Мат.сб., 97, 35, 1975.
14. *Л.Г.Арабаджян, Н.Б.Енгибарян*, Мат. анализ, Итоги науки и техники, 22, 175, 1984.
15. *Н.Б.Енгибарян, Э.А.Мелконян*, ДАН СССР, 292, 322, 1987.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ РАВНОВЕСНЫХ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ МОДЕЛЕЙ И ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЧЕРНЫХ ДЫР В ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ

Г.Г.АРУТЮНЯН, В.В.ПАПОЯН

Поступила 23 августа 1995

Принята к печати 20 сентября 1995

Показано, что основываясь на качественном анализе решений вакуумных уравнений можно заключить, что в отличие от общей теории относительности в теории Йордана-Бранса-Дикке гравитационный коллапс не приводит к формированию черных дыр, однако, достоверно установить существование или отсутствие черных дыр в теории ИБД возможно только после численного решения временных уравнений.

Предложен метод решения задачи об устойчивости равновесных самогравитирующих конфигураций относительно радиальных пульсаций, сформулирован критерий стабильности.

1. *Введение.* Тензорно-скалярная теория тяготения Йордана-Бранса-Дикке (теория ИБД) [1,2] наиболее популярная из известных на сегодняшний день альтернативных к общей теории относительности (ОТО) гравитационных теорий. В теории ИБД гравитационное поле, помимо десяти компонент метрического тензора, определяется также и гравитационным скаляром, который порождается веществом и негравитационными полями. Современные экспериментальные установки не могут обеспечить необходимую для обнаружения скалярного поля точность наблюдений, поэтому можно считать вполне актуальными исследования, которые позволяют обнаружить различия в предсказаниях ОТО и теории ИБД. С этой точки зрения временные задачи и, в частности, проблема гравитационного коллапса особо интересны, хотя бы потому, что авторы ряда работ приходят к противоречивым заключениям по вопросу о коллапсе в теории ИБД. Так в работе [3], в отличие от [4,5], утверждается, что в теории ИБД гравитационный коллапс точно так же, как и в ОТО приводит к формированию черных дыр. Такое заключение основано на следующих соображениях:

а) решение Шварцшильда есть точное решение теории ИБД с постоянным скалярным полем,

б) в пределе $\zeta \rightarrow \infty$ (ζ - безразмерная константа связи теории ИБД) уравнения теории сводятся к уравнениям ОТО,

в) скалярное поле при сферически-симметричном коллапсе незаряженных объектов стремится к постоянному значению при $t \rightarrow \infty$.

С другой стороны, Матсуда [6], основываясь на результатах работы [7], показал, что решение Шварцшильда является точным, но не единственным решением теории ИБД в пределе постоянного скалярного поля и, поэтому, сферически-симметричный коллапс в тензорно-скалярной теории тяготения не обязательно заканчивается образованием черной дыры, поскольку в пределе внешнее решение не обязательно обращается в решение Шварцшильда. Действительно, как показано в [8] вакуумное решение сферически-симметричной задачи теории ИБД в однородных координатах имеет вид:

$$\therefore \quad ds^2 = e^{2\alpha} c^2 dt^2 - e^{2\beta} [d\rho^2 + \rho^2 d\Omega^2],$$

$$x = x_0 z^{a/\eta}, e^{2\alpha} = z^{2/\eta}, e^{2\beta} = (1 + \rho_0 / \rho)^2 z^{2(a+\eta-1)/\eta}, \quad (1)$$

$$z = (1 - \rho_0 / \rho) / (1 + \rho_0 / \rho), \rho_0 = \eta Gm / (2c^2) = \eta r_g / 4,$$

$$\eta^2 = (a-1)^2 + a - \frac{1}{2} \zeta a^2.$$

В координатах кривизны

$$ds^2 = e^{2\nu} c^2 dt^2 - e^{2\lambda} dR^2 + R^2 d\Omega^2,$$

$$x = x_0 z^{a/\eta}, e^{2\nu} = z^{2/\eta}, e^{-\lambda} = 1 + \frac{a-1}{2\eta} (1-z). \quad (2)$$

$$R = (\eta r_g z^{(a+\eta-1)/\eta}) / (1-z^2), \quad (3)$$

причем метрические коэффициенты не имеют сингулярностей при $0 < z < 1$, что соответствует области $0 < R < \infty$, если, разумеется $(a-1)/\eta + 1 > 0$ (или $h = (1-a)/(2\eta) > 0,5$). Такой тип решения (см.[8]) не обладает горизонтом событий в отличие от решения Шварцшильда в ОТО. Пространство решения (2), (3) совпадает с внешним шварцшильдовским, но на сфере Шварцшильда $R=r_g$ не имеет особенности. Действительно, выполним

предельный переход $a \rightarrow 0$, $\eta \rightarrow 1$, тогда для R из (3) имеем

$$\begin{aligned} z = 0 &\Rightarrow R = 0; \\ z = \varepsilon &\Rightarrow R = \eta r_g / (1 - z^2) \end{aligned} \quad (4)$$

(ε - бесконечно малая величина). Что касается $v(z)$ и $\lambda(z)$, то они непрерывны. Вышеизложенное позволяет заключить, что в зависимости от значения параметра $h = (1-a)/2\eta$ существенно меняется поведение метрики. Анализ сферически-симметричного вакуумного решения, выполненный в [9], приводит к следующему заключению: при $\eta = (1-a)$ и в случае $\zeta = 2/a$

$$\begin{aligned} e^{2v} &= \left(1 - (1-a) r_g / r\right)^{1/(1-a)}, \\ e^{2\lambda} &= \left(1 - (1-a) r_g / r\right)^{-1}, \\ x &= x_0 \left(1 - (1-a) r_g / r\right)^{a/2(1-a)}, \end{aligned} \quad (5)$$

а разумным значениям константы интегрирования a (постньютоновский параметр $\gamma = 1-a$ согласно данным наблюдений близок к единице) соответствует почти шварцшильдовское решение с медленно меняющимся скаляром $\chi(r)$, убывающим или возрастающим в зависимости от знака a . При $a \geq 1$ решение не имеет особенностей во всей области изменения $0 < r < \infty$, а при $a < 1$ получаем решение с особенностями типа шварцшильдовской и с убывающим $\chi(r)$. В случае $\eta < (1-a)$ области $0 < r < \infty$ при $\eta < 0$, $a > 0$ соответствует возрастающая ветвь $\chi(r)$, что в свою очередь связано с ограничениями на константу связи $\zeta > 2/a$. При этом решение не имеет особенностей. Наконец, для $\eta > (1-a)$ в области $0 < r < \infty$ с $\eta > 0$, $a > 0$, получается решение с возрастающей ветвью $\chi(r)$, не имеющее особенностей и соответствующее $\zeta < 2/a$, что согласуется с оценочными значениями этого параметра.

Таким образом, очевидно, что реальная ситуация прояснится только после того, как из сшивки внешнего и внутренних решений будут определены константы интегрирования.

2. Гравитационный коллапс сферически-симметричной конфигурации. В настоящей работе для выяснения вопроса о возможности образования черных дыр в результате гравитационного коллапса в теории

ИБД обратимся к качественному анализу проблемы, подобно тому, как это сделано в [10] для эйнштейновской теории. При этом будут использованы результаты численных расчетов сферически-симметричных конфигураций с однородным распределением вещества [11].

Представим решение Гекмана (см.[11]) в символическом виде

$$ds^2 = g_{00} c^2 dt^2 - A(x) dx^2 - B(x) d\Omega^2 \quad (6)$$

и выполним преобразования

$$\begin{aligned} cdT &= cdt + f \sqrt{(A/g_{00})} dx, \\ d\bar{R} &= cdt + f^{-1} \sqrt{(A/g_{00})} dx, \end{aligned} \quad (7)$$

или

$$\begin{aligned} dx &= \sqrt{(g_{00}/A)} f(1-f^2)^{-1} (d\bar{R} - cdT), \\ cdt &= (1-f^2)^{-1} (cdT - f^2 d\bar{R}). \end{aligned} \quad (8)$$

В результате

$$ds^2 = \frac{g_{00}}{1-f^2} (c^2 dT^2 - f^2 d\bar{R}^2) - B d\Omega^2. \quad (9)$$

Выбрав произвольную функцию $f = \pm \sqrt{1-g_{00}}$, перейдем к синхронной системе отсчета, в которой, как известно, линии времени являются геодезическими. Из (8) имеем

$$\bar{R} - cT = \eta M \int \frac{\left(\frac{\xi-1}{\xi+1}\right)^{\frac{a}{2\eta}} d\xi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\xi-1}{\xi+1}\right)^{\frac{1}{\eta}}}}, \quad (10)$$

а параметр гекмановского решения $\tau = \left(\frac{\xi-1}{\xi+1}\right)^{\frac{1-a}{\eta}}$. В эйнштейновском пределе ($a \rightarrow 0$, $\eta \rightarrow 1$)

$$\begin{aligned}\bar{R} - cT &= \frac{\sqrt{2}}{3} \eta M (1 + \xi)^{3/2} \\ R &= \eta M (\xi + 1),\end{aligned}\quad (11)$$

где R - шварцшильдская координата. Заданным значениям $R(x)$ отвечают как в одном, так и в другом случаях мировые линии $\bar{R} - cT = \text{const}$ (наклонные прямые на диаграмме $\bar{R} - T$). Мировые же линии частиц, покоящихся относительно системы отсчета, на этой диаграмме изображаются вертикальными прямыми. За конечный промежуток собственного времени свободные частицы попадают в центр поля, который и является истинной особенностью метрики.

Рассмотрим также распространение световых сигналов. Уравнение

$$ds^2|_{\theta, \varphi = \text{const}} = 0 \text{ дает}$$

$$\frac{cdT}{dR} = f = \pm \sqrt{1 - g_{00}} = \pm \sqrt{1 - \tau^{1/(1-\epsilon)}}. \quad (12)$$

В эйнштейновском случае

$$\frac{cdT}{dR} = \pm \sqrt{1 - \tau}, \quad R = \frac{r_g}{1 - \tau}. \quad (13)$$

Как следует из (13) формально интервалу $-\infty < \tau < 0$ соответствует область изменения шварцшильдской координаты $0 < R < r_g$, а $0 < \tau < 1$ соответствует $r_g < R < \infty$. Поэтому, в первой области имеем $|cdT/dR| > 1$, а во второй $|cdT/dR| < 1$. Таким образом, мировая линия покоящейся частицы вне области $R = r_g$ попадает в световой конус, а внутри нее нет. Поскольку причинно связанные события не могут находиться на мировой линии вне светового конуса, то в области $R < r_g$ никакие частицы не могут быть неподвижными (при определенном выборе знака в (12) они движутся к центру).

Как же обстоит дело в тензорно-скалярной теории тяготения? Имея в виду (12) и выражения для шварцшильдподобной координаты R ,

$$R = \frac{\eta r_g}{2\tau^{\frac{1}{2}-h}(1 - \tau^{2h})}, \quad (14)$$

используем результаты численного расчета [11], представленные в таблицах 1 и 2. Значения h в таблице приведены в зависимости от $q_c = P/\rho_0$ (P_c - центральное давление, а ρ_0 - плотность конфигурации с однородным распределением вещества) и параметра теории ξ .

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРА h ОТ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ q_c
И ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРА ТЕОРИИ ξ
(СЛУЧАЙ НЕСИНГУЛЯРНЫХ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ)

$q_c \backslash \xi$	-1000	-250	-30	-5	0
0.01	0.50036	0.501438	0.51163	0.55984	0.8482
0.1	0.50026	0.501473	0.50867	0.56175	0.7439
0.33	0.50015	0.50059	0.50479	0.52433	0.6121
0.5	0.50010	0.50041	0.50326	0.51610	0.5736
1	0.50003	0.50013	0.50099	0.50460	0.5191

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРА h ОТ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ q_c
И ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРА ТЕОРИИ ξ
(СЛУЧАЙ НЕСИНГУЛЯРНЫХ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ)

$q_c \backslash \xi$	-1000	-250	-30	-5	0
0.01	-215.04	-11.4242	-2.4617	-1.4033	-0.5166
0.1	1.273	1.3514	1.9055	10.97	-1.0802
0.33	0.6077	0.6190	0.6572	0.7475	1.1329
1	0.5154	0.5170	0.5236	0.5326	0.5371

Ясно, что при $0 < a < 1$ и $h > \frac{1}{2}$ выражение для радиальной координаты можно переписать в виде

$$R = \frac{\eta r_g}{2} \frac{\tau^{\frac{h-1}{2}}}{1 - \tau^{2h}}, \quad (15)$$

откуда следует, что вся область изменения $0 < R < \infty$ отображается в $0 < \tau < 1$. Поэтому, согласно (12) $|cdT/d\bar{R}| < 1$, а мировая линия покоящейся частицы для всех значений R находится внутри светового конуса. Если же $a > 1$, т.е. $h < 0$, то

$$R = \frac{\eta r_g}{2} \frac{1}{\tau^{2+|h|} \left(1 - \frac{1}{\tau^{2|h|}}\right)} \quad (16)$$

и $1 < \tau < \infty$ соответствует $0 < R < \infty$ а, следовательно, и в этом случае $|cdT/d\bar{R}| < 1$ и вновь мировая линия покоящейся частицы оказывается внутри светового конуса.

Таким образом, такое качественное рассмотрение еще раз свидетельствует о том, что вероятнее всего в теории ИБД гравитационный коллапс не приводит к образованию черных дыр.

3. Радиальные пульсации сферически-симметричной конфигурации. Корректное решение проблемы устойчивости самогравитирующих объектов в общем случае предполагает необходимость исследования их относительно произвольных возмущений. В такой постановке задача оказывается чрезвычайно сложной и, поэтому, в большинстве случаев приходится ограничиваться рассмотрением возмущений в виде радиальных пульсаций.

В настоящей работе проводится анализ адиабатических радиальных пульсаций невращающегося самогравитирующего объекта в рамках теории ИБД. Общий метод решения аналогичной задачи в ОТО был сформулирован Чандрасекаром [12], который впервые обнаружил релятивистскую неустойчивость. Полное решение получено Мельтцером и Торном [14]. Рассматриваемая ниже самогравитирующая конфигурация представляет собой сферу из идеальной жидкости, пульсирующую радиально с малой амплитудой. Для анализа устойчивости необходимы:

- 1) решения точных уравнений, описывающих равновесную конфигурацию, относительно которой рассматриваются малые пульсации;
- 2) система координат, описывающих колеблющуюся сферу, которая при нулевой амплитуде пульсаций сводится к стандартной системе координат (обычно координат кривизны) для равновесной звезды;
- 3) набор малых функций, описывающих пульсации (радиальное смещение и скорость, возмущения давления и плотности, изменения

первого порядка малости в метрических коэффициентах), по которым происходит линеаризация;

4) набор уравнений, определяющих эволюцию этих возмущений.

Допустим, что рассматриваемая звездная конфигурация пульсирует радиально. Тогда ее пространственно-временная геометрия будет сферически-симметричной. Известно, что для любого динамического или статического сферически-симметричного пространства-времени можно ввести координаты (обычно их называют координатами кривизны) так, чтобы выражение для метрической формы имело вид

$$ds^2 = e^{2\alpha} dt^2 - e^{2\beta} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (17)$$

где $\alpha = \alpha(t, r)$, $\beta = \beta(t, r)$. Предполагается, что пульсации имеют малую амплитуду и, поэтому, метрические коэффициенты α , β , термодинамические величины P (давление), ϵ (плотность энергии) и n (плотность числа частиц), измеренные покоящимся относительно жидкости наблюдателем, мало отличаются от своих невозмущенных значений. Пусть

$$f(t, r) = f_0(r) + \delta f(t, r). \quad (18)$$

(Здесь f обозначает одну из величин α , β , P , ϵ , n и u -гравитационный скаляр теории ИБД, а индексом "0" снабжены равновесные значения). Кроме указанных δf , для описания пульсаций необходимо также ввести радиальные смещения жидкости от своего равновесного положения ξ : жидкий элемент, локализованный на координатном радиусе r в невозмущенной конфигурации, смещается к радиусу $r + \xi(r, t)$ за координатное время t .

Для анализа пульсаций необходимо линеаризовать уравнения по вышеуказанным возмущениям. Эволюция функций возмущения со временем определяется полевыми уравнениями, законом сохранения $T^{\mu}_{\nu;\mu} = 0$ и законами термодинамики, которые линеаризованы соответствующим образом.

