

# ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 52

ФЕВРАЛЬ, 2009

ВЫПУСК 1

МЕТОДЫ АМБАРЦУМЯНА В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

*А.Г.Никогосян* 5

МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА: СРЕДНЕЕ ЧИСЛО  
РАССЕЯНИЙ И СМЕЖНЫЕ ВОПРОСЫ

*В.В.Иванов* 29

ГАЛАКТИКИ ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЯ ИЗ ПЯТИ ОБЗОРОВ  
СВЕРХНОВЫХ. I. БАЗА ОПТИЧЕСКИХ И БЛИЗКО-  
ИНФРАКРАСНЫХ ДАННЫХ

*А.А.Акопян, А.Р.Петросян, Г.А.Мамон, Б.Мклин, Д.Кунт,  
М.Туратто, Э.Каппелларо, Ф.Маннучи, Р.Аллен,  
Н.Панаджиа, М.Делла Валле* 47

МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ И СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ГАЛАКТИК Kaz 5, Kaz 92 и Kaz 390

*В.Ж.Адибемян, М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян* 63

О ВОЗМОЖНОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В СПИРАЛЬНЫХ  
ГАЛАКТИКАХ СКОПЛЕНИЯ СОМА

*Н.Г.Когошвили, Г.А.Маласидзе, Т.М.Борчхадзе* 75

ИТОГИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ГОЛУБЫХ  
ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS

*П.К.Синамян, А.М.Микаелян* 85

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

### Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Լ.Կվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)  
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բխնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կուլետ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչև (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

### Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

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

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

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

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

"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 աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կարգի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24<sup>Г</sup>  
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38  
e-mail: [astrofiz@sci.am](mailto:astrofiz@sci.am)

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2009

К 100-летию со дня рождения  
академика В.А.Амбарцумяна

## МЕТОДЫ АМБАРЦУМЯНА В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 29 октября 2008

Цель настоящей статьи дать представление о методах Амбарцумяна в теории переноса излучения, их применениях и дальнейшем развитии. Больше внимание уделяется двум методам - принципу инвариантности и методу сложения слоев, предложенным Амбарцумяном в 40-е годы прошлого века. Обсуждается их различие от классического подхода решения задач переноса излучения. Из результатов, полученных в дальнейшем другими авторами, упоминается лишь небольшая часть, которая, на наш взгляд, наиболее наглядно раскрывает суть и значение методов Амбарцумяна, их эффективность при решении прикладных задач. Так, например, отдельный раздел посвящается лагранжиановскому формализму в применении к теории переноса и показывается, что принцип инвариантности является частным случаем более общего вариационного принципа, отражающего инвариантность по отношению к трансляционному преобразованию оптической глубины. При изложении метода сложения слоев подчеркивается его общность и та большая роль, которую он сыграл при создании в дальнейшем таких методов теории переноса, как метод инвариантного погружения Беллмана и метод решения задач переноса излучения в неоднородных средах. Показывается, что применение последнего метода позволяет получить ряд новых аналитических результатов. В заключительной части дается небольшая сводка результатов, полученных Амбарцумяном в нелинейной теории переноса, где он одним из первых начал изучение класса многоуровневых задач. Статья призвана также показать место и роль методов Амбарцумяна в теории переноса излучения, которые во многом предопределили развитие указанной теории на долгие годы вперед.

Ключевые слова: *теория переноса излучения: принцип инвариантности: метод сложения слоев: вариационный формализм*

1. *Введение.* Появившиеся в начале прошлого века работы Шустера, Шварцшильда, Милна и Эддингтона положили основу теории звездных атмосфер. Важное место в ней занимало изучение уравнения переноса излучения и его решений в различных формах. Разумеется, исследовались, в первую очередь, наиболее простые и потому грубые модели, в которых среда принималась плоскопараллельной, стационарной, однородной и чисто поглощающей. Последнее предположение существенно упрощает задачу об определении поля излучения в атмосфере, поскольку в этом случае состояние излучающего газа подчиняется равновесным законам Саха и Больцмана при локальных значениях температуры и плотности. В таком приближении,

получившем в дальнейшем название приближения ЛТР - локального термодинамического равновесия, входящая в уравнение переноса функция источника задается законами Кирхгофа-Планка. Положение дел сильно меняется, когда принимается в расчет рассеяние излучения, что представляет особую важность в вопросе о формировании спектральных линий в атмосфере. Теперь состояние излучающего газа зависит не только от локальных значений термодинамических параметров, но и от поля излучения в данной точке, что приводит к установлению взаимосвязи между различными объемами внутри атмосферы. Уравнение переноса излучения в этом случае является интегродифференциальным и его решение, вообще говоря, сталкивается с большими трудностями.