Два из системы полевых уравнений можно использовать для определения возмущений метрики $\delta\beta$ и $\delta\alpha$. Из уравнения $\hat{G}_0^1 = T_0^1 / u$ имеем

$$e^{-2\beta} \left[\alpha' \frac{\dot{y}}{y} + \dot{\beta} \left(\frac{2}{r} + \frac{y'}{y} \right) - \frac{\dot{y}'}{y} + \xi \frac{\dot{y} y'}{y^2} \right] = - \frac{(P + \epsilon) u^1 u_0}{y}, \quad (19)$$

где

$$\hat{G}_\beta^\alpha = G_\beta^\alpha - \frac{y_{;\beta}^\alpha}{y} + \frac{\xi y^\alpha y_\beta}{y^2} + \delta_\beta^\alpha \left(\frac{y_{;m}^m}{y} - \frac{\xi y^\mu y_\mu}{2 y^2} \right)$$

после линеаризации по возмущениям следует выражение для $\delta\beta$

$$d\beta = \frac{1}{(2 y_0 / r + y'_0)} \left\{ dy' - dy \left(\alpha'_0 + \xi \frac{y'_0}{y_0} \right) - \xi e^{2\beta_0} (\varepsilon_0 + P_0) \right\}. \quad (20)$$

В (19) использованы выражения для компонент 4-скорости

$$u^0 = e^{-\alpha} = e^{-\alpha_0} (1 - \delta\alpha), u^1 = \xi e^{-\alpha_0}, \quad (21)$$

которые легко получить из очевидных соотношений

$$\frac{u^1}{u^0} = \frac{dr}{dt} = \frac{d\xi}{dt} = \dot{\xi},$$

$$(u^0)^2 e^{2\alpha} - (u^1)^2 e^{2\beta} = 1.$$

Линеаризация уравнения $\hat{G}_1^1 = \frac{T_1^1}{y}$ дает

$$e^{-2\alpha_0} \delta \ddot{y} - e^{2\beta_0} \left[\delta y \left(\frac{1 - e^{2\beta_0}}{r^2} + \frac{2\alpha'_0}{r} - \frac{\xi y_0'^2}{2 y_0^2} \right) + \delta y' \left(\alpha'_0 + \frac{2}{r} + \xi \frac{y'_0}{y_0} \right) + \right. \\ \left. + \delta \alpha' \left(y'_0 + \frac{2 y_0}{r} \right) \right] + 2\delta\beta \left(P_0 + \frac{y_0}{r^2} \right) = -\delta P, \quad (22)$$

которое можно использовать для определения $\delta\alpha'$.

Уравнение $T_{0;\mu}^\nu = 0$ приводит к

$$\delta\varepsilon = -(P_0 + \varepsilon_0) \left\{ \delta\beta + \frac{e^{-\beta_0}}{r} (r^2 e^{\beta_0} \xi)' \right\} - \xi \varepsilon'_0, \quad (23)$$

а из $T_{1;\nu}^\nu = 0$ получаем аналог уравнения Эйлера

$$\xi(\varepsilon_0 + P_0) e^{2(\beta_0 - \alpha_0)} = -[\delta P' + \delta \alpha' (P_0 + \varepsilon_0) + \alpha'_0 (\delta \varepsilon + \delta P)]. \quad (24)$$

Для определения δP воспользуемся законом сохранения барионов $(nu^\mu)_{;\mu} = 0$, который после линеаризации сводится к виду

$$\Delta n = \delta n + \xi n'_0 = -n_0 \left[\delta \beta + \frac{e^{-\beta_0}}{r^2} (r^2 e^{\beta_0} \xi)' \right], \quad (25)$$

а также условием адиабатичности (перенос тепла между соседними жидкими элементами пренебрежимо мал)

$$\frac{n}{P} \frac{\Delta P}{\Delta n} = \gamma, \quad (26)$$

где $\gamma = [(\varepsilon_0 + P_0) / P_0] dP_0 / d\varepsilon_0$ — показатель адиабаты, а $\Delta(\dots) = \delta(\dots) + \xi(\dots)'$ — лагранжево изменение соответствующей величины [13] измеренное наблюдателем, движущимся вместе с жидкостью. Из (25) и (26) находим δP

$$\delta P = -P_0 \gamma \left[\delta \beta + \frac{e^{-\beta_0}}{r^2} (r^2 e^{\beta_0} \xi)' \right] - \xi P'_0. \quad (27)$$

Задача замыкается, если дополнить систему уравнением, определяющим скалярный потенциал y

$$\frac{y^\mu_{;\mu}}{y} = \frac{T}{y(3 - 2\zeta)},$$

которое после линеаризации служит для определения δy

$$e^{-2\alpha_0} \delta \bar{y} = e^{-2\beta_0} \left\{ \delta y'' + \delta y' \left(\alpha'_0 - \beta'_0 + \frac{2}{r} \right) + y'_0 (\delta \alpha' - \delta \beta') \right\} + \frac{\delta \varepsilon - 3\delta P}{3 - 2\zeta} + 2\delta \beta \frac{\varepsilon_0 - 3P_0}{3 - 2\zeta}. \quad (28)$$

Дальнейшая процедура определения радиальных пульсаций звезды состоит в следующем. Видоизменим уравнение Эйлера, для чего введем перенормированную функцию смещения Ω , а также обозначения

$$\Omega = r^2 e^{-\alpha_0} \xi, W = \frac{e^{3\beta_0 + \alpha_0}}{r^2} (P_0 + \varepsilon_0),$$

$$\Phi = \frac{\gamma P_0}{r^2} e^{\beta_0 + 3\alpha_0}, \quad (29)$$

$$Q = \frac{e^{3\alpha_0 + \beta_0}}{r^2} \left\{ P_0 \gamma \left[(\alpha'_0 + \beta'_0) - \frac{2}{r} (\alpha'_0 + \beta'_0) + 2\alpha'_0 (\alpha'_0 + \beta'_0) + \right. \right.$$

$$\left. + \left(\frac{2}{r} + \beta'_0 - \alpha'_0 \right) \frac{e^{2\beta_0} (P_0 + \varepsilon_0)}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} - \left(\frac{e^{2\beta_0} (P_0 + \varepsilon_0)}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} \right)^2 \right] + (P_0 \gamma)' (\alpha'_0 + \beta'_0) -$$

$$- P'_0 \left(\frac{2}{r} + \beta'_0 \right) - \alpha'_0 (P_0 + \varepsilon_0) + \frac{2 P'_0 (P_0 + \varepsilon_0) e^{2\beta_0}}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} +$$

$$\left. + 2 \left(\frac{e^{2\beta_0} (P_0 + \varepsilon_0)}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} \right)^2 \left(P_0 + \frac{y_0}{r} \right) - \left(\frac{P_0 \gamma e^{2\beta_0} (P_0 + \varepsilon_0)}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} \right)' \right\},$$

$$K = e^{\beta_0 + 2\alpha_0} \left\{ P_0 \gamma \frac{\delta y' - \delta y \left(\alpha'_0 + \xi \frac{y'_0}{y_0} \right)}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} \right\}' + e^{\beta_0 + 2\alpha_0} \frac{\delta y' - \delta y \left(\alpha'_0 + \xi \frac{y'_0}{y_0} \right)}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} \times$$

$$\times \left[\frac{(P_0 + \varepsilon_0) e^{2\beta_0}}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} \left(P_0 \gamma - 2 P_0 - \frac{2 y_0}{r^2} \right) + P_0 \gamma \varepsilon'_0 + \alpha'_0 (P_0 + \varepsilon_0) \right] +$$

$$+ \frac{e^{\beta_0 + 2\alpha_0} (P_0 + \varepsilon_0)}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} \left\{ \delta y \left(\alpha'_0 + \frac{2}{r} + \xi \frac{y'_0}{y_0} \right) + \delta y \left(\frac{1 - e^{2\beta_0}}{r^2} + \frac{2\alpha'_0}{r} - \frac{\xi}{2} \frac{y_0'^2}{y_0^2} \right) \right\}.$$

В результате (24) принимает вид

$$W \left(\ddot{\Omega} + \frac{r^2 e^{-\alpha_0}}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} \delta \ddot{y} \right) = (\Phi \Omega)' + \Omega Q + K. \quad (30)$$

Уравнение (30) представляет собой динамическое уравнение, описывающее звездные пульсации. Физически приемлемы лишь те решения (30), для которых смещение вызывает конечные возмущения плотности и давления ($\delta \rho$ и δP) в центре сферы, т.е. ξ/r конечно или равно нулю в пределе $r \rightarrow 0$, а также оставляет равным нулю давление на поверхности звезды R_* , что означает

$$\Delta P = -\gamma \frac{P_0}{r^2} e^{\alpha_0} (r^2 e^{-\alpha_0})' \xrightarrow{r \rightarrow R_*} 0.$$

Допустим, как обычно, что перенормированная функция смещения Ω периодически зависит от времени

$$\Omega = \Omega_0(r) e^{-i\sigma t}.$$

В связи с этим естественно считать, что остальные возмущения имеют такую же временную зависимость. Тогда динамическое уравнение (30) и граничные условия сводятся к задаче на собственные значения для частоты σ и амплитуды $\Omega_0(r)$

$$(\Phi \Omega_0)' + Q \Omega_0 + K_0 = -\sigma^2 \left(\Omega_0 + \frac{r^2 e^{-\alpha_0}}{y'_0 + \frac{2}{r} y_0} \delta y_0 \right), \quad (31)$$

в K_0 входят только амплитудные значения $\delta y = \delta y_0 e^{i\sigma t}$ и ее производных.

Методы решения этой задачи на собственные значения обсуждались Бардиным, Торном и Мельтцером [14]. Один из них состоит в требовании экстремума

$$\sigma^2 = \frac{\int_0^R (\Phi \Omega_0^2 + Q \Omega_0^2 + K_0 \Omega_0) \delta r}{\int_0^R W \left(\Omega_0^2 + \frac{r^2 e^{-\alpha_0}}{2 y_0' + \frac{2}{r} y_0} \Omega_0 \delta y_0 \right) \delta r}, \quad (32)$$

где $\Omega_0(r)$ изменяется так, чтобы удовлетворить граничным условиям: Ω_0/r^3 является конечной или равной нулю при $r \rightarrow 0$, $\gamma P_0 e^{\alpha_0} \Omega_0' / r^2 \rightarrow 0$, при $r \rightarrow R_1$ (R_1 -граница конфигурации).

Абсолютный минимум выражения (32) дает квадрат частоты основной моды пульсаций. Если он отрицателен, то звезда неустойчива. Если он положителен, то звезда устойчива относительно адиабатических радиальных возмущений. Результаты расчетов будут представлены в следующей работе.

Авторы благодарят участников семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за обсуждения. Работа выполнена при частичной поддержке гранта RY6000 Международного научного фонда (фонд Сороса).

Ереванский государственный университет, Армения,
Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна, Россия

STABILITY OF SELF-GRAVITATING MODELS AND POSSIBILITY OF BLACK HOLES FORMATION IN JORDAN-BRANS-DICKE THEORY OF GRAVITY

G.HAROUTYUNIAN, V.PAPOYAN

Based on a qualitative analysis of solutions of the vacuum equations we can conclude that in contrast to General Relativity in the Jordan-Brans-Dicke tensor-scalar theory of gravity the black holes are not formed, as a result of the gravitational collapse, however, it is possible to establish whether black holes exist or not only upon solving time-dependent equations.

The method is proposed for solving of the problem on the stability of equilibrium self-gravitating configurations with respect to adiabatic radial pulsation and the stability criterion is formulated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Jordan*, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, 1955.
2. *C.Brans*, *R.H.Dicke*, *Phys. Rev.* v.124, 925, 1961.
3. *K.S.Thorne*, *I.J.Dykla*, *Black Holes in the Dicke - Brans- Jordan Theory of Gravity*. preprint OAP-237, 1971.
4. *H.Nariai*, *Progr. Theor. Phys.* v.42, 742, 1969.
5. *H.Nariai*, *Progr. Theor. Phys.* v.47, 832, 1972.
6. *T.Matsuda*, *Progr. Theor. Phys.* v.47, 738, 1972.
7. *A.I.Janis*, *E.T.Newman*, *J.Winicour*, *Phys.Rev.Lett.*, v.20, 878, 1968.
8. *G.Haroutyunian*, *V.Papouan*, *Astrophys. and Space Sci.*, v.117, 189, 1985.
9. *Г.Г.Арутюнян*, *В.В.Папоян*, *Астрофизика*, т.21, 175, 1984.
10. *Л.Д.Ландау*, *Е.М.Лифшиц*, *Теория поля*, Наука М., 1988.
11. *Р.М.Авакян*, *Г.Г.Арутюнян*, *В.В.Папоян*, *Астрофизика*, т.33, 79, 1990.
12. *S.Chandrasekhar*, *Phys.Rev.Lett.*, v.12, 114, 1964.
13. *Ч.Минзер*, *К.Торн*, *Дж.Уиллер*, *Гравитация*, Мир М., 1977.
14. *J.M.Bardeen*, *K.S.Thorne*, *D.W.Meltzer*, *Astrophys. J.*, v.145, 505, 1966.

МНОГОМЕРНЫЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ В ЭФФЕКТИВНОЙ СТРУННОЙ ГРАВИТАЦИИ. II

А.А.СААРЯН

Поступила 24 июля 1995

Принята к печати 27 августа 1995

Проведен анализ точных решений, полученных в первой части работы, для однородной и анизотропной плоской космологической модели в общем конформном представлении многомерной низкоэнергетической теории струн. Показано, что особые решения со степенным законом изменения масштабных факторов максимально симметричных подпространств и скалярного поля являются асимптотами общего решения в ранних и поздних стадиях эволюции. Исследованы условия, при которых реализуются модели экспоненциальной, растянутой и сильной инфляций. В качестве иллюстрации общих закономерностей рассмотрен конкретный пример антисимметричного поля Калба - Рамона в роли источника гравитации. Показана возможность динамической компактификации дополнительных измерений.

1. Введение. В настоящее время теория струн остается единственной самосогласованной теоретической основой для объединения всех физических взаимодействий, включая гравитацию. В низкоэнергетическом пределе система уравнений струнной теории может быть выведена из требования конформной инвариантности соответствующей сигма - модели [1,2] (а также, [3, 4]) (о других способах вывода см. [5 - 7]) и могут быть получены путем вариации соответствующего эффективного действия. В древесном приближении по параметру петлевого разложения $e^{2\phi}$ [8] и в ведущем порядке по натяжению струны бозонная часть этого действия имеет вид

$$S = \int d^D x \sqrt{-\tilde{G}} e^{-2\phi} \left[-\frac{1}{16\pi k_D} \left(R + 4\tilde{\partial}^M \phi \partial_M \phi - \frac{1}{12} H_{MNP} H^{MNP} \right) + L_m(\psi) \right], \quad (1)$$

где D - размерность фонового пространства - времени (в данной работе мы рассматриваем случай критических размерностей: $D=26$ для бозонных струн и $D=10$ для суперструн), k_D - D -мерная гравитационная постоянная, L_m - лагранжиан других полей ψ . Гравитационный сектор теории

составляют метрика $\tilde{G}_{MN}$, $M, N = 0, 1, \dots, D-1$, поле дилатона φ и 3-форма H_{MNP} , связанная с потенциалом B_{MN} соотношением $H=dB$ (d - внешняя производная формы), знак $\sim$ над буквой означает, что соответствующая величина рассматривается в струнном конформном представлении. Другими важными представлениями являются эйнштейновское представление, в котором член со скаляром Риччи имеет канонический вид (не содержит поля дилатона), и представление Йордана, в котором негравитационная часть действия не зависит от φ . В первой части данной работы [9] было показано, что в общем конформном представлении, получаемом из струнного представления преобразованием

$$G_{MN} = e^{-c\varphi} \tilde{G}_{MN} \quad (2)$$

с некоторой постоянной c , эффективная струнная гравитация представляется в виде D -мерной теории Йордана-Бранса-Дикке (ЙБД) с зависящим от поля дилатона негравитационным действием и с параметром

$$\omega = -1 - \frac{1 - 4/b^2}{D-2}, \quad b = Dc/2 - c - 2 \neq 0. \quad (3)$$

При $b=0$ реализуется эйнштейновское представление (см. приложение в [9]). В рамках этой теории рассмотрена однородная анизотропная космологическая модель со структурой $R \times M^1 \times \dots \times M^n$, где M^i - максимально симметричное подпространство размерности n_i . В случае плоских подпространств и для уравнения состояния

$$p_i = a_i \varepsilon \quad (4)$$

с постоянными a_i , (p_i - давление в подпространстве M^i , ε - плотность энергии). Для установления обозначений и удобства дальнейших ссылок приведем некоторые результаты из первой части [9].

Множество решений модели состоит из особых решений и общего решения. Число особых решений на единицу больше числа корней уравнения

$$8\pi k_D \varepsilon / \Phi = A_{22} x^2 F(1, w) / c_2^2 = 0, \quad \Phi = e^{b\varphi},$$

$$F(1, w) = w^2 + 2d_2 w + d_3, \quad d_2 = \frac{c_2 A_{12}}{c_1 A_{11}}, \quad d_3 = \frac{c_2^2 A_{11}}{c_1^2 A_{22}}, \quad x = c_1 n_1 \frac{\dot{R}_1}{R_1}, \quad y = c_2 n_2 \frac{\dot{R}_2}{R_2}, \quad (5)$$

где R_i , $i=1, 2, \dots, n$ - масштабный фактор подпространства M^i , $w=y/x$,

$$c_i = \sum_{l=1}^{n+1} c_{il}, i=1,2; \quad c_{12} = c_{21} = 0, \quad c_{11} = c_{22} = 1, \quad c_{i1} = (b_i - c_{i2}b_2) / b_1$$

$$A_{mp} = \sum_{i,l=1}^{n+1} c_m c_p a_{il}, \quad a_{ii} = 1 - \delta_{ii} / n_i, \quad i=1, \dots, n, \quad a_{n+1, n+1} = -\omega, \quad (6)$$

$c_{i2}, i=3, \dots, n+1$ - произвольные постоянные интегрирования. Здесь коэффициенты b_i при $b \neq 0$ определяются из

$$b_i = [a_i + b^2(\omega + 1)\bar{a} / 4 - b^2\bar{\alpha} / 4] n_i / 2, \quad i=1, \dots, n; \quad \bar{a} = 1 - \sum_{m=1}^n n_m a_m,$$

$$b_{n+1} = [a_i + \bar{\alpha}(D-2)] b^2 / 8, \quad \bar{\alpha} = \alpha_0 + \sum_{m=1}^n a_m \alpha_m, \quad (7)$$

а в представлении Эйнштейна ($b=0$)

$$b_i = [a_i + \bar{a} / (D-2)] n_i / 2, \quad b_{n+1} = 2\bar{a} / (D-2). \quad (8)$$

Также следует иметь в виду, что в случае $b=0$ в определении величин a_i (см. (6)) нужно полагать $a_{i, n+1} = 0, i=1, \dots, n$. В выражениях (7) и (8) величина $\bar{\alpha}$ определяется согласно (см. (I.24), здесь и ниже римская цифра I у номеров формул будет указывать на формулы из работы [9])

$$\frac{\Phi}{\sqrt{-G}} \frac{\delta(L\sqrt{-G})}{\delta\Phi} = \varepsilon\bar{\alpha}. \quad (9)$$

Характер особых решений зависит от значений параметров

$$s_i = h_i F(1, w_i) - w_i - 1, \quad h_i = c_i b_i A_{12} / c_2^2, \quad i=0, 1, 2, \quad (10)$$

где $w_{i,j}$ - корни уравнения $F(1, w)=0$ (случай, когда это уравнение не имеет корней см. ниже), $w_0 = b_{f,2} / b_{f,1}$. Особые решения имеют вид степенных функций от времени при $s_i \neq 0$:

$$R_i = R_{i0} |t - t_i|^{b_i}, \quad i=1, \dots, n+1; \quad R_{n+1} = \Phi$$

$$b_i = -(c_{i1} / c_1 + w_i c_{i2} / c_2) / n_i s_i, \quad n_{n+1} = 1 \quad (11)$$

и экспоненциальных функций при $s_i=0$:

$$R_i = R_{i0} e^{H_i t}, \quad \bar{H}_i = \frac{1}{n_i} \sum_{l=1}^2 c_{il} n_l \bar{H}_l, \quad i = 1, \dots, n+1, \quad (12)$$

где $\bar{H}_1$ - произвольная постоянная, $\bar{H}_2 = n_1 c_1 w_1 \bar{H}_1 / n_2 c_2$.

Общее решение записывается в параметрическом виде

$$R_i = R_{i0} \prod_{l=0}^2 |w - w_l|^{-b_l \gamma_l}, \quad (13)$$

где параметр w связан со временем соотношением

$$t = -\frac{1}{h_1} \int d w x^{-1} \prod_{l=0}^2 (w - w_l)^{-1}, \quad x = x_0 \prod_{l=0}^2 |w - w_l|^{\gamma_l} \quad (14)$$

и введены обозначения

$$\gamma_l = -\sigma_l s_l / h_1, \quad 1 / \sigma_0 = F(1, w_0), \\ 1 / \sigma_1 = (w_1 - w_0)(w_1 - w_2), \quad 1 / \sigma_2 = (w_2 - w_1)(w_2 - w_0). \quad (15)$$

В данной работе проведен анализ этих решений для различных значений параметров и выделены основные типы космологических моделей, описываемых ими. Показывается, что особые решения являются асимптотами общего решения в ранних и поздних стадиях эволюции Вселенной. Выписаны и исследованы точные решения в некоторых вырожденных случаях. Найдены условия, при которых в начальных стадиях расширения реализуются модели экспоненциальной, растянутой (extended) и сильной (violent) инфляций. В качестве иллюстрации установленных общих закономерностей исследован естественный случай поля Калба - Рамона в качестве источника. На простом примере показана возможность динамической компактификации дополнительных измерений.

2. Анализ решений. В предыдущем разделе было показано, что множество плоских космологических решений низкоэнергетической струнной гравитации состоит из общего решения (13), (14) и особых решений (11), (12). Общее решение разбивается на классы решений, сепаратрисами которых являются особые решения. Для каждого из этих

классов отношение $w=y/x$ принадлежит одному из областей (v_i, v_{i+1}) , $i=0-3$, где

$$v_0 = -\infty, v_1 = \min_i w_i, v_3 = \max_i w_i, v_1 < v_2 = w_i < v_3, v_4 = \infty, i = 0, 1, 2. \quad (16)$$

При заданных значениях постоянных интегрирования в каждой из этих областей отображение $t=t(w)$, задаваемое формулой (14), взаимнооднозначно. Пусть сначала $s_i \neq 0$ и $i=0$, т.е. $-\infty < w < v_1$, тогда (14) можно записать в виде

$$t-t_0 = \frac{1}{h_1 x_0} \int_{-\infty}^w dw \prod_{i=0}^2 (w_i - w)^{-\gamma_i - 1}, w < v_1, \quad (17)$$

где t_0 - постоянная интегрирования (заметьте, что постоянные интегрирования в формулах (13), (14) могут быть различными в различных областях (v_i, v_{i+1}) , однако, чтобы не усложнять запись формул мы обозначаем их одними и теми же символами). В нижнем пределе (17) подынтегральная функция ведет себя как $1/w^2$ и поэтому интеграл сходится, т.е. значению $w = -\infty$ соответствует конечный момент времени $t=t_0$, при этом, как это следует из (14) и (15), в этот момент $x=0$, $y=x_0$, а $\dot{x}$, вообще говоря, отлично от нуля (точка над буквой означает производную по времени):

$$\dot{x} = h_1 y^2, dy/dx = (h_2 - 1) / h_1, t = t_0. \quad (18)$$

Отсюда видно, что траектории динамической системы (1.42) в фазовой плоскости (x, y) пересекают ось y под определенным углом, тангенс которого определяется вторым уравнением (18). Аналогичные заключения можно сделать относительно точки $w = +\infty$. Рассмотрим теперь формулу (17) при $w \rightarrow v_1$. В этом пределе интеграл сходится, когда $\gamma_1 < 0$ и расходится в противном случае, где γ_1 значение коэффициента, соответствующее v_1 . Как нетрудно убедиться, рассматривая другие области (v_i, v_{i+1}) , это же утверждение справедливо и для других значений v_i , $i=1-3$. Таким образом, значение $w=w_i$ соответствует конечному значению времени при $\gamma_i < 0$ и бесконечному значению времени при $\gamma_i > 0$, при этом в области (v_i, v_{i+1}) функция $t=t(w)$ является возрастающей (убывающей), когда $i=0, 2$ и убывающей (возрастающей), когда $i=1, 3$ при $h_1 x_0 > 0$ ($h_1 x_0 < 0$).

Теперь рассмотрим характерные черты фазовой картины динамической системы (1.42) в плоскости (x, y) . Вид траекторий этой системы

определяется соотношением (14). Из этих формул следует, что траектории могут уходить в бесконечность только по одному из направлений

$$y/x \rightarrow w_1, \gamma_1 < 0, \text{ при } x \rightarrow \infty, \quad (19)$$

т. е. прямые $y = w_1 x$ с $\gamma_1 < 0$ (особые решения (11)) являются асимптотами общих решений при $x \rightarrow \infty$. Из тех же формул (14) следует, что траектории входят в начало $(0,0)$ фазовой плоскости только вдоль направлений, для которых

$$y/x = w = w_1, \gamma_1 > 0, \quad (20)$$

т. е. особые решения (11) являются асимптотами общих решений при $(x, y) \rightarrow (0,0)$. Заметим, что так как $\sum \gamma_i = -1$, то хотя бы один из показателей отрицателен и поэтому всегда имеются траектории, уходящие в бесконечность или приходящие из бесконечности. Из равенства (1.39) следует, что величины $y_i = n_i \dot{R}_i / R_i$ с точностью знака бесконечностей, стремятся к тому же пределу, что и x , за исключением случая $c_{11}/c_1 + w_1 c_{12}/c_2 = 0$. Сопоставляя этот анализ с установленными выше свойствами отображения $t = t(w)$, приходим к заключению, что траектории на фазовой плоскости (x, y) при $x \rightarrow \infty$ стремятся к сепаратрисам $y = w_1 x$ с $\gamma_1 < 0$ и за конечный интервал времени достигают сингулярной точки $x = \infty, y = w_1 x$. Соответственно, при $x \rightarrow 0, y \rightarrow 0$ траектории стремятся к особой точке $(0,0)$ по направлениям $y = w_1 x$, для которых соответствующее значение $\gamma_1 > 0$ и достигают этой точки за бесконечное время ($t \rightarrow \infty$) или начинают свою эволюцию из этой точки в бесконечном прошлом ($t = -\infty$).

Рассмотрим поведение траекторий в окрестности сепаратрис $y = w_1 x$. Пусть сначала $\gamma_1 > 0$. В этом случае интеграл (14) расходится при $w \rightarrow w_1$ и поэтому в интеграл основной вклад дает окрестность этой точки:

$$t \sim \int \frac{dw}{|w - w_1|^{1+\gamma_1}} \sim |w - w_1|^{-\gamma_1}, \quad w \rightarrow w_1. \quad (21)$$

В частности, в этом пределе

$$x \sim 1/t, \quad R_i \sim t^{\gamma_i} \quad (22)$$

и общее решение стремится к соответствующему особому решению. Результат аналогичный (21) можно получить и в случае $\gamma_1 < 0$:

$$t - t_l = |w - w_l|^{-\gamma_l}, \quad w \rightarrow w_l, \quad \gamma_l < 0, \quad (23)$$

где t_l - момент времени, соответствующий значению $w = w_l$. Для решений в области (w_m, w_k) с $\gamma_m, \gamma_k < 0$, где w_m, w_k - два соседних по величине значения из набора (w_0, w_1, w_2) , "время жизни" определяется выражением

$$t_{mk} = |w_0 - w_1|^{\gamma_2} |w_0 - w_2|^{\gamma_1} |w_1 - w_2|^{\gamma_0} |B(-\gamma_m, -\gamma_k) / h_1 x_0|, \quad (24)$$

где $B(\alpha, \beta)$ - бета функция Эйлера. Имеют место также следующие асимптотические оценки

$$x \sim 1/|t - t_l|, \quad R_l \sim |t - t_l|^{b_l}, \quad w \rightarrow w_l. \quad (25)$$

В частности, при $b_l < 0$ за конечный интервал времени R_l достигает бесконечных значений, т. е. в подпространстве M' реализуется модель сильной инфляции. Найдём условие, при котором в области (w_m, w_k) существуют смешанные модели расширения-сжатия относительно подпространства M' с масштабным фактором R_l . Необходимым условием наличия таких моделей является условие $y_l = 0$ в некоторый момент времени, соответствующее переходу от расширения к сжатию или наоборот. Так как $x \neq 0$ в области (w_m, w_k) и отображение $t = t(w)$ взаимнооднозначно, то из соотношения (1.39) следует, что этому моменту соответствует значение параметра

$$w = \bar{w}_0 = -c_2 c_{11} / c_1 c_{12}. \quad (26)$$

Из условия $\bar{w}_0 \in (w_m, w_k)$ получаем, что комбинация $c_{11} / c_1 + w_l c_{12} / c_2$ при $l=m$ и $l=k$ имеет противоположные знаки, а с учетом определения (11)

$$s_m b_{lm} s_k b_{lk} < 0. \quad (27)$$

Напишем это условие в терминах γ_l . Для этого заметим, что согласно

$$(15) \quad s_m s_k = \gamma_m \gamma_k / \sigma_m \sigma_k h_l^2 \quad \text{и}$$

$$1 / \sigma_m \sigma_k = -(w_m - w_k)^2 (w_m - w_p)(w_k - w_p), \quad p \neq m, k. \quad (28)$$

Поскольку w_m и w_k соседние по величине значения, то w_p не принадлежит области (w_m, w_k) и поэтому разность $w_l - w_p$, при $l=m$ и $l=k$ имеет одинаковые знаки. Следовательно произведение $\sigma_m \sigma_k < 0$ и с учетом (27)

$$\gamma_m \gamma_k b_{lm} b_{lk} > 0, \quad (29)$$

которое и является искомым необходимым условием. Таким образом, при выполнении (29), т. е. когда произведения $\gamma_m \gamma_k$ и $b_m b_k$ имеют одинаковые знаки, космологические модели в области (w_m, w_k) являются смешанными моделями расширения - сжатия относительно подпространства M_l . Момент перехода от расширения к сжатию или наоборот определяется из $t_l = t(\bar{w}_0)$. Заметим, что при $l=1$ имеем $b_0 = -1/c_1 n_1 s_1$ и левая часть (27) всегда положительна. Отсюда следует, что общее решение в области (w_m, w_k) описывает или расширение или сжатие подпространства M^l ($R_l \neq 0$). Это непосредственно видно также из (14).

Таким образом в области (w_m, w_k) , где w_m, w_k - любые два соседних по величине значения из набора (w_0, w_1, w_2) , имеются следующие основные типы решений:

1) Решения, которые начинают свою эволюцию в определенный конечный момент времени t_m из сингулярной точки $x = \infty, y = w_m x$ фазовой плоскости (x, y) и в конечный момент времени t_k достигают сингулярной точки $x = \infty, y = w_k x$. Эти решения реализуются, когда постоянные γ_m, γ_k отрицательны. Время жизни моделей определяется формулой (24). Из (25) следует, что в граничных точках

$$R_l(t_l) = \begin{cases} 0, & \text{при } b_0 > 0 \\ \infty, & \text{при } b_0 < 0 \end{cases}, \quad (30)$$

а также

$$\dot{R}_l(t_l) = \begin{cases} 0, & \text{при } b_0 > 1 \\ \infty, & \text{при } b_0 < 1 \end{cases}, \quad (31)$$

где $l=m, k$. Отсюда заключаем, что решения этого класса являются моделями расширения (сжатия) относительно R_0 , если $b_m > 0 (< 0), b_k < 0 (> 0)$ и смешанными моделями расширения - сжатия (сжатия - расширения) при $b_0 > 0 (< 0), l = m, k$. Они изображены на рис. 1.

2) Решения начинают эволюцию в определенный конечный момент времени t_m из точки $x = \infty, y = w_m x$ и стремятся к особой точке $x=0, y=w_k x$ при $t_k = +\infty$. Они реализуются, когда $\gamma_m < 0, \gamma_k > 0$. Предельные значения масштабного фактора и его производной при $t=t_m$ по - прежнему

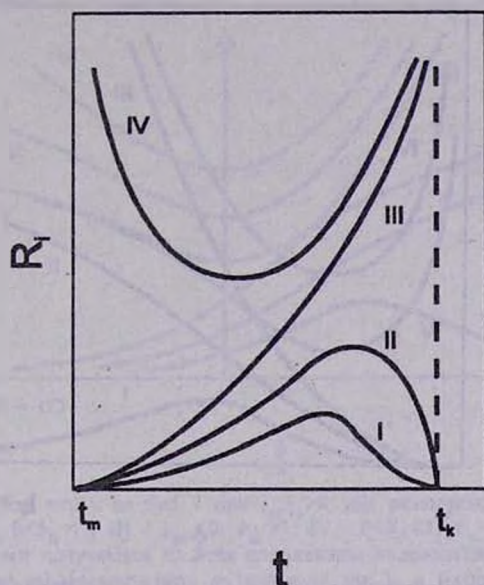


Рис. 1. Качественное поведение масштабного фактора подпространства M' , описываемое общим решением (13), (14) для значений параметра w из области (w_m, w_k) , где w_m и w_k - любые два соседние по величине значения из набора w_l , $l=0-2$. t_m и t_k - соответствующие этим значениям моменты времени. Изображен случай $\gamma_m, \gamma_k < 0$, когда оба эти момента конечны (время жизни моделей конечно (см. формулу (24))). Отдельным кривым соответствуют следующие значения параметров b_{ll} , $l=m, k$: I - $b_{ll} > 1$; II - $b_{lm} > 1$, $0 < b_{lk} < 1$; III - $b_{lm} > 1$, $b_{lk} < 0$; IV - $b_{ll} < 0$. Случай $0 < b_{lm} < 1$ отличается от I-III тем, что теперь $\dot{R}(t_m) = \infty$. Все остальные модели с $\gamma_{m,k} < 0$ получаются из рассмотренных изменением направления времени.