Первые работы в данном направлении, хотя и включали в себя грубые предположения, тем не менее во многом способствовали физическому пониманию изучаемых процессов и стимулировали развитие теории. Наиболее важные статьи в этой области были собраны Мензелом [1]. Развитый в них подход, ставший классическим, заключался в нахождении функции источника как функции от глубины в атмосфере, что позволяло определить поле излучения в ней. В простейших случаях изотропного и монохроматического рассеяния задача математически сводится к решению интегрального уравнения типа Фредгольма с ядром, являющимся интегральной показательной функцией, зависящей от модуля разности аргументов (см. ниже уравнение (16)). После ее решения можно было, в частности, определить интенсивность излучения, выходящего из атмосферы, т.е. величину, непосредственно измеряемую при наблюдениях. Таково было состояние теории в 40-х годах прошлого века, когда появились первые работы Амбарцумяна в данной области.

В противоположность описанному выше общепринятому подходу, Амбарцумяном был предложен новый метод, названный им принципом инвариантности, который позволял найти выходящую интенсивность без предварительного определения светового режима на всех глубинах. Как пишет сам Амбарцумян [2], "...теория в этом случае строится не на интегрировании локальных процессов, а на свойствах инвариантности". Под принципом инвариантности Амбарцумяном подразумевалось такое преобразование исходной атмосферы, которое не влияет на глобальные оптические характеристики среды [2-5]. Очевидно, что при таком определении термин "принцип инвариантности" может употребляться лишь в единственном числе. Применение принципа существенно облегчает решение задач переноса излучения, выявляя с самого начала структуру искомого решения, что, в свою очередь, является весомым подспорьем при определении поля излучения внутри атмосферы. Как было показано в дальнейшем (см. ниже, раздел 3, а также [6]), принцип инвариантности является частным

случае более общего вариационного принципа, связанного с трансляционным преобразованием оптической глубины. Применение данного принципа позволяет вывести для различных величин в различных задачах большое количество важных соотношений, которые иногда бывает возможно написать сразу, на основе простых физических и/или вероятностных соображений. Такие соотношения, вытекающие из принципа инвариантности, могут быть названы *соотношениями инвариантности*.

В результате исследований Амбарцумяна в 1941-1947 гг. в области теории переноса излучения был предложен также другой весьма эффективный метод, названный им методом сложения слоев [7] (см. также [8]). Он дает ответ на вопрос, каким образом складываются глобальные оптические характеристики поглощающих и рассеивающих сред (коэффициенты отражения и пропускания) при их объединении. Очевидно, что это достаточно общая постановка вопроса возникает естественным образом, если отказаться от требования, чтобы оптические свойства среды оставались неизменными при добавлении к ней дополнительного слоя. Полученные соотношения выявляют функциональный вид оптических характеристик составной атмосферы, причем что важно, все параметры и функции, описывающие элементарные процессы, играют роль произвольных параметров. Вышедшая в военные годы в Изв. АН АрмССР небольшая работа, посвященная методу сложения слоев, послужила отправным пунктом для возникновения новых направлений в теории переноса, имеющих применение не только в астрофизике, но и в некоторых других разделах физики. Метод дает ключ к решению задач переноса в неоднородных атмосферах, а с другой стороны, явился основой для так называемого метода инвариантного погружения, разработанного за рубежом.

Как для принципа инвариантности, так и для развитого Амбарцумяном метода сложения слоев, характерны математическая элегантность, оригинальность подхода, простота и ясность рассуждений. Как и в других разделах астрофизики, Амбарцумян находил неординарные пути решения весьма сложных и важных проблем. Один из основоположников теории звездных атмосфер Е.А.Милн писал по этому поводу: "Я никогда не мог представить, что теория переноса излучения может достичь такого уровня развития и красоты, каким он стал в руках Амбарцумяна".