определяются из (30) и (31) с $l=m$. В случае же $t = t_k = +\infty$ из (22) имеем

$$R_l(\infty) = \begin{cases} 0, & \text{при } b_{ll} < 0 \\ \infty, & \text{при } b_{ll} > 0 \end{cases} \quad (32)$$

и аналогично для производной

$$\dot{R}_l(\infty) = \begin{cases} 0, & \text{при } b_{ll} < 1 \\ \infty, & \text{при } b_{ll} > 1 \end{cases} \quad (33)$$

где $l=k$. Следовательно, решения этого типа являются моделями расширения (сжатия) относительно R_l , если $b_{ll} > 0 (< 0)$, $l = m, k$ и смешанными

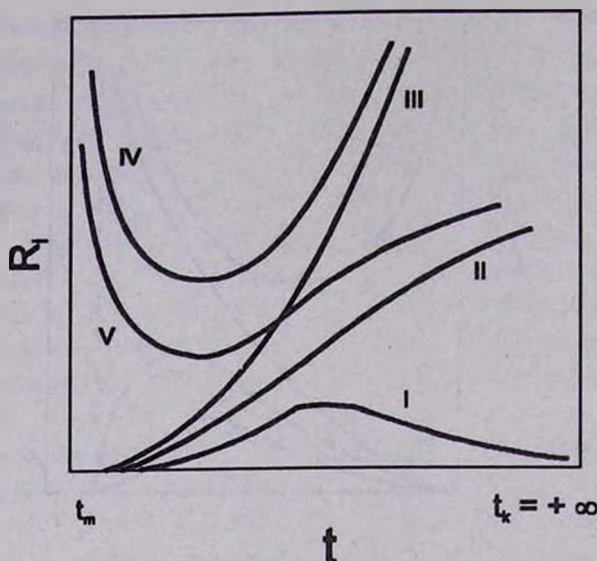


Рис. 2. То же самое, что и на рис. 1 при $\gamma_m < 0, \gamma_k > 0$ и для различных значений $b_m, l=m, k$. I - $b_m > 1, b_k < 0$; II - $b_m > 1, 0 < b_k < 1$; III - $b_m > 1, b_k > 1$; IV - $b_m < 0, b_k > 1$; V - $b_m < 0, 0 < b_k < 1$. Случай $0 < b_m < 1$ отличается от I-III значением производной $\dot{R}(t_m) = \infty$. Эволюция ограничена по времени в прошлом и неограничена в будущем. Качественное поведение космологических моделей при $\gamma_m > 0, \gamma_k < 0$ получается изменением направления времени и они неограничены по времени в прошлом ($t_m = -\infty$) и ограничены в будущем значением t_k .

моделями расширения-сжатия (сжатия-расширения), если $b_{lm} > 0 (< 0)$ и $b_{lk} < 0 (> 0)$. Класс этих моделей изображен на рис. 2.

3) Эволюция решений начинается в бесконечном прошлом ($t = -\infty$) из особой точки $x=0, y=w_m x$ и в конечный момент времени достигают точки $x = \infty, y = w_k x$. Такие решения реализуются, когда $\gamma_m > 0, \gamma_k < 0$. Предельные значения R_l и $\dot{R}_l$, определяются формулами (32), (33) при $t = t_m = -\infty$ с $l = m$, и формулами (30), (31) при $t = t_k$ с $l = k$. Эти решения описывают расширение (сжатие) при $b_q < 0 (> 0)$, $l=m, k$ и смешанные модели расширения-сжатия (сжатия-расширения) при $b_{lm} < 0 (> 0), b_{lk} > 0 (< 0)$. Модели этого класса получаются из моделей рис. 2 изменением направления времени.

4) Решения начинают эволюцию в бесконечном прошлом из особой точки $x = 0, y = w_m x$ и достигают точки $x = \infty, y = w_k x$ в бесконечном

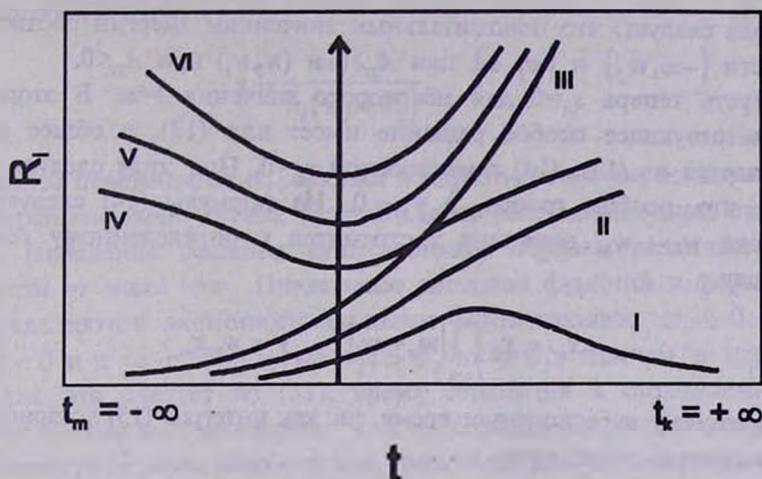


Рис. 3. То же самое, что и на рис. 1 при $\gamma_m, \gamma_k > 0$ для различных значений $b_m, l=m, k$. I - $b_m < 0$; II - $b_m < 0, 0 < b_k < 1$; III - $b_m < 0, b_k > 1$; IV - $0 < b_m < 1, b_k > 1$; V - $0 < b_m < 1, b_k > 1$; VI - $b_k > 1$. Остальные случаи получаются из этих изменением направления времени. Эволюция моделей неограничена по времени как в прошлом так и в будущем и они являются несингулярными.

будущем ($t \rightarrow +\infty$). Эти решения реализуются, когда $\gamma_m, \gamma_k > 0$. Предельные значения масштабного фактора и его производной даются выражениями (28), (29), где $l=m, k$. Эти решения являются моделями расширения (сжатия) подпространства M , если $b_m < 0 (> 0), b_k > 0 (< 0)$ и смешанными моделями расширения-сжатия (сжатия-расширения), если $b_{ll} < 0 (> 0), l = m, k$.

Как уже было отмечено, все эти решения являются моделями или сжатия, или расширения относительно R_l в зависимости от знака x_0 в (14) (величина x не меняет знак в области (w_m, w_k)). Другие возможные решения в этой области получаются от вышеуказанных изменением направления времени. Решения же, принадлежащие областям $(-\infty, v_1)$ и $(v_3, +\infty)$ соответствуют смешанным моделям расширения-сжатия относительно R_l . Эти решения в некоторый момент времени достигают точки $x = 0, y \neq 0$, причем в этой точке, вообще говоря, $\dot{x} \neq 0$ (см. (18)) и траектории переходят в область с противоположным знаком x , т. е. расширение сменяется на сжатие или наоборот. Из (5) для плотности энергии имеем

$$8\pi k_D \varepsilon / \Phi = A_{22} x^2 (w - w_1)(w - w_2) / c_2^2. \quad (34)$$

Отсюда следует, что положительным значениям энергии соответствуют области $(-\infty, w_2)$ и (w_1, ∞) при $A_{22} > 0$ и (w_2, w_1) при $A_{22} < 0$.

Пусть теперь $s_m = 0$ для некоторого значения $l = m$. В этом случае соответствующее особое решение имеет вид (12), а общее решение получается из (13), (14) подстановкой $\gamma_m = 0$. При этом следует иметь в виду, что, вообще говоря, $b_m \gamma_l \neq 0$. Из формулы (14) следует, что в пределе $w \rightarrow w_m$ величина x стремится к определенному конечному пределу

$$x_m = x_0 \prod_{l \neq m} |w_m - w_l|^{\gamma_l}, \quad y = w_m x_m, \quad (35)$$

достигаемому за бесконечное время, так как интеграл (15) логарифмически расходится в точке $w = w_m$ и

$$|w - w_l| \sim e^{-h_l x_m t}. \quad (36)$$

Соответствующие предельные значения масштабных факторов получаются из (13) и, с учетом $x_m = c_1 n_1 \bar{H}_1$ и формул (11), (15), совпадают с выражениями (12).

Выше мы рассмотрели случай, когда все w_p $l=0,1,2$ различны. Пусть теперь w_0 совпадает с одним из корней w_1, w_2 . Для определенности исследуем вариант $w_0 = w_1$. Вычисления аналогичные проведенным выше, дают следующее общее решение космологических уравнений

$$x = x_0 |w - w_1|^{-\gamma_2 - 1} |w - w_2|^{\gamma_2} \exp\left(\frac{\gamma}{w - w_1}\right), \quad y = wx$$

$$R_l = R_{l0} |w - w_1|^{\gamma_2 b_{l2}} |w - w_2|^{-\gamma_2 b_{l2}} \exp\left(-\frac{\gamma b_{l1}}{w - w_1}\right), \quad (37)$$

где параметр w связан со временем соотношением

$$t = -\frac{1}{h_1} \int \frac{dw}{x(w - w_1)^2 (w - w_2)} \quad (38)$$

и введено обозначение

$$\gamma = \frac{w_1 + 1}{h_1(w_2 - w_1)}. \quad (39)$$

Качественное поведение этих решений в окрестности $w=w_2$ то же, что и в рассмотренном выше случае. Поэтому здесь рассмотрим лишь случай $w \rightarrow w_1$. Поведение решения существенным образом различается в зависимости от знака $w-w_1$. Предельные значения функций в формулах (37) определяются экспоненциальными множителями: $x \rightarrow 0$ при $\gamma(w-w_1) < 0$ и $x \rightarrow \infty$ при $\gamma(w-w_1) > 0$, $w \rightarrow w_1$, причем в первом случае, как это следует из (38), время стремится к определенному конечному значению, а во втором - $t \rightarrow \infty$. Следовательно при заданном γ_p в зависимости от знака разности $w-w_1$ траектории динамической системы (1.42) при $w \rightarrow w_0$ стремятся к различным особым точкам ($x=0$, $y=w_1x$ или $x=\infty$, $y=w_1x$). В случае $w_0=w_2$ соответствующие формулы отличаются от (37) - (39) заменой индексов $1 \rightleftharpoons 2$. Аналогично можно исследовать и другие вырожденные случаи $w_1=w_2$ и $w_0=w_1=w_2$. Здесь их рассматривать мы не будем.

Рассмотрим случай, когда уравнение $F(1,w)=0$ не имеет корней, т. е. $d_2^2 - d_3 < 0$. Как уже отмечалось выше, теперь имеется только одно особое решение вида (11) с $l=0$. Соответствующее общее решение может быть найдено аналогично случаю, рассмотренному выше и имеет вид

$$\begin{aligned} x &= x_0 |w - w_0|^{\gamma_0} F^{-(\gamma_0+1)/2} \exp \left\{ z(w) \left[1 / (w_0 + d_2) - \sigma_0 (w_0 + 1) \right] \right\}, \\ y &= wx \\ R_i &= R_{i0} \left(\frac{|w - w_0|}{\sqrt{F}} \right)^{-\gamma_0 b_{i0}} \exp \left\{ z(w) \frac{\sigma_0}{n_i} \left(\frac{c_{i1}}{c_1} - \frac{w_0 d_2 + d_3}{w_0 + d_2} \frac{c_{i2}}{c_2} \right) \right\}, \\ i &= 1, \dots, n+1, \end{aligned} \quad (40)$$

где введены обозначения

$$z(w) = \frac{w_0 + d_2}{h_1 \sqrt{d_3 - d_2^2}} \operatorname{arctg} \frac{w + d_2}{\sqrt{d_3 - d_2^2}}, \quad F = F(1, w) \quad (41)$$

(относительно других обозначений см. (5), (6), (10), (15)). Здесь параметр w связан со временем следующим соотношением

$$t = -\frac{1}{h_1} \int \frac{dw}{x(w-w_0)F}. \quad (42)$$

Отсюда следует, что значению $w=w_0$ соответствует конечное значение времени t_0 при $\gamma_0 < 0$ и значение $t = \infty$ при $\gamma_0 > 0$. Эта точка является единственно возможной особой точкой интеграла (при $w \rightarrow \infty$ подинтегральная функция $\sim 1/w^2$ и интеграл сходится, при этом $x \rightarrow 0, R_i \rightarrow \text{const}$ и имеют место соотношения (18)).

Траектории динамической системы (I. 42) в фазовой плоскости (x, y) , соответствующие решению (37), (38), могут уходить в бесконечность или стремиться к началу координат только вдоль направлений $y/x=w_0$. А именно, в пределе $w \rightarrow w_0$ имеем $x \rightarrow \infty$ при $\gamma_0 < 0$ ($t=t_0$) и $x \rightarrow 0$ при $\gamma_0 > 0$ ($t = \infty$). Соответствующие предельные значения для масштабных факторов и скалярного поля следующие: $R_i \rightarrow \infty$ при $\gamma_0 b_{i0} < 0$ и $R_i \rightarrow 0$ при $\gamma_0 b_{i0} > 0, w \rightarrow w_0$. Оценивая интеграл (38), нетрудно убедиться, что в этом пределе общее решение (37) ведет себя как особое решение (11) с $t=0$. Рассуждения, аналогичные приведенным выше для областей $(-\infty, v_1), (v_3, +\infty)$ показывают, что модели, описываемые решением (37), являются смешанными моделями расширения - сжатия. Отметим также, что для этих моделей плотность энергии всегда положительна (отрицательна) при $A_{22} > 0 (< 0)$.

3. Модели с антисимметричным полем Калба-Рамона. Рассмотрим многомерные космологические модели с полем Калба - Рамона в роли источника (в действии (1) $L_{\text{м}}=0$). С точки зрения дифференциальной геометрии поле H_{MNP} представляет собой точную 3-форму: $H=dB$, где B - 2-форма поля B_{MN} . Пусть H максимально форминвариантно в максимально симметричном подпространстве M' , $i=1, \dots, n$. Компоненты $H_{m_1 p_k q_l}, i \neq k \neq l$ образуют вектор в M' и поэтому отличны от нуля только для размерности $n_1=1$ (см., например, [10]):

$$H_{m_1 p_k q_l} = \delta_{i n_1} H_{m_1 p_k q_l}, i \neq k, i \neq l. \quad (43)$$

Компоненты $H_{m_1 p_i q_l}, i \neq l$ образуют антисимметричный тензор второго

ранга в M^4 . Отличный от нуля такой тензор существует лишь при $n_1=2$. Учитывая также предыдущее равенство получим

$$H_{m_1 p_1 q_1} = \delta_{2 n_1} \delta_{1 n_1} H_{m_1 p_1 q_1}, i \neq l. \quad (44)$$

Аналогичным образом можно убедиться, что

$$H_{m_1 p_1 q_1} = \delta_{3 n_1} H_{m_1 p_1 q_1}, H_{m_1 p_k q_1} = \delta_{1 n_1} \delta_{1 n_k} \delta_{1 n_1} H_{m_1 p_k q_1}, i \neq k \neq l. \quad (45)$$

Для смешанных компонент с одним временным индексом из вышесказанного следует, что

$$H_{om_1 q_k} = \delta_{1 n_k} \delta_{1 n_k} H_{om_1 q_k}, i \neq k, H_{om_1 q_1} = \delta_{2 n_1} H_{om_1 q_1}. \quad (46)$$

Для H имеет место тождество Бьянки $dH=0$ или в компонентах

$$\partial_Q H_{MNP} + \partial_P H_{MQN} + \partial_N H_{MPQ} + \partial_M H_{QPN} = 0, \quad (47)$$

в частности отсюда следует, что $H_{MNP} = \text{const}$ при $M, N, P \neq 0$. Из последнего уравнения (I.11) теперь имеем

$$(\sqrt{-G} \Phi^{1-2c/b} H_{NP}^0)' = 0. \quad (48)$$

Основными параметрами, определяющими характер космологических моделей, являются коэффициенты b_i в уравнениях (I.33). Рассмотрим их значения, обусловленные полем Калба - Рамона, т. е. когда в (1) $L_m=0$. С учетом того, что для этого поля конформный вес равен $\beta=-3$, для наиболее важных конформных представлений находим:

а) В струнном представлении $c=0$, $b=-2$, $\omega=-1$. Подставляя $D=10$ из (I.25) получим $\alpha_0=-1/4$. Следовательно выражения (7) примут вид

$$b_i = n_i(a_i + \bar{a}/4) / 2, i = 1, \dots, n; \quad b_{n+1} = -\bar{a}/2, \bar{a} = 1 - \sum_{m=1}^n n_m a_m. \quad (49)$$

б) Представление Йордана определяется условием (I.10). С учетом $\beta=-3$ отсюда находим $c=1$, $b=2$, $\omega=-1$, а также $\alpha_0=0$. Поэтому

$$b_i = n_i a_i / 2, i = 1, \dots, n; \quad b_{n+1} = \bar{a} / 2. \quad (50)$$

в) В эйнштейновском представлении $b=0$, $\alpha_0=2/(2\beta+D)=1/2$, $\alpha_i=-n_i/2$ и из формул (8) получим

$$b_i = n_i(a_i + \bar{a}/8) / 2, i = 1, \dots, n; \quad b_{n+1} = \bar{a} / 8. \quad (51)$$

Рассмотрим несколько нетривиальных частных случаев. Пусть сначала десятимерное пространство - время имеет структуру $R \times M^3 \times M^2$, $n_1=3$, $n_2=6$. Уравнение (48) выполняется тождественно, так как все смешанные

компоненты с одним нулевым индексом равны нулю и мы имеем

$$H = H^{(1)} = H_{|m_1 l_1 p_1|} dx^{m_1} \wedge dx^{l_1} \wedge dx^{p_1}, \quad (52)$$

где $\wedge$ - знак внешнего произведения дифференциальных форм. Ненулевые компоненты представим в виде [11]

$$H_{m_1 l_1 p_1} = \sqrt{g^{(1)}} \varepsilon_{m_1 l_1 p_1} H_1(t) R_1^3. \quad (53)$$

Из тождества Бьянки (47) следует, что

$$H_1(t) = H_{10} R_1^{-3}(t), \quad (54)$$

где H_{10} - постоянная интегрирования. Для диагональных компонент тензора энергии - импульса отсюда получаем

$$16\pi k_D \varepsilon / \Phi = \Phi^{-2c/b} H_1^2 / 2, \quad p_1 = \varepsilon, \quad p_2 = -\varepsilon, \quad (55)$$

т. е. в этом случае

$$a_1=1, \quad a_2=-1. \quad (56)$$

Соответствующие значения набора b_i , $i=1-3$ определяются из (49)-(51) и равны

$$(3, 0, -2), \quad (3/2, -3, 2), \quad (9/4, -3/2, 1/2) \quad (57)$$

в струнном, йордановском и эйнштейновском представлениях.

Рассмотрим теперь пространство-время со структурой $R \times M^1 \times M^2 \times M^3$, $n_1=n_2=n_3=3$. Теперь

$$H = \sum_{i=1}^3 H_{|m_i l_i p_i|} dx^{m_i} \wedge dx^{l_i} \wedge dx^{p_i}, \quad (58)$$

где

$$H_{m_i l_i p_i} = \sqrt{g^{(i)}} \varepsilon_{m_i l_i p_i} H_i(t) R_i^3, \quad H_i(t) = H_{i0} R_i^{-3}. \quad (59)$$

Плотность энергии и давления равны

$$\varepsilon = \frac{\Phi^{1-2c/b}}{32\pi k_D} \sum_{i=1}^3 H_i^2(t), \quad p_i = \frac{\Phi^{1-2c/b}}{16\pi k_D} H_i^2 - \varepsilon, \quad \sum_{i=1}^3 p_i = -\varepsilon. \quad (60)$$

Уравнение состояния имеет вид $p_i = a \varepsilon$ в частных случаях

$$H_1 = 0, H_2 = H_3, \varepsilon = \frac{\Phi^{1-2c/b}}{16\pi k_D} H_2^2(t), a_1 = -1, a_2 = a_3 = 1 \quad (61)$$

и при

$$H_2 = H_3 = 0, \varepsilon = \frac{\Phi^{1-2c/b}}{32\pi k_D} H_1^2, a_1 = 1, a_2 = a_3 = -1, \quad (62)$$

который приводит к рассмотренному выше варианту $R \times M^7 \times M^2$. В варианте (61) получаются следующие наборы для коэффициентов $(b_\mu b_\nu b_\rho b_\sigma)$,

$$(0, 3/2, 3/2, -2), (-3/2, 0, 0, 2), (-3/4, 3/4, 3/4, 1/2), \quad (63)$$

соответственно, в струнном, йордановском и эйнштейновском представлениях. В частности, в струнном представлении пространство M^7 статично, в то время как в представлении Йордана статическим являются внутренние подпространства. Во всех вариантах скалярное поле Φ является переменным.

В качестве иллюстрации рассмотренных выше закономерностей рассмотрим эволюцию модели $R \times M^7 \times M^2$ в йордановском представлении, когда коэффициенты $b_i, i=1-3$ определяются вторым набором (57). Среди c_μ теперь произвольной является только одна постоянная c_{31} , для которой мы выбираем значение $-2/3$, когда $c_{31}=0$ и расчеты наиболее просты. Непосредственными вычислениями можно показать, что

$$w_0 = -2/3, w_{1,2} = 2 \pm 4/\sqrt{3}, w_0 < w_2 < w_1. \quad (64)$$

Поскольку $A_{22} = -1/18 < 0$, то как это следует из (34), положительным значениям плотности энергии соответствуют решения из области (w_2, w_1) . Для модели с расширяющимся подпространством M^2 имеем $d w / dt < 0$, т. е. $t_1 < t_2$. Значения параметров, определяющих характер модели, следующие

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= -\frac{5}{4}, \quad \gamma_1 = -\frac{3\sqrt{3}+4}{8(\sqrt{3}\pm 2)}, \quad b_{10} = \frac{1}{5}, \quad b_{11} = \frac{1}{9\pm 4\sqrt{3}}, \\ b_{20} &= -\frac{1}{5}, \quad b_{21} = \frac{2\pm\sqrt{3}}{4\pm 3\sqrt{3}}, \quad b_{30} = \frac{4}{5}, \quad b_{31} = -\frac{4\sqrt{3}\pm 2}{3\sqrt{3}\pm 4}, \end{aligned} \quad (65)$$

где верхний знак соответствует значению $l=1$, нижний $l=2$. Отсюда следует, что для моделей с положительной плотностью энергии

подпространству M' соответствует кривая II, подпространству M'' - кривая I, а скалярному полю Φ - кривая V (рис. 2). Таким образом, мы имеем простой пример динамической компактификации дополнительных измерений, обусловленной наличием поля Калба - Рамона. Заметим, что так как $0 < b_{ii} < 1$, $i=1,2$ начальное расширение подпространства M' в окрестности сингулярной точки $t=1$, неинфляционное.

4. Заключение. В работе рассмотрена D-мерная низкоэнергетическая эффективная струнная теория, бозонный гравитационный сектор которой составляют метрика, антисимметричное поле Калба - Рамона и дилатон. В общем конформном представлении она представляет собой D - мерную обобщенную скалярно-тензорную теорию с зависимостью негравитационной части действия от скалярного поля. Такую зависимость, вообще говоря, невозможно устранить конформным преобразованием метрики, т. е. в общем случае представление Йордана не существует. Примером, когда такое представление реализуемо, является случай негравитационных лагранжианов с определенным конформным весом. Другими важными конформными представлениями являются струнное представление, в котором обычно формулируются струнные теории, и эйнштейновское представление, в котором уравнения теории наиболее близки к многомерным уравнениям Эйнштейна. Уравнения поля в общем конформном представлении выведены в разделе 3 первой части работы. Эйнштейновское представление исследовано отдельно в приложении [9]. Отметим, что рассмотренная в данной работе схема включает в себя многомерное ОТО как частный случай.

Струнные эффекты могут иметь важное значение в ранних стадиях эволюции Вселенной. В качестве космологической модели здесь рассмотрено многомерное пространство - время со структурой $R \times M' \times \dots \times M'$, где R соответствует времени, M' , $i=1, \dots, n$ - максимально симметричное пространство размерности n_i . Уравнения поля для масштабных факторов этих подпространств и для скалярного поля имеют вид (I.27a), а плотность энергии выражается через эти функции согласно (I.27б) (см. также (I.32)). В разделах 2,3 проведен подробный анализ этих уравнений для случая плоских подпространств M' . Показано, что $(n-1)$ функции y_i , $i=3, \dots, n+1$ выражаются через y_1 и y_2 с помощью соотношения (I.39) и поэтому достаточно рассмотреть систему из двух уравнений (I.42). Множество решений плоской космологической модели струнной эффективной многомерной гравитации состоит из общего решения и особых решений,

являющихся асимптотами общего решения в ранних и поздних стадиях эволюции. При $d_2^2 - d_3 > 0$ (значения постоянных см. (5)) число особых решений равно трем и они имеют вид степенных функций от времени при $s_i \neq 0$ (формулы (11)) и экспоненциальных функций - при $s_i = 0$ (формулы (12)). В четырехмерных вариантах скалярно-тензорных теорий в качестве решений, реализующих модели инфляции, обычно выбирают эти решения. Они описывают экспоненциальную де-ситтеровскую инфляцию при $s_i = 0$, $\bar{H}_i > 0$, степенную или растянутую инфляцию при $s_i \neq 0$, $b_H > 1$ и сильную инфляцию при $s_i \neq 0$, $b_H < 0$. В общем конформном представлении определяемым параметром s и связанным со струнным представлением соотношением (2), общее решение представляется в параметрическом виде (13), где параметр w связан со временем формулой (14). Оно разбивается на классы с $w \in (v_i, v_{i+1})$, $i = 0 - 3$ (см. (16)), сепаратрисами которых являются особые решения. Основными параметрами, определяющими характер модели являются b_H и γ_i , которые выражаются через коэффициенты a_i и α_i . Различные возможные картины эволюции подпространства M' для класса общих решений с $w \in (w_m, w_k)$, где w_m, w_k - два произвольных соседних по величине значения w , $k=0-2$, и для различных значений этих параметров изображены на рис. 1-3. Для масштабного фактора R_i из этих решений реализуются лишь те, которые являются моделями расширения или сжатия ($\dot{R}_i$ не меняет знак). Как было показано выше смешанные модели расширения-сжатия относительно R_i реализуются в областях $(-\infty, v_1)$ и $(v_3, +\infty)$ значений параметра w . Многомерная космологическая модель определяется набором функций $\{R_i, \Phi; i = 1, \dots, n\}$. Поскольку параметры γ_i одинаковы для всех подпространств M' , то в рамках данной модели граничные точки эволюции по времени одинаковы для всех этих подпространств, в частности, одинаковы их времена жизни. Иначе говоря, множеством возможных вариантов эволюции различных подпространств для конкретной модели являются решения изображенные на одном из рисунков. Например, невозможна модель, где одно пространство описывается решением II (рис. 1), а другое - решением I (рис. 2). Однако может реализоваться модель, когда эволюция различных подпространств происходит по различным вариантам изображенных, например, на рис. 1. В частности, одни подпространства могут неограниченно расширяться (например, вдоль кривой II, рис. 2), а другие после начального расширения

- сжиматься (кривая I рис. 2). Такая картина лежит на основе моделей с динамической компактификацией дополнительных измерений (конкретный пример такой компактификации см. в разделе 3).

При $d_2^2 - d_3 < 0$ существует единственное особое решение с $w=w_0$, являющееся асимптотой общего решения в ранние и поздние стадии эволюции. Все модели, описываемые общим решением, являются смешанными моделями расширения-сжатия, время жизни которых конечно при $\gamma_0 < 0$ и бесконечно при $\gamma_0 > 0$. Плотность энергии всегда положительна при $A_{22} > 0$. Отдельно рассмотрен также вырожденный случай, когда w_0 совпадает с одним из корней w_+ и w_- . Поведение общего решения в окрестности особого решения $w=w_0$ существенно различно в зависимости от знака $w-w_0$. В качественной теории динамических систем соответствующие значения называются вырожденными или сложными.

Рассмотренные решения являются моделями космологической эволюции для общего случая источника с уравнением состояния $p_i = a_i \epsilon$ и соотношением (9), характеризуемым параметрами a_i , α_0 , α_i , $i=1, \dots, l$. Конкретный случай поля Калба-Рамона в качестве источника рассмотрен в разделе 3, где вычислены значения этих параметров в различных конформных представлениях. Утверждение о расширении или сжатии того или иного подпространства имеет смысл лишь при уточнении конформного представления, в котором рассматривается данная картина эволюции. В качестве иллюстрации общих закономерностей исследована модель $R \times M' \times M^2$ в йордановском представлении с антисимметричным полем Калба-Рамона. Показано, что в то время, как трехмерное пространство M' неограниченно расширяется, дополнительные измерения M^2 после начального расширения сжимаются, т. е. происходит динамическая компактификация этих измерений. Следует отметить, что начальное расширение многомерного пространства в этой модели неинфляционное. Модели динамической компактификации с инфляционным начальным расширением будут рассмотрены в следующей нашей работе.

Одним из характерных черт рассмотренных выше струнных моделей является отсутствие потенциала у дилатона. Это означает, что дилатон здесь является безмассовым. Наличие такого поля привело бы к дальнедействующим силам, обусловленным обменом квантами этого поля. Одним из важных вопросов струнной космологии является объяснение отсутствия в настоящее время безмассового дилатона, в частности, и полей модулей, вообще (обсуждение этого вопроса см., например, [12,13]).

Предполагается, что для дилатона каким-то образом генерируется потенциал и поле сосредоточено в минимуме этого потенциала, приобретая массу (ограничения на эту массу следующие из опытов типа Этвеша, подтверждающих принцип эквивалентности, см. [14, 15]). Механизм, посредством которого происходит генерация дилатонного потенциала в теории струн в настоящее время неизвестен. Известно лишь, что такая генерация не может произойти в любом конечном порядке теории возмущений и имеет непертурбативный характер. Генерация потенциала обычно связывается с фундаментальным вопросом нарушения суперсимметрии в теории и с проблемой космологической постоянной.

Автор выражает глубокую благодарность Г.С.Саакяну и Л.Ш.Григоряну за интерес к работе и ценные обсуждения.

Добавление к корректуре. После того как рукопись статьи была сдана в редакцию, автор узнал о работах [20, 21], где также рассматриваются струнные космологические модели с дилатоном и полем Калба-Рамона. Автор благодарен А. Лахири за присланные препринты этих работ.

Ереванский государственный университет,
Армения

MULTIDIMENSIONAL COSMOLOGICAL MODELS IN STRING EFFECTIVE GRAVITY. II

A.A.SAHARIAN

For the homogeneous and anisotropic flat cosmological model the analysis of the exact solutions, obtained in the first part of this work, is carried out in general conformal frame of the multidimensional low-energy string theory. It is shown that the special solutions with the power-law varying scale factors of the maximally symmetric subspaces are asymptotics for the general solution at the early and late stages of the Universe expansion. The conditions are investigated under which the exponential, extended and violent inflations are realized. The example of the antisymmetric Kalb-Ramond field as a source of gravity

is considered. The possibility for dynamical compactification of the additional dimensions is shown.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C.G.Callan, D.Friedan, E.J.Martinez, M.J.Perry*, Nucl. Phys., B262, 593, 1985.
2. *C.G.Callan, I.R.Klebanov, M.J.Perry*, Nucl. Phys., B278, 78, 1986.
3. *М.Грин, Дж.Шварц, Э.Виттен*, Теория суперструн, т. 1,2, Мир, М., 1990.
4. *С.В.Кетов*, Введение в квантовую теорию струн и суперструн, Наука, Новосибирск, 1990.
5. *E.S.Fradkin, A.A.Tseytlin*, Phys. Lett., B158, 316, 1985.
6. *E.S.Fradkin, A.A.Tseytlin*, Nucl. Phys., B261, 1, 1985.
7. *D.J.Gross, J.H.Sloan*, Nucl. Phys, B291, 41, 1987.
8. *E.Witten*, Phys. Lett., B149, 351, 1984.
9. *А.А.Саарян*, Астрофизика, 38, 291, 1995.
10. *С.Вейнберг*, Гравитация и космология, Мир, М., 1975.
11. *P.G.O.Freund, M.A.Rubin*, Phys. Lett., B97, 233, 1980.
12. *T.Damour, A.M.Polyakov*, Nucl. Phys., B423, 532, 1994.
13. *T.Banks, M.Berkooz, S.H.Shenker, G.Moore, P.J.Steinhardt*, Modular cosmology, preprint RU - 94-93.
14. *T.R.Taylor, G.Veneziano*, Phys. Lett., B213, 459, 1988.
15. *J.Ellis et al.*, Phys. Lett., B228, 264, 1989.
16. *R.Brustein*, Cosmology and models of supersymmetry breaking in string theory, preprint CERN-TH. 7298/94.
17. *T.Banks, M.Berkooz, P.J.Steinhardt*, The cosmological moduli problem, Supersymmetry breaking, and stability of postinflationary cosmology, preprint RU-94-92.
18. *M.Dine, L.Randall, S.Thomas*, Supersymmetry breaking in the early Universe, preprint SLAC-PUB-95-6776; MIT-CTR-2421.
19. *S.Thomas*, Moduli inflation from dynamical supersymmetry breaking, preprint SLAC-PUB-95-6762.
20. *E.J.Copeland, A.Lahiri, D.Wands*, Phys. Rev., D50, 4868, 1994.
21. *E.J.Copeland, A.Lahiri, D.Wands*, Phys. Rev., D51, 1569, 1995.