Настоящая статья ставит целью дать общее представление о методах Амбарцумяна, об их важности и последующем развитии, при этом она рассчитана на читателя, не обязательно являющегося специалистом в теории переноса излучения. Список приводимой литературы ни в коем случае не претендует на полноту. Из обширной литературы по данной тематике мы ограничились упоминанием лишь тех работ, которые, на наш взгляд, в большей мере раскрывают сущность и важность методов Амбарцумяна.

2. *Принцип инвариантности.* Принцип инвариантности был

сформулирован Амбарцумяном впервые при рассмотрении задачи о диффузном отражении света от полубесконечной атмосферы [3,4]. Соображения, лежащие в его основе, заключаются в очевидном факте, что добавление к такой среде слоя малой оптической толщины  $\Delta\tau$ , обладающего такими же свойствами, что и исходная атмосфера, не должно изменить ее отражающую способность. Это положение Амбарцумян назвал принципом инвариантности. Отсюда следует, что суммарный вклад процессов, связанных с добавленным слоем, должен равняться нулю.

В трехмерной задаче отражательная способность среды характеризуется функцией отражения  $\rho(\eta, \zeta)$ , где  $\zeta$  и  $\eta$  косинусы углов падения и отражения, соответственно. Она вводится таким образом, что величина  $r(\eta, \zeta) = (1/2)\rho(\eta, \zeta)\zeta$  определяет интенсивность излучения диффузно отраженного от среды в направлении  $\eta$ , если последняя освещается потоком параллельных

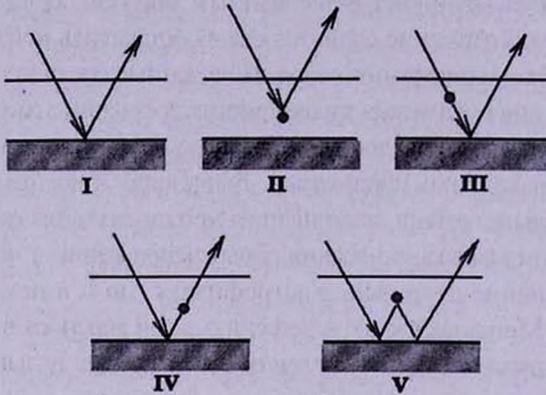


Рис.1. Пять возможных реализаций прохождения излучения через слой  $\Delta\tau$ .

лучей, равным  $\pi$ , под углом  $\arccos \zeta$ . Будем считать, что вероятность переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния равна  $\lambda$ . Возможные процессы, имеющие место в слое  $\Delta\tau$ , схематически изображены на рис.1.

I. Как при падении на среду, так и после отражения от нее, излучение проходит добавленный слой без рассеяний. Вклад такого процесса дается выражением

$$\left(1 - \frac{\Delta\tau}{\eta}\right) r(\eta, \zeta) \left(1 - \frac{\Delta\tau}{\zeta}\right).$$

II. Излучение отражается от добавленного слоя. Вклад этого процесса равен

$$\frac{\lambda \Delta\tau}{4 \eta}.$$

III. Излучение рассеивается дополнительным слоем в сторону атмосферы и после отражения от нее проходит слой без рассеяний. Соответствующая интенсивность излучения равна

$$\frac{\lambda}{2} \Delta \tau \int_0^1 r(\eta, \eta') \frac{d\eta'}{\eta'}.$$

IV. Падающее излучение вначале отражается от исходной атмосферы и затем рассеивается дополнительным слоем в заданном направлении. Вклад, соответствующий этому процессу, равен

$$\frac{\lambda}{2} \frac{\Delta \tau}{\eta} \int_0^1 r(\eta', \zeta) d\eta'.$$

V. Последняя возможность связана с двойным отражением от исходной атмосферы. В этом случае падающее излучение отражается от атмосферы, после чего рассеивается дополнительным слоем обратно и снова отражается от атмосферы. Для такого процесса имеем

$$\lambda \Delta \tau \int_0^1 r(\eta, \eta'') \frac{d\eta''}{\eta''} \int_0^1 r(\eta', \zeta) d\eta'.$$

Вкладом всевозможных других процессов можно пренебречь, поскольку они являются величинами более высокого порядка малости относительно  $\Delta \tau$ . С учетом перечисленных процессов условие инвариантности функции отражения полубесконечной атмосферы записывается в виде

$$(\eta + \zeta) \rho(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) \varphi(\zeta), \quad (1)$$