О СИММЕТРИЧНОМ ТЕНЗОРНОМ ПОЛЕ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

Л.Ш.ГРИГОРЯН*, С.ГОТТЛЕБЕР**

Поступила 5 сентября 1995

Принята к печати 25 октября 1995

В инфляционных космологических моделях часто используется система самогравитирующего скалярного поля. В данной работе исследована более сложная система, содержащая дополнительно линейное тензорное поле $\Psi_{\mu\nu} = \psi_{\mu\nu}$ с минимальной связью. Определены пять из шести свободных параметров, входящих в наиболее общее выражение для действия S_ψ этого поля. При этом использовано предположение о том, что в плоском пространстве-времени $\psi_{\mu\nu}$ должно быть инвариантным относительно калибровочных преобразований. Найденное S_ψ в частном случае переходит в известное выражение для действия безмассового тензорного поля $\Psi_{\mu\nu}$. Вычислен метрический тензор энергии-импульса, определяющий вклад $\Psi_{\mu\nu}$ в уравнения Эйнштейна. Выведены также уравнения движения $\Psi_{\mu\nu}$ в искривленном пространстве-времени.

1. *Введение.* Сценарий раздувающейся Вселенной представляется одним из наиболее впечатляющих достижений космологии за последние пятнадцать лет. В его рамках предлагается решение проблемы плоскостности (евклидовости) пространства, проблемы однородности и изотропности Вселенной и ряда других космологических проблем.

В своем первоначальном самосогласованном варианте [1] предполагалось, что раздувание Вселенной (инфляция) связано с учетом вакуумных поляризационных эффектов в уравнениях Эйнштейна. В последующих различных моделях предполагалось, что инфляция обусловлена когерентным скалярным полем с заданным потенциалом взаимодействия. Она может быть обусловлена также наличием в лагранжиане гравитационного поля членов с производными высших порядков. Исследовались также сценарии раздувания в рамках неэйнштейновских вариантов теории

* E-mail: guyane@arminco.com

** E-mail: sgottloeber@aip.de

гравитации. Инфляционная космология бурно развивается. Обзор ее современного состояния можно найти в [2-4].

Согласно инфляционной космологии на ранней стадии эволюции Вселенная находилась в быстро расширяющемся, вакуумоподобном состоянии. Период раздувания завершился распадом (фазовым переходом), в результате которого энергия, запасенная в вакуумоподобном состоянии, перешла в тепловую энергию. В дальнейшем развитие шло согласно стандартной теории горячей Вселенной. При этом начальные возмущения плотности, обусловленные фазовым переходом, оказались затравкой в процессе последующего формирования крупномасштабной структуры Вселенной, и поэтому, в принципе, верифицируемы астрономическими наблюдениями. Например, совместное действие вакуумных поляризационных эффектов и когерентного скалярного поля приводит к спектру начальных возмущений плотности с нарушенной масштабной инвариантностью. Последнее обстоятельство может быть связано с наблюдаемой иерархией масштабов во Вселенной. Соответствующая модель раздувающейся Вселенной описывается следующим простым действием [5]

$$S = -\frac{1}{16\pi G} \int R \sqrt{-g} d^4 x + S_{\text{vac-}\varphi}, \quad (1.1)$$

где

$$S_{\text{vac-}\varphi} = \frac{\alpha}{32\pi G} \int R^2 \sqrt{-g} d^4 x + \frac{1}{2} \int (\varphi_{,n} \varphi^{,n} - m^2 \varphi^2) \sqrt{-g} d^4 x, \quad (1.2)$$

G - гравитационная постоянная, R - скалярная кривизна пространства-времени, α - положительная постоянная связи, $\varphi_{,n} = \partial \varphi / \partial x^n$ и, наконец, $c = \hbar = 1$. Величину m следует интерпретировать как массу кванта скалярного поля φ во вторичном квантованном варианте теории.

Самогравитирующее скалярное поле с действием (1.1), часто используется в инфляционных космологических моделях. В настоящей работе исследована более сложная самогравитирующая система, состоящая из скалярного φ и тензорного $\psi_{\mu\nu}$ полей. В этом случае действие системы

$$S = -\frac{1}{16\pi G} \int R \sqrt{-g} d^4 x + S_{\text{vac-}\varphi} + S_{\psi}, \quad (1.3)$$

где S_Ψ - вклад Ψ_{ik} . В п.2 выведено действие тензорного поля. Далее, вычислен метрический тензор энергии-импульса поля Ψ_{ik} и выведены его уравнения движения (п.3). Выводы подытожены в п.4. Ряд используемых формул приведен в *Приложении*.

2. *Действие тензорного поля*. Рассмотрим линейное поле Ψ_{ik} с минимальной связью. Его действие

$$S_\Psi = S_\Psi' + S_\Psi'' \quad (2.1)$$

определяется выражениями

$$S_\Psi' = \int (a_1 u_i u^i + a_2 u_i v^i + a_3 v_i v^i + a_4 \Psi_{ik;l} \Psi^{ik;l} + a_5 \Psi_{ik;l} \Psi^{ik;k}) \sqrt{-g} d^4x \quad (2.2)$$

и

$$S_\Psi'' = \int (a_6 \Psi^2 + a_7 \Psi_{ik} \Psi^{ik}) \sqrt{-g} d^4x, \quad (2.3)$$

где

$$u_i = \Psi_{ik;l}, \quad v_i = g^{mn} \Psi_{m;n}, \quad \Psi = \Psi_n^n, \quad (2.4)$$

а ; означает операцию ковариантного дифференцирования по отношению к метрическому тензору g_{ik} . (2.1) является наиболее общим выражением квадратичным по Ψ_{ik} и $\Psi_{ik;l}$. Например, в [6] приведен частный случай (2.1) с

$$\begin{aligned} a_1 = -a_4 = -\frac{1}{4}, \quad a_2 = -a_3 = \frac{1}{2}, \\ a_5 = 0, \quad a_6 = -a_7 = -\frac{m_0^2}{4}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

где m_0 - масса квантов тензорного поля Ψ_{ik} . Постоянные $a_1 + a_7$ априори неизвестны. Для их определения мы воспользуемся следующим предположением:

В плоском пространстве-времени вариация S_Ψ должна быть инвариантной относительно преобразования

$$\Psi_{ik} \rightarrow \Psi_{ik} + b_{i;k} + b_{k;i} = \Psi_{ik}^*, \quad (2.6)$$

где $b_i(x)$ - произвольное векторное поле.

Оно позволяет определить большую часть постоянных. В самом деле,

инвариантность δS_ψ означает, что уравнения движения

$$\frac{\delta S_\psi}{\delta \psi_{ik}} = 0 \quad (2.7)$$

должны быть инвариантными относительно калибровочного преобразования (2.6), и поэтому при

$$\psi_{ik} = b_{i,k} + b_{k,i} \quad (2.8)$$

должны удовлетворяться тождественно. Последнее имеет место только в случае

$$2a_1 + a_2 = a_1 + a_4 = a_2 + a_3 + a_5 = a_6 = a_7 = 0. \quad (2.9)$$

В этом можно убедиться прямой подстановкой (2.8) в (2.7). Следовательно,

$$a_1 = -a_4, \quad a_2 = 2a_4, \quad a_3 = \beta a_4, \quad a_5 = -(2+\beta)a_4, \quad a_6 = a_7 = 0, \quad (2.10)$$

где β - произвольная постоянная. Дополнительно должно удовлетворяться условие $a_4 \geq 0$. В обратном случае S_ψ можно сделать отрицательной величиной со сколь угодно большим абсолютным значением достаточно быстрым изменением ψ_{ik} со временем x^0 , что противоречило бы принципу наименьшего действия. В этом можно убедиться, рассматривая плоское пространство-время и калибровку

$$\sum_{\sigma=1}^3 \psi_{\sigma,0}^{\sigma} = 0, \quad \psi_{0\sigma} = 0 \quad (2.11)$$

в кваздекартовой системе координат.

После перенормировки $2\sqrt{\alpha_4}\psi_{ik} \rightarrow \psi_{ik}$ действие (2.1) принимает вид

$$S_\psi = S_\psi^{(0)} + \beta \Delta S_\psi, \quad (2.12)$$

где

$$S_\psi^{(0)} = \int g^{ik} (p_{ik}^i p_{in}^n - p_{in}^i p_{ik}^n) \sqrt{-g} d^4x, \quad (2.13)$$

$$\Delta S_\psi = \frac{1}{4} \int (\nu_i \nu^i - \psi_{ik;i} \psi^{ik;k}) \sqrt{-g} d^4x, \quad (2.14)$$

$$p_{ik}^j = \frac{1}{2} g^{jn} (\psi_{ni;k} + \psi_{nk;i} - \psi_{ik;n}). \quad (2.15)$$

Остается доказать обратное, а именно, что из (2.12) следует инвариантность (2.7) относительно преобразования (2.6). С этой целью (2.13) и (2.14) преобразуем к виду

$$S_{\psi}^{(0)} = \frac{1}{4} \int \psi^{ik} (E_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} E) \sqrt{-g} d^4 x + \sigma_0 \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \Delta S_{\psi} &= \frac{1}{4} \int \psi_n^j (\psi_{;ik}^{nk} - \psi_{;ki}^{nk}) \sqrt{-g} d^4 x + \sigma_1 \\ &= \frac{1}{4} \int (\psi_n^j \psi^{nk} R_{ik} + \psi^{ik} \psi^{nm} R_{nmk}) \sqrt{-g} d^4 x. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Здесь и далее σ_0 , σ_1 - слагаемые, которые можно опустить, поскольку они являются интегралами по бесконечно удаленной гиперповерхности, охватывающей пространство-время, и при варьировании исчезают. Наконец,

$$E_{ik}(\psi_n) = 2(p_{ik;l}^l - p_{li;k}^l) = \psi_{li;kn}^n + \psi_{kn;li}^n - \psi_{;ik} - \square \psi_{ik}, \quad E = E_n^n, \quad (2.18)$$

$\square$ - оператор Д'Аламбера. Из (2.18) следует, что в плоском пространстве-времени имеют место равенства

$$E_{ik}(\psi_n^*) = E_{ik}(\psi_n), \quad E_{k;n}^n = \frac{1}{2} E_{,k} \quad (2.19)$$

и по этой причине

$$S_{\psi^*} = S_{\psi} + \frac{1}{2} \int [b_l (E^{lk} - \frac{1}{2} g^{lk} E)]_{;k} \sqrt{-g} d^4 x = S + \sigma_2 \quad (2.20)$$

откуда следует

$$\delta S_{\psi^*} = \delta S_{\psi}. \quad (2.21)$$

Таким образом, в плоском пространстве-времени S_{ψ} инвариантно относительно преобразования (2.6). В случае искривленного пространства-времени равенства (2.19) не имеют место, и поэтому калибровочная симметрия нарушена.

В частном случае $\beta=0$ и $\alpha_4 = 1/4$ (2.10) переходит в (2.5) с $m_0=0$ и

поэтому (2.12) совпадает с действием для безмассового тензорного поля Ψ_{ik} приведенным в [6].

3. *Уравнения поля.* Наряду с (2.13) и (2.16) можно вывести еще одну полезную формулу для $S_{\Psi}^{(0)}$. С этой целью введем тензор

$$\gamma_{ik} = g_{ik} + \varepsilon \Psi_{ik}, \quad (3.1)$$

где ε мало настолько, что

$$\gamma = \det \gamma_{ik} \neq 0 \quad (3.2)$$

и поэтому обратный тензор γ^{ik} существует.

$$\gamma^{ik} \gamma_{nk} = \delta_k^i. \quad (3.3)$$

Аналогично тому как это сделано в (П.2)-(П.4) (см. Приложение) определим символы Кристоффеля

$$\overset{\vee}{\Gamma}_{kl}^i = \frac{1}{2} \gamma^{im} (\gamma_{nk;l} + \gamma_{nl;k} - \gamma_{kl;n}) \quad (3.4)$$

и тензоры

$$\overset{\vee}{R}_{klm}^i = \overset{\vee}{\Gamma}_{ln,j}^i - \overset{\vee}{\Gamma}_{kl,n}^j + \overset{\vee}{\Gamma}_{ml}^j \overset{\vee}{\Gamma}_{kn}^i - \overset{\vee}{\Gamma}_{mn}^j \overset{\vee}{\Gamma}_{kl}^i, \quad \overset{\vee}{R}_{kn} = \overset{\vee}{R}_{kn}^i. \quad (3.5)$$

Заметим, что γ_{ik} не является метрическим тензором, и поэтому индексы всех тензоров опускаются и поднимаются только с помощью g_{ik} и g^{ik} .

Исключение составляет тензор γ^{ik} , определяемый равенством (3.3).

Используя γ_{ik} , (2.15) можно представить в виде

$$P_{kl}^i = \frac{1}{\varepsilon} \tilde{\Gamma}_{kl}^i, \quad \varepsilon \rightarrow 0, \quad (3.6)$$

где

$$\tilde{\Gamma}_{kl}^i = \frac{1}{2} \gamma^{im} (\gamma_{nk;l} + \gamma_{nl;k} - \gamma_{kl;n}) = \frac{\varepsilon}{2} \gamma^{im} (\Psi_{nk;l} + \Psi_{nl;k} - \Psi_{kl;n}). \quad (3.7)$$

Подставив

$$g_{ik}(2) = \gamma_{ik}, \quad g_{ik}(1) = g_{ik} \quad (3.8)$$

в (П.8) (см. Приложение), для (3.7) находим

$$\tilde{\Gamma}_{kl}^j = \overset{\vee}{\Gamma}_{kl}^j - \Gamma_{kl}^j, \quad (3.9)$$

где Γ_{kl}^j - символы Кристоффеля, соответствующие метрическому тензору g_{kl} . Из (3.6) в свою очередь следует равенство

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} Q_{\psi}^{(\varepsilon)} = S_{\psi}^{(0)}, \quad (3.10)$$

в котором

$$Q_{\psi}^{(\varepsilon)} = \frac{1}{\varepsilon^2} \int \gamma^{kl} (\tilde{\Gamma}_{kl}^n \tilde{\Gamma}_n^m - \tilde{\Gamma}_m^n \tilde{\Gamma}_{kl}^n) \sqrt{-\gamma} d^4 x. \quad (3.11)$$

Снова подставив (3.8), на этот раз в (П.9) и (П.10), придем к формулам

$$\overset{\vee}{R}_{kl} - R_{kl} = \tilde{\Gamma}_{kl;l}^j - \tilde{\Gamma}_{l;k}^j + \tilde{\Gamma}_{kl}^j \tilde{\Gamma}_n^m - \tilde{\Gamma}_m^n \tilde{\Gamma}_{kl}^m \quad (3.12)$$

$$\gamma^{kl} (\overset{\vee}{R}_{kl} - R_{kl}) = \gamma^{kl} (\tilde{\Gamma}_m^n \tilde{\Gamma}_{kl}^m - \tilde{\Gamma}_{kl}^m \tilde{\Gamma}_m^n) + [\gamma^{kl} \tilde{\Gamma}_{kl}^j - \gamma^{kl} \tilde{\Gamma}_{kl}^j \sqrt{-\gamma}]_j / \sqrt{-\gamma}, \quad (3.13)$$

и поэтому

$$Q_{\psi}^{(\varepsilon)} = \frac{1}{\varepsilon^2} \int \gamma^{kl} (\overset{\vee}{R}_{kl} - R_{kl}) \sqrt{-\gamma} d^4 x \quad (3.14)$$

с точностью до не существенного интеграла от 4-дивергенции. Таким образом, в (2.12) вместо $S_{\psi}^{(0)}$ можно пользоваться выражением (3.14):

$$S_{\psi} = Q_{\psi}^{(\varepsilon)} + \beta \Delta S_{\psi}, \quad (3.15)$$

полагая $\varepsilon \rightarrow 0$ в конце расчетов. Это обстоятельство упрощает вывод уравнений поля.