где функция

$$\varphi(\eta) = 1 + \eta \int_0^1 \rho(\eta, \eta') d\eta' \quad (2)$$

носит название  $\varphi$  - функции Амбарцумяна. Из последних двух соотношений следует, что функция  $\varphi$  удовлетворяет следующему функциональному уравнению

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\eta) \varphi(\eta')}{\eta + \eta'} d\eta', \quad (3)$$

называемому обычно уравнением Амбарцумяна. Из соотношения (1) явствует, что  $\rho(\eta, \zeta)$  выражается через функцию одной переменной, являясь при этом симметричной функцией своих аргументов. Величина  $\eta \rho(\eta, \zeta) d\eta$  обладает вероятностным смыслом. Она дает вероятность того, что квант, падающий на среду в направлении  $\zeta$ , отразится от нее в интервале направлений  $\eta, \eta + d\eta$ .

В той же работе [3] Амбарцумян применяет принцип инвариантности для решения задачи о диффузном отражении и пропускании излучения для среды конечной оптической толщины. В этом случае к одной границе среды добавляется слой толщины  $\Delta \tau$ , а с другой границы такой же величины слой отнимается. В результате для функций отражения  $\rho(\eta, \zeta)$  и пропускания  $\sigma(\eta, \zeta)$  было получено (для удобства дальнейшего изложения мы пользуемся несколько иными обозначениями)

$$\rho(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \frac{\varphi(\eta)\varphi(\zeta) - \psi(\eta)\psi(\zeta)}{\eta + \zeta}, \quad \sigma(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \frac{\psi(\eta)\varphi(\zeta) - \varphi(\eta)\psi(\zeta)}{\eta - \zeta}. \quad (4)$$

Вспомогательные функции  $\varphi(\eta)$  и  $\psi(\eta)$  определяются из следующей системы функциональных уравнений

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\eta)\varphi(\eta') - \psi(\eta)\psi(\eta')}{\eta + \eta'} d\eta', \quad (5)$$

$$\psi(\eta) = e^{-\tau_0/\eta} + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\psi(\eta)\varphi(\eta') - \varphi(\eta)\psi(\eta')}{\eta - \eta'} d\eta', \quad (6)$$

где  $\tau_0$  - оптическая толщина среды. Указанные функции также носят название функций Амбарцумяна. Разумеется, что как функции отражения и пропускания, так и функции  $\varphi(\eta)$  и  $\psi(\eta)$ , зависят также от оптической толщины среды, однако, для краткости, эта зависимость среди аргументов не указывается.

Результаты, полученные Амбарцумяном в данной основополагающей работе подкупают своей изящностью и наглядностью. Как уже указывалось, исходным для определения интенсивности выходящего из среды излучения здесь является не уравнение переноса, которое позволяет найти требуемую величину лишь после того, как световой режим найден для всех глубин в атмосфере. Очевидно, что ввиду линейности задачи знание функций отражения и пропускания позволяет определить интенсивность выходящего излучения для любого потока, падающего на среду. С другой стороны, формулы (1) и (4) дают решение не только одной частной задачи о диффузном отражении (для полубесконечной среды) или задачи о диффузном отражении и пропускании (для среды конечной оптической толщины). На самом деле они позволяют выявить структуру глобальных оптических характеристик среды, как таковую, выражая при этом искомые величины через функции одной переменной. Сам подход во многом способствовал нахождению целого ряда важных соотношений, связывающих между собой различные характеристики поля излучения, в наиболее часто встречающихся в астрофизических приложениях задачах теории переноса излучения. Некоторые из них вытекают непосредственно из свойства инвариантности. Такого рода соотношения были получены в разное время рядом авторов (см., например, [6,9-18]).

Следует отметить, что соотношения (1)-(3) Амбарцумяном были получены ранее другим способом при рассмотрении рассеяния света атмосферами планет [19]. Путь, избранный в указанной работе, заключается в формальном дифференцировании исходного интегрального уравнения для функции источника по оптической глубине. С чисто математической точки зрения предложенный путь представляет большую важность, поскольку показывает, каким образом решение интегрального уравнения Фредгольма с разностным ядром может быть сведено к решению функционального уравнения. В этой работе получен

и другой важный результат при рассмотрении задачи о распределении энергии по диску Солнца. Было показано, что закон потемнения диска Солнца к его краю задается функцией  $\varphi(\eta)$  при  $\lambda = 1$ , а именно,  $I(\eta)/I(0) = \varphi(\eta)$  (см. также [20]), где  $I(\eta)$  - интенсивность излучения, наблюдаемого на некотором угловом расстоянии от центра диска, косинус которого равен  $\eta$ .

Точное аналитическое выражение для функции  $\varphi(\eta)$  в случае консервативного рассеяния ранее было получено Хопфом ([21], с.105) при рассмотрении проблемы Милна. Для общего случая  $\lambda \neq 1$  также было получено явное выражение (см. [22])

$$\varphi(\eta) = \exp \left\{ -\frac{\eta}{\pi} \int_0^{\infty} \ln \left( 1 - \lambda \frac{\operatorname{arctg} u}{u} \right) \frac{du}{1 + \eta^2 u^2} \right\}. \quad (7)$$

Для численного вычисления функции  $\varphi(\eta)$  Амбарцумян в работе [19] пользовался методом итераций применительно к уравнению

$$\varphi(\eta) = \left( \sqrt{1 - \lambda} + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{\eta' \varphi(\eta')}{\eta + \eta'} d\eta' \right)^{-1}, \quad (8)$$

которое получается из (3) с учетом того, что

$$\int_0^1 \varphi(\eta) d\eta = \frac{2}{\lambda} (1 - \sqrt{1 - \lambda}). \quad (9)$$

Было показано, что при подходящем выборе нулевого приближения указанную функцию можно вычислить с большой точностью для разных значений параметра  $\lambda$ , включая значения, близкие к единице.

И в дальнейшем разные авторы обращались к вопросу об определении функции  $\varphi(\eta)$ . Простое выражение для приближенного вычисления указанной функции было получено в [9] применением метода дискретных ординат Вика-Чандрасекара

$$\varphi(\eta) = \frac{\prod_{l=1}^n (1 + \eta/\eta_l)}{\prod_{\alpha=1}^n (1 + k_{\alpha} \eta)}, \quad (10)$$

где  $n$  - порядок приближения,  $\eta_l$  - нули полинома Лежандра степени  $n$ , а величины  $k_{\alpha}$  определяются путем решения характеристического уравнения

$$1 = \frac{\lambda}{2} \sum_{j=1}^n \frac{a_j}{1 - k^2 \eta_j^2}, \quad (11)$$

при этом  $a_j$  - веса квадратурной формулы Гаусса-Лежандра.

Отметим также линейное интегральное уравнение для функции  $\varphi(\eta)$ , полученное Соболевым [23-25]

$$\varphi(\eta) \left( 1 - \frac{\lambda}{2} \eta \ln \frac{1 + \eta}{1 - \eta} \right) = 1 - \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\eta')}{\eta - \eta'} d\eta' \quad (12)$$

Идея инвариантного поведения глобальных оптических характеристик рассеивающей и поглощающей атмосферы по отношению к добавлению слоя была применена Амбарцумяном также в задаче о диффузии излучения через среду большой оптической толщины [26,27]. Она заключается в том, что при таком изменении среды относительное угловое распределение интенсивности излучения, пропущенного ею, не должно измениться. С учетом процессов, происходящих в дополнительном слое, для интенсивности излучения, пропущенного средой при изотропном рассеянии, было получено

$$I(\eta) = C \frac{\varphi(\eta)}{1 - k\eta}, \quad (13)$$

где  $C$  - некоторая постоянная, а  $k$  определяется из уравнения

$$\frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{\varphi(\eta)}{1 - k\eta} d\eta = 1. \quad (14)$$

При чистом рассеянии ( $\lambda = 1$ ) уравнение (14) дает  $k=0$ , и тогда

$$I(\eta) = C \varphi(\eta). \quad (15)$$

Таким образом, функция  $\varphi(\eta)$  допускает еще одну физическую интерпретацию, связанную с угловым распределением интенсивности излучения, пропущенного оптически толстой атмосферой в отсутствие истинного поглощения. Интересно отметить, что столь простая формула остается действительной и в случае двухчленной индикатрисы рассеяния  $x(\gamma) = 1 + x_1 \cos \gamma$  при любом значении параметра  $x_1$ .