Полное действие самогравитирующей системы, состоящей из скалярного ϕ и тензорного ψ_{kl} полей с учетом R^2 - члена определяется выражением (1.3). Из условия его экстремальности по отношению к вариациям g_{kl} (при фиксированных ϕ и ψ_{kl}) приходим к уравнениям гравитационного поля

$$R_{kl} - \frac{1}{2} g_{kl} R + \alpha H_{kl} = 8\pi G(T_{kl} + \Pi_{kl}), \quad (3.16)$$

где

$$H_{ik} = R_{ik} - g_{ik} \square R - R R_{ik} + \frac{1}{4} g_{ik} R^2, \quad (3.17)$$

а

$$T_{ik} = \varphi_{,i} \varphi_{,k} + \frac{1}{2} g_{ik} (m^2 \varphi^2 - \varphi_{,n} \varphi^{,n}) \quad (3.18)$$

- тензор энергии-импульса скалярного поля. Метрический тензор энергии-импульса Π_{ik} определяется равенством

$$\delta_g S_\psi = \frac{1}{2} \int \Pi_{ik} \delta g^{ik} \sqrt{-g} d^4 x, \quad (3.19)$$

в котором δ_g - операция варьирования по g_{ik} при фиксированном ψ_{ik} . Согласно (3.1) и (3.3)

$$\delta_g \gamma_{ik} = \delta g_{ik}, \quad \delta_g \gamma^{ik} = -\gamma^{in} \gamma^{km} \delta g_{nm}. \quad (3.20)$$

Подставив (3.14) и (2.17) в (3.15), находим

$$\Pi_{ik}^{(s)} = \Pi_{ik}^{(s)} + \beta \Delta \Pi_{ik}, \quad (3.21)$$

где

$$\Pi_{ik}^{(s)} = \frac{2}{\varepsilon} (A_{ik} + e_i^n e_k^m \beta_{nm} \sqrt{\frac{\gamma}{g}}), \quad (3.22)$$

а

$$2 \int \Delta \Pi_{ik} \delta g^{ik} \sqrt{-g} d^4 x = \delta_g \int (\psi'_{,n} \psi^{,nk} R_{ik} + \psi^{ik} \psi^{,nm} R_{inmk}) \sqrt{-g} d^4 x. \quad (3.23)$$

В (3.22) тензор A_{ik} определяется соотношением

$$\int A_{ik} \delta g^{ik} \sqrt{-g} d^4 x = \delta_g^* \int \gamma^{ik} (R_{ik} - \overset{\vee}{R}_{ik}) \sqrt{-\gamma} d^4 x, \quad (3.24)$$

где δ_g^* - операция варьирования по g_{ik} при фиксированном γ_{ik} , $e_i^n = g_{im} \gamma^{nm}$, а

$$B_{ik} = R_{ik} - \overset{\vee}{R}_{ik} - \frac{1}{2} \gamma_{ik} \gamma^{nm} (\overset{\vee}{R}_{nm} - R_{nm}). \quad (3.25)$$

Вариация в правой части (3.24) вычислена в [7]. Подставив результат соответствующих расчетов, получим $A_{nm} = g_{nl} g_{mk} A^{lk}$, где

$$A^{lk} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{\gamma}{g}} (g^{lk} \gamma^{nm} + g^{nm} \gamma^{lk} - g^{ln} \gamma^{km} - g^{kn} \gamma^{lm}) \right]_{;nm}. \quad (3.26)$$

Заметим, что

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon} A_{ik} = - \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon} e_l^n e_k^m B_{nm} \sqrt{\frac{\gamma}{g}} = \frac{1}{2} E_{ik} - \frac{1}{4} g_{ik} E \quad (3.27)$$

(использованы (2.18), (3.6) и (3.12)), и поэтому предел

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \Pi_{ik}^{(\varepsilon)} = \Pi_{ik}^0 \quad (3.28)$$

существует. Он громоздкий, и поэтому мы его не приводим. Перейдем к $\Delta \Pi_k$. Из (П.6)-(П.8), имеем

$$\begin{aligned} \delta R_{kln}^l &= (\delta \Gamma_{kn}^l)_{;l} - (\delta \Gamma_{kl}^l)_{;n} \\ \delta \Gamma_{kl}^l &= \frac{1}{2} g^{lm} \left[(\delta g_{nk})_{;l} + (\delta g_{nl})_{;k} - (\delta g_{kl})_{;n} \right]. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Воспользовавшись этими формулами, находим

$$2\Delta \Pi_k = Y_{ik} + Z_{ik} - \frac{1}{6} g_{ik} Z, \quad (3.30)$$

где

$$Y_{ik} = \left[\psi_l^n \psi_k^m - \psi_{ik} \psi^{nm} - \delta_{il}^n \psi_{kj} \psi^{jm} + \frac{1}{2} g_{ik} \psi_s^n \psi^{sm} + \frac{1}{2} \psi_{ls} \psi_k^s g^{nm} \right]_{;nm} \quad (3.31)$$

$$Z_{ik} = \psi_l^n \psi_k^m R_{nm} + 2\psi_n^m \psi_l^n R_{km} + 3\psi^{sn} \psi_l^m R_{k)sn},$$

а

$$f_{(k)} = \frac{1}{2}(f_k + f_k), \quad Z = Z_n. \quad (3.32)$$

Таким образом, метрический тензор энергии-импульса (3.21) определяется выражениями (3.22) и (3.30).

Теперь обратимся к выводу уравнений движения для ψ_k . Фиксируя g_k , φ и варьируя по ψ_k , находим

$$\delta_\psi \gamma^k = -\epsilon \gamma^n \gamma^{km} \delta \psi_{nm} = -\epsilon e_n^i e_m^k \delta \psi^{nm}. \quad (3.33)$$

С учетом этого обстоятельства из условия экстремальности (3.15) находим

$$\frac{2}{\epsilon} e_i^n e_k^m B_{nm} \sqrt{\frac{\gamma}{g}} = \beta M_k, \quad (3.34)$$

где

$$M_k = \psi^{nm} R_{nmk} + \psi_{(l)n}^n R_{k)l}, \quad M_n^n = 0. \quad (3.35)$$

Перейдя к пределу $\epsilon \rightarrow 0$ и подставив (3.27), приходим к уравнениям движения

$$E_k + \beta M_k = 0. \quad (3.36)$$

Они определяют процесс распространения линейного безмассового поля ψ_k в искривленном пространстве-времени. В случае плоского пространства-времени (3.36) сводится к волновому уравнению

$$\square \psi_k = 0 \quad (3.37)$$

калибровочным преобразованием (2.6), удовлетворяющим условиям

$$\psi_{l;n}^n = \psi = 0. \quad (3.38)$$

Им всегда можно удовлетворить подходящим выбором $b_l(x)$ [9].

Решая (3.16), (3.36) совместно с уравнением движения

$$(\square + m^2)\varphi = 0 \quad (3.39)$$

скалярного поля, можно определить функции $g_k(x)$, $\psi_k(x)$ и $\varphi(x)$.

4. *Выводы.* В работе исследована самогравитирующая система, состоящая из скалярного поля φ и линейного тензорного поля ψ_k с

минимальной связью. Учтены вакуумные поляризационные эффекты в виде R^2 - члена в лагранжиане гравитационного поля. Действие тензорного поля определяется выражением (2.12), где β - произвольная постоянная. Это наиболее общее выражение, удовлетворяющее двум условиям: (а) S_ψ квадратично по ψ_{ik} и $\psi_{ik;l}$ и (б) в плоском пространстве-времени вариация S_ψ инвариантна относительно калибровочного преобразования $\psi_{ik} \rightarrow \psi_{ik} + b_{i;k} + b_{k;l}$, где $b_l(x)$ - произвольное векторное поле (в искривленном пространстве-времени эта симметрия нарушена). В частном случае $\beta = 0$ (2.12) переходит в действие безмассового тензорного поля ψ_{ik} , приведенного в [6].

Введением

$$\gamma_{ik} = g_{ik} + \varepsilon \psi_{ik}, \quad \varepsilon \rightarrow 0$$

$S_\psi^{(0)}$ преобразовано к виду (3.10), что упрощает вывод уравнений поля. Вычислен метрический тензор энергии-импульса (3.21), определяющий вклад ψ_{ik} в уравнения Эйнштейна. Он, в свою очередь, определяется выражениями (3.22) и (3.30). Выведены уравнения движения (3.36) поля ψ_{ik} в искривленном пространстве-времени. В плоском пространстве-времени калибровочным преобразованием они сводятся к волновому уравнению (3.37).

Решая уравнения поля (3.16), (3.36) и (3.39), можно определить эволюцию самогравитирующей системы, состоящей из скалярного ϕ и тензорного ψ_{ik} полей. Ее можно использовать в сценариях раздувающейся Вселенной вместо часто используемой более простой системы, состоящей из самогравитирующего скалярного поля ϕ [2-4].

Приложение

Допустим, g_{ik} (1) и g_{ik} (2) - произвольные симметричные тензорные поля с детерминантами, отличными от нуля:

$$g_{ik}(\mu) = g_{ki}(\mu), \quad \det g_{ik}(\mu) \neq 0, \quad \mu = 1, 2. \quad (\text{П.1})$$

Поставим им в соответствие символы Кристоффеля

$$\Gamma'_{kl}(\mu) = \frac{1}{2} g^{in}(\mu) [g_{nk,l}(\mu) + g_{nl,k}(\mu) - g_{kl,n}(\mu)], \quad (\text{П.2})$$

где $g^{in}(\mu)$ - тензор, обратный тензору $g_{in}(\mu)$:

$$g^{in}(\mu) g_{nk}(\mu) = \delta_k^i, \quad (\text{П.3})$$

δ_k^i - символы Кронекера. Используя $\Gamma'_{kl}(\mu)$, введем в рассмотрение тензор Римана

$$R'_{kln}(\mu) = \Gamma'_{kn,l}(\mu) - \Gamma'_{kl,n}(\mu) + \Gamma'_{nl}(\mu)\Gamma'^m_{kn}(\mu) - \Gamma'_{mn}(\mu)\Gamma'^m_{kl}(\mu) \quad (\text{П.4})$$

и операции ковариантного дифференцирования по g_{ik} (1) и g_{ik} (2), которые будем обозначать символами I и II, соответственно. Например, для произвольного смешанного тензора q^i_k второго ранга

$$q'^i_{k|l} = q^i_{k,l} + \Gamma'^i_{nl}(1) q^n_k - \Gamma'^n_{kl}(1) q^i_n. \quad (\text{П.5})$$

Имеет место равенство [8]

$$R'_{kln}(2) - R'_{kln}(1) = \bar{R}'_{kln}, \quad (\text{П.6})$$

где тензор

$$\bar{R}'_{kln} = \bar{\Gamma}'_{kn|l} - \bar{\Gamma}'_{kl|n} + \bar{\Gamma}'_{nl}\bar{\Gamma}'^m_{kn} - \bar{\Gamma}'_{mn}\bar{\Gamma}'^m_{kl}. \quad (\text{П.7})$$

получается из $R'_{kln}(\mu)$ заменой $\Gamma'_{kl}(\mu)$ и операции "," на тензор $\bar{\Gamma}'_{kl}$ и операцию ковариантного дифференцирования I, соответственно. При этом

$$\bar{\Gamma}'_{kl} = \frac{1}{2} g^{in}(2) [g_{nk|l}(2) + g_{nl|k}(2) - g_{kl|n}(2)] = \Gamma'_{kl}(2) - \Gamma'_{kl}(1). \quad (\text{П.8})$$

Из (П.6) следует равенство

$$R_{kn}(2) - R_{kn}(1) = \bar{R}_{kn}, \quad (\text{П.9})$$

где $f_{kn} = f^i_{kn}$. Используя (П.7), (П.9), можно доказать полезную формулу

$$\begin{aligned} g^{kn}(2)[R_{kn}(2) - R_{kn}(1)] &= \\ &= g^{kn}(2)(\bar{\Gamma}'_{kn}\bar{\Gamma}'^m_{nl} - \bar{\Gamma}'_{kl}\bar{\Gamma}'^m_{kn}) + [g^{ik}(2)\bar{\Gamma}'^n_{ik} - g^{in}(2)\bar{\Gamma}'^k_{ik}]_{\text{II}n}. \end{aligned} \quad (\text{П.10})$$

В случае $g_{ik}(1) = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ доказательство (П.10) приведено в [9].
 Частный случай (П.10) с $g_{ik}(2) = g_{ik}$ и плоской фоновой метрикой $g_{ik}(1)$ используется в биметрической формулировке ОТО [10-13] (см. также [14,15]).

Благодарность. Один из авторов (Л.Ш.Г) признателен Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) за финансирование поездки и работы в Потсдаме. Работа Л.Ш.Г. частично финансировалась Международным Научным Фондом (грант RY 6000).

Институт прикладных проблем физики, Ереван, Армения
 Ереванский государственный университет, Армения
 Институт астрофизики, Потсдам, Германия

SYMMETRIC TENSOR FIELD IN THE RELATIVISTIC GRAVITY

L.SH.GRIGORIAN, S.GOTTLÖBER

The system of self-gravitating scalar field is widely used in the inflationary cosmological models. We discuss a more complicated system with an additional linear and minimally coupled tensor field $\Psi_{ik} = \Psi_{ki}$. Five from six free parameters in the most general expression for the action S_Ψ of Ψ_{ik} are determined using the following ansatz: tensor field Ψ_{ik} is invariant under the gauge transformations in flat space-time. In particular case the expression found for S_Ψ transforms to the known action of the massless tensor field Ψ_{ik} .

The energy-momentum tensor determining the contribution of Ψ_{ik} in Einstein equations is calculated. The equations describing the propagation of Ψ_{ik} in the curved space-time are also derived.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.A.Starobinsky*, *Phys.Lett.*, B91, 99, 1980.
2. *А.Д.Линде*, Физика элементарных частиц и инфляционная космология, Наука, М., 1990.
3. *S.Gottlöber, V.Müller, H.-J. Schmidt, A. A. Starobinsky*, *Int. Journ. Mod. Phys.*, D1, 257, 1992.
4. *K.Sato* (Ed.), *Evolution of the Universe and its Observational Quest*, Universal Academy Press, Inc. and Yamada Science Foundation, 1994.
5. *S.Gottlöber, V.Müller, A.A.Starobinsky*, *Phys. Rev.*, D43, 2510, 1991.
6. *Б.С.Девитт*, Динамическая теория групп и полей, Наука, М., 1987.
7. *Н.А.Черников*, Вариационный метод Гильберта и тензор Папаястру. Препр. ОИЯИ, П2-87-683, Дубна, 1987.
8. *Л.П.Эйзенхарт*, Риманова геометрия, ИЛ, М., 1948.
9. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1973.
10. *N.Rasen*, The III International School of Cosmology and Gravitation, Erice, 8-20 May, 1974, pp. 2-40.
11. *L.P.Grischuk, A.N.Petrov, A.D.Popova*, *Commun. Math. Phys.*, 94, 379, 1984.
12. *Я.Б.Зельдович, Л.П.Гришук*, Успехи физ. наук, 149, 695, 1986.
13. *А.А.Лозунов*, Лекции по теории относительности и гравитации, Наука, М., 1987.
14. *Л.Ш.Григорян*, *Астрофизика*, 30, 380, 1989.
15. *R.M.Avakian, L.Sh.Grigorian*, *Astrophys. Space Sci.*, 146, 183, 1988.

СТАТИЧЕСКОЕ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОЕ ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ В ТЕОРИИ КАЛУЦЫ-КЛЕЙНА

Р.М.АВАКЯН, Э.В.ЧУБАРЯН

Поступила 10 октября 1995

Принята к печати 6 ноября 1995

В рамках теории Калуцы-Клейна получено внешнее решение для гравитационного поля, создаваемого статическим сферически-симметричным распределением нейтральной и заряженной материи. Получена формула, связывающая массу центрального тела с интегралом от распределения давления внутри него.

Рассмотрим гравитационное поле, создаваемое статическим сферически - симметричным распределением материи. В теории Эйнштейна внешним решением для такого распределения нейтральной или заряженной материи являются соответственно известные решения Шварцшильда и Райснера - Нордстрема. В настоящей работе эта задача решается в рамках теории Калуцы - Клейна [1]. Запишем для этого метрику в изотропных координатах $X^0=t$, $X^1=r$, $X^2=\theta$, $X^3=\varphi$ (система единиц $c=k=1$)

$$dS^2 = e^{\lambda(r)} dt^2 - e^{\nu(r)} \left[dr^2 + r^2 (d\Theta^2 + \sin^2 \Theta d\varphi^2) \right]. \quad (1)$$

Уравнения поля в теории Калуцы - Клейна имеют вид:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = 8\pi [T_{ik}^m + T_{ik}^e + T_{ik}^s], \quad (2)$$

где $T_{ik}^m = (P + \rho) u_i u_k - P g_{ik}$ - тензор энергии-импульса материи, P - давление, ρ - плотность энергии материи, T_{ik}^e - тензор энергии-импульса электромагнитного поля

$$T_{ik}^e = \frac{1}{4\pi} \left[-F_{ik} F_{ik} + \frac{1}{4} F^{em} F_{em} g_{ik} \right], \quad (3)$$

где F^k - тензор электромагнитного поля, а

$$T_{ik}^s = g_{ip} \Phi^{,p} \Phi_{,k} - \frac{1}{2} g_{ik} \Phi_{,p} \Phi_{,p} g^{pp} \quad (4)$$

- тензор энергии-импульса скалярного поля Φ , где $\text{схр}\Phi$ является метрическим коэффициентом при пятой координате.

К уравнениям (3) необходимо добавить уравнение состояния $P=P(\rho)$, уравнение для скалярного поля

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^\mu} (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} F_{,\nu}) = S, \quad (5)$$

где S - функция зависящая от плотности (давления), вид которой задается из определенных физических соображений, а также уравнение для F_{ik} , которое мы приведем позднее.

Решим вначале задачу в случае нейтральной материи. Для метрики (1) удобные комбинации уравнений (2) и (3) имеют вид:

$$e^{-\lambda} \left[\frac{v''}{2} + \frac{v'^2}{4} + \frac{v' \lambda'}{4} + \frac{v'}{r} \right] = 4\pi(\rho + 3P), \quad (6)$$

$$e^{-\lambda} \left[\frac{\lambda''}{2} + \frac{v''}{4} + \frac{v'^2}{4} + \frac{\lambda'}{r} - \frac{v' \lambda'}{4} \right] = -4\pi(\rho + P) - 8\pi e^{-\lambda} \Phi'^2, \quad (7)$$

$$e^{-\lambda} \left[\frac{\lambda''}{2} + \frac{\lambda'^2}{4} + \frac{\lambda' v'}{4} + \frac{3\lambda'}{2r} + \frac{v'}{2r} \right] = -4\pi(\rho - P), \quad (8)$$

$$\Phi' + \Phi' \left(\frac{v' + \lambda'}{2} + \frac{2}{r} \right) = -S(\rho) e^\lambda, \quad (9)$$

$$P = P(\rho), \quad (10)$$

где штрих означает производную по r .

Будем искать решение уравнений (6) - (10) в пустоте ($\rho=P=0$)

$$\frac{v''}{2} + \frac{v'^2}{4} + \frac{v' \lambda'}{4} + \frac{v'}{r} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\lambda''}{2} + \frac{v'}{2} + \frac{v'^2}{4} + \frac{\lambda'}{r} - \frac{v' \lambda'}{4} = -8\pi\Phi^2, \quad (12)$$

$$\frac{\lambda''}{2} + \frac{\lambda'^2}{4} + \frac{\lambda' v'}{4} + \frac{3\lambda'}{2r} + \frac{v'}{2r} = 0, \quad (13)$$

$$\Phi' + \Phi \left(\frac{v + \lambda}{2} + \frac{2}{r} \right) = 0. \quad (14)$$

Из (11) и (14) имеем

$$v' = \frac{2c_1}{r^2} e^{-\frac{v+\lambda}{2}}, \quad (15)$$

$$\Phi' = \frac{2c_3}{r^2} e^{-\frac{v+\lambda}{2}}, \quad (16)$$

где постоянные интегрирования c_1 и c_3 определяются из сшивки с внутренним решением. Сложив (11) и (13), получим

$$\left[(v + \lambda') r^3 e^{\frac{v+\lambda}{2}} \right]' = 0, \text{ откуда}$$

$$e^{\frac{v+\lambda}{2}} = 1 - \frac{c_2}{r^2}. \quad (17)$$

Здесь c_2 - новая постоянная интегрирования и учтено, что на бесконечности $v = \lambda = 0$. Вычислим значение c_2 . Для этого рассмотрим комбинацию уравнений (6)+(8) внутри конфигурации

$$\left[\left(\frac{v + \lambda'}{2} \right) r^3 e^{\frac{v+\lambda}{2}} \right]' = 16\pi P r^3 e^{\frac{v+\lambda}{2}}, \quad (18)$$

Проинтегрируем (18) от центра $r=0$ до границы конфигурации $r=r_*$, где $P(r)=0$:

$$r^3 \left(e^{\frac{v+3\lambda}{2}} \right)' \bigg|_{r=r_s}^{r_s} = 16\pi \int_0^{r_s} P r^3 e^{\frac{v+3\lambda}{2}} dr. \quad (19)$$

С учетом сшивки с (17) получим

$$c_2 = 8\pi \int_0^{r_s} P r^3 e^{\frac{v+3\lambda}{2}} dr > 0. \quad (20)$$

Подставив (17) в (15) и (16), найдем v и Φ , а затем с учетом (17) и λ

$$e^v = \left(\frac{r - \sqrt{c_2}}{r + \sqrt{c_2}} \right)^{\frac{c_1}{\sqrt{c_2}}}, \quad (21)$$

$$e^\Phi = \left(\frac{r - \sqrt{c_2}}{r + \sqrt{c_2}} \right)^{\frac{c_3}{\sqrt{c_2}}}, \quad (22)$$

$$e^\lambda = \left(1 - \frac{c_2}{r^2} \right)^2 \left(\frac{r + \sqrt{c_2}}{r - \sqrt{c_2}} \right)^{\frac{c_1}{\sqrt{c_2}}}. \quad (23)$$

На больших расстояниях

$$e^\lambda \approx 1 - \frac{2c_1}{r} = 1 - \frac{r_s}{r}, \quad (24)$$

где $r_s = 2m$, m - масса конфигурации. Отсюда получаем

$$c_1 = m = \frac{r_s}{2}. \quad (25)$$

Введем обозначения

$$c_1 = \frac{2}{\mu} \sqrt{c_2}, \quad (26)$$

$$c_3 = \frac{2\alpha}{\mu} \sqrt{c_2}, \quad (27)$$

где μ и α - новые постоянные, но они не независимы. Связь между ними можно найти, подставив решения (21) - (23) в неиспользованное уравнение (12), откуда

$$\mu = \sqrt{1 + 16\pi\alpha^2}. \quad (28)$$

В результате мы получим в рамках теории Калуцы - Клейна внешнее

решение для нейтрального сферического тела:

$$e^{\nu} = \left(\frac{r - \frac{\mu r_g}{4}}{r + \frac{\mu r_g}{4}} \right)^{\frac{2}{\mu}}, \quad (29)$$

$$e^{\lambda} = \left(1 - \frac{\mu^2 r_g^2}{16 r^2} \right)^2 \left(\frac{r + \frac{\mu r_g}{4}}{r - \frac{\mu r_g}{4}} \right)^{\frac{2}{\mu}}, \quad (30)$$

$$e^{\Phi} = \left(\frac{r - \frac{\mu r_g}{4}}{r + \frac{\mu r_g}{4}} \right)^{\frac{2\alpha}{\mu}}. \quad (31)$$

Постоянные m и α (или μ) определяются из сшивки с внутренним решением. Сравнивая (29) и (30) с (17) и учитывая (20), (25) и (26), найдем

$$m^2 = \frac{32\pi}{\mu} \int_0^{r_2} P r^3 e^{\frac{\nu+3\lambda}{2}} dr. \quad (32)$$

Далее из (6) легко получить

$$\nu = \frac{2m_1(r)}{r^2} e^{\frac{\nu+3\lambda}{2}}, \quad (33)$$

$$m_1' = 4\pi(\rho + 3P)r^2 e^{\frac{\nu+3\lambda}{2}}, \quad (34)$$

Сравнение (33) с (15) и учет (25) показывает, что $m_1(r)$ имеет смысл накопленной массы внутри сферы радиуса r , причем $m_1(r_2) = m$. Аналогично из (9) получаем

$$\Phi = \frac{2 m_3(r)}{r^2} e^{\frac{v+\lambda}{2}}, \quad (35)$$

$$m_3' = -S(\rho) r^2 e^{\frac{v+3\lambda}{2}}, \quad (36)$$

откуда с учетом (16), (26) и (27) имеем $m_3(r_s) = c_3$, а также находим значение

$$\alpha = \frac{c_3}{c_1} = \frac{m_3(r_s)}{m_1(r_s)}. \quad (37)$$

В свою очередь величины $m_1(r_s)$ и $m_3(r_s)$ находятся из (34) и (36)

$$m_1(r_s) = m = 4\pi \int_0^{r_s} (r + 3P) r^2 e^{\frac{v+3\lambda}{2}} dr, \quad (38)$$

$$m_3(r_s) = - \int_0^{r_s} S(\rho) r^2 e^{\frac{v+3\lambda}{2}} dr.$$

Полученная формула для $m_1(r_s)$ есть ни что иное, как толменовское выражение для полной массы, справедливое в любых координатах. Отметим, что нами для массы m получено новое выражение (32), справедливое только в изотропных координатах.

Предположим теперь, что внутри конфигурации имеется сферически-симметрично распределенный заряд. В этом случае в правой части уравнений (2) необходимо учесть тензор T_{μ}^{μ} и добавить уравнение электромагнитного поля

$$F_{;\mu}^{\mu} = -4\pi j^{\mu}, \quad (39)$$

где j^{μ} - четырехмерный вектор тока. Отличной от нуля компонентой $F^{\mu\nu}$ будет F^{01} , для которой из (39) в пустоте получаем:

$$F^{01} = \frac{e}{r^2} e^{\frac{v+\lambda}{2}}, \quad (40)$$

где e - полный заряд конфигурации. В пустоте, с учетом (3) и (40) уравнения имеют вид:

$$\frac{v'}{2} + \frac{v^2}{4} + \frac{v' \lambda'}{4} + \frac{v'}{r} = \frac{e^2}{r^4} e^{-\lambda}, \quad (41)$$

$$\lambda' + \frac{v'}{2} + \frac{v^2}{4} + \frac{\lambda'}{r} - \frac{v' \lambda'}{4} = \frac{e^2}{r^4} e^{-\lambda} - 8\pi \Phi^2, \quad (42)$$

$$\frac{\lambda''}{2} + \frac{\lambda'^2}{4} + \frac{\lambda' v'}{4} + \frac{3\lambda'}{2r} + \frac{v'}{2r} = -\frac{e^2}{r^4} e^{-\lambda}, \quad (43)$$

$$\Phi' + \Phi \left(\frac{v' + \lambda'}{2} + \frac{2}{r} \right) = 0. \quad (44)$$

Из (41), (42) и (44) имеем

$$v' = \frac{2m_1(r)}{r^2} e^{-\frac{v+\lambda}{2}}, \quad (45)$$

$$m_1' = \frac{e^2}{r^2} e^{\frac{\lambda-v}{2}}, \quad (46)$$

$$\lambda' = -\frac{2m_2(r)}{r^2} e^{-\frac{v+\lambda}{2}}, \quad (47)$$

$$m_2' - \frac{m_1 - m_2}{r} = \frac{e^2}{r^2} e^{\frac{\lambda-v}{2}}, \quad (48)$$

$$\Phi = \frac{2c_3}{r^2} e^{-\frac{v+\lambda}{2}}, \quad (49)$$

Из (46) и (48) следует

$$m_1 - m_2 = \frac{2c_2}{r}, \quad (50)$$

Взяв сумму (45) и (47), после интегрирования получим (учтено, что на бесконечности $v=\lambda=0$):

$$e^{\frac{v+\lambda}{2}} = 1 - \frac{c_2}{r^2}. \quad (51)$$

Рассмотрим сумму уравнений (41) и (43)

$$(\lambda+v)'' + \frac{(\lambda+v)'}{r} + \frac{v'^2}{2} = \frac{2e^2 e^v - 32\pi c_3^2}{(r^2 - c_2)^2}.$$

Подставив сюда $\lambda+v$ из (51), получим уравнение, содержащее только v

$$v' = \frac{2\sqrt{4c_2 - 16\pi c_3^2 + e^2 e^v}}{r^2 - c_2}. \quad (52)$$

Удовлетворяющим граничному условию $r \rightarrow \infty, v \rightarrow 0$ решением является

$$e^{\frac{v}{2}} = \frac{2 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{e^2}{4c_2 - 16\pi c_3^2}} \right) \left(\frac{r + \sqrt{c_2}}{r - \sqrt{c_2}} \right)^{\sqrt{1 - 4\pi c_3^2/c_2}}}{\left(1 + \sqrt{1 + \frac{e^2}{4c_2 - 16\pi c_3^2}} \right)^2 \left(\frac{r + \sqrt{c_2}}{r - \sqrt{c_2}} \right)^{2\sqrt{1 - 4\pi c_3^2/c_2}} - \frac{e^2}{4c_2 - 16\pi c_3^2}} \quad (53)$$

С учетом поведения $e^{v/2}$ при больших r получим

$$c_2 = \frac{m^2 + 16\pi c_3^2 - e^2}{4} = \frac{\mu^2 m^2 - e^2}{4}, \quad (54)$$

где опять введены обозначения

$$c_3 = \alpha m \quad \text{и} \quad \mu = \sqrt{1 + 16\pi\alpha^2}.$$

Как и в случае нейтральной материи, постоянная α определяется отношением соответствующих c_3 и m величин $m_3(r_*)$ и $m_1(r_*)$ на границе $r=r_*$, причем, как и прежде, $m_1(r_*)=m$ и $m_3(r_*)=c_3$.

Метрические коэффициенты e^λ и e^ϕ получаются с учетом (53) из (49) и (51):

$$e^{\frac{\lambda}{2}} = \left(1 - \frac{\mu^2 m^2 - e^2}{4r^2} \right) e^{-\frac{v}{2}}, \quad (55)$$

$$e^\phi = \left(\frac{r - \frac{\sqrt{\mu^2 m^2 - e^2}}{2}}{r + \frac{\sqrt{\mu^2 m^2 - e^2}}{2}} \right)^{\frac{2\alpha}{\sqrt{\mu^2 m^2 - e^2}}}, \quad (56)$$

Получим теперь аналог формулы (32) в случае заряженной материи. Запишем для этого сумму соответствующих (41) и (43) уравнений внутри конфигурации. Она легко приводится к виду (18). Опять интегрируем от $r=0$ до границы $r=r_*$ и из сшивки с внешним решением для $\exp\left(\frac{v+\lambda}{2}\right)$

получаем

$$c_2 = 8\pi \int_0^{r_3} P r^3 e^{\frac{v+3\lambda}{2}} dr,$$

откуда

$$m^2 = \frac{1}{\mu^2} \left[e^2 + 32\pi \int_0^{r_3} P r^3 e^{\frac{v+3\lambda}{2}} dr \right]. \quad (57)$$

Решение (53), (55) и (56) содержит все предельные случаи. Полагая $\epsilon=0$, получим решение (29) - (31). Приняв $\mu=1$ ($\alpha=0$), мы получим решение Райснера - Нордстрема, которое при $\epsilon=0$, естественно перейдет в решение Шварцшильда в изотропных координатах. При этом для квадрата массы получим выражение

$$m^2 = 32\pi \int_0^{r_3} P r^3 e^{\frac{v+3\lambda}{2}} dr, \quad (58)$$

ранее полученное в [2].

Авторы выражают благодарность сотрудникам кафедры теоретической физики ЕГУ за полезные обсуждения настоящей работы.

Ереванский государственный университет, Армения

STATIC SPHERICALLY - SYMMETRIC GRAVITATION FIELD IN THE THEORY OF KALUZA - KLEIN

R.AVAKIAN, E.CHUBARIAN

In the frame of Kaluza - Klein theory for static spherically-symmetric distribution of neutral and charged matter the external solution for gravitational field are obtained. It is shown, that the mass of body connected to an integral over the pressure of gravitating matter.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Th.Kaluza*, 1921, Sitzungsberg. Press Akad. Wiss. Phys. Math. K1, 966, Klein O., 1926, Z. Phys., 37, 895.
2. *Р.М.Авакян*, *Астрофизика*, 33, 429, 1990.

Письмо в редакцию

В моей работе "РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ", АСТРОФИЗИКА 38, 143, 1995, допущена механическая ошибка: в последнем столбце табл. 2 (стр. 174) вместо моментов инерции нейтронных конфигураций приведены моменты инерции белых карликов.

Ниже приводятся правильные данные.

$10^{-3} P(O)$ (эрг-см ⁻³)	373	179	98.4	60.1	39.6	27.7	15.3	12	9.58	7.81	6.48	5.45	3.97	2.31	1.82
Мом. инерции $10^{-6} I(\text{г-см}^2)$	289	303	254	183	120	75	28.9	18.3	11.8	7.83	5.3	3.66	1.85	0.56	0.326

Г.С. СААКЯН

CONTENTS

THE BALMER DISCONTINUITIES OF THE MAIN SEQUENCE STARS. COMPARISON WITH THEORY	<i>N.A.Sokolov, E.V.Ruban</i>	329
INVESTIGATION OF SOME STARS WITH CIRCUMSTELLAR DUST ENVELOPES. I.	<i>R.Kh.Hovhannessian, R.A.Epremian, A.A.Karapetian</i>	341
THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. LATE - TYPE STARS. VII. ZONE $+76^{\circ} \leq \delta \leq +80^{\circ}$	<i>H.V.Abrahamian, K.S.Gigoyan, G.M.Shahbazian</i>	351
POLARIMETRIC OBSERVATIONS FOR 16 LONG PERIOD VARIABLES AND FOR 3 RED GIANTS	<i>N.D.Melikian, M.H.Eritzian, A.A.Karapetian</i>	359
ON THE DETERMINATION OF THE AGES OF STELLAR AGREGATES AND FLARE STARS IN GALACTIC FIELD	<i>E.S.Parsamian</i>	369
INSTABILITY OF OBJECTS IN GALAXY AND STARFORMING PROCESS	<i>L.V.Mirzoyan</i>	381
GALAXIES WITH $\Omega_2 > \Omega_5$	<i>R.A.Kandallan</i>	405
ON ALBEDO SHIFTING METHOD	<i>N.B.Yengibarian, B.N.Yengibarian</i>	417
STABILITY OF SELF-GRAVITATING MODELS AND POSSIBILITY OF BLACK HOLES FORMATION IN JORDAN-BRANS-DICKE THEORY OF GRAVITY	<i>G.Haroutyunian, V.Papoyan</i>	433
MULTIDIMENSIONAL COSMOLOGICAL MODELS IN STRING EFFECTIVE GRAVITY. II	<i>A. A. Saharian</i>	447
SYMMETRIC TENSOR FIELD IN THE RELATIVISTIC GRAVITY	<i>L.Sh.Grigorian, S.Gottlober</i>	469
STATIC SPHERICALLY - SYMMETRIC GRAVITATION FIELD IN THE THEORY OF KALUZA - KLEIN	<i>R.Avakian, E.Chubarian</i>	483