Известно, что во многих астрофизических задачах возникает необходимость определить поле излучения внутри среды. Важным достоинством принципа инвариантности является то, что знание интенсивностей излучения, выходящего из среды, существенным образом упрощает решение задачи о нахождении режима излучения внутри нее (см., например, [23-25]). Так, например, вопрос об определении светового режима в полубесконечной среде, освещаемой извне единичным потоком параллельных лучей под углом  $\arccos \zeta$ , сводится (как известно) к решению следующего интегрального уравнения

$$S(\tau, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} E_1(|\tau - \tau'|) S(\tau', \zeta) d\tau' + \frac{\lambda}{4} e^{-\tau/\zeta} \quad (16)$$

относительно функции источника. Применение принципа инвариантности позволяет свести вопрос о решении данного уравнения типа Фредгольма с разностным ядром к решению следующего уравнения типа Вольтерра для некоторой вспомогательной функции  $\Phi(\tau)$ , через которую выражается резольвента уравнения (16)

$$\Phi(\tau) = L(\tau) + \int_0^{\tau} L(\tau - \tau') \Phi(\tau') d\tau', \quad (17)$$

где

$$L(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \varphi(\xi) e^{-\lambda \xi} \frac{d\xi}{\xi} \quad (18)$$

Для функции  $\Phi(\tau)$  в [28] было получено явное выражение.

Для иллюстрации здесь мы ограничились рассмотрением простейшего случая монохроматического рассеяния, однако описанная картина и выводы остаются в силе и при гораздо более общей постановке задачи переноса. С сугубо математической точки зрения принцип инвариантности Амбарцумяна может рассматриваться как способ сведения краевой задачи, формулируемой обычно для функции источника, к решению задачи с начальными условиями (задача Коши).

Первые работы по принципу инвариантности относились к монохроматическому изотропному рассеянию. Однако было совершенно очевидно, что принцип может применяться и при более общих предположениях относительно элементарного акта рассеяния. Поэтому уже в работе [29] Амбарцумян рассматривает задачу диффузного отражения света от полубесконечной плоскопараллельной атмосферы при анизотропном рассеянии, причем индикатриса рассеяния предполагалась произвольной. В этой работе важным является применение предложенного ранее им в [30,31] разложения индикатрисы рассеяния  $x(\gamma)$  ( $\gamma$  - угол рассеяния) в ряд по полиномам Лежандра

$$x(\gamma) = \sum_{i=0}^{\infty} x_i P_i(\cos \gamma), \quad (19)$$

или с учетом теоремы сложения сферических функций

$$x(\eta, \eta', \varphi - \varphi') = \sum_{m=0}^{\infty} \cos m(\varphi - \varphi') \sum_{i=m}^{\infty} c_{im} P_i^m(\eta) P_i^m(\eta'), \quad (20)$$

где постоянные  $c_{im}$  простым образом выражаются через коэффициенты  $x_i$ . В этом случае разложение, аналогичное (20), имеет место и для функции отражения

$$\rho(\eta, \eta', \varphi - \varphi') = \sum_{m=0}^{\infty} \rho_m(\eta, \eta') \cos m(\varphi - \varphi'). \quad (21)$$

Решение задачи теперь выражается через функции  $\varphi_i^m(\eta)$

$$\rho_m(\eta, \eta') = \frac{\lambda}{4} \sum_{i=m}^{\infty} (-1)^{i+m} c_{im} \frac{\varphi_i^m(\eta) \varphi_i^m(\eta')}{\eta + \eta'}, \quad (22)$$

которые определяются из системы функциональных уравнений

$$\varphi_i^m(\eta) = P_i^m(\eta) + 2 \frac{(-1)^{i+m}}{2 - \delta_{0m}} \int_0^1 \rho_m(\eta, \eta') P_i^m(\eta') d\eta', \quad (23)$$

где  $\delta_{km}$  - символ Кронекера.

В этой же работе в качестве иллюстрации Амбарцумян рассматривает два частных случая, двухчленной индикатрисы и релеевского закона рассеяния, представляющие особую важность для астрофизики.

Полученные Амбарцумяном результаты развивались в дальнейшем многими авторами. Так, например, в упомянутых выше двух частных задачах Чандрасекар использовал отличающееся от (21) представление искомой функции отражения, в результате чего вопрос сводился к решению уравнений типа (см. [9])

$$H(\eta) = 1 + \eta \int_0^1 \frac{H(\eta)H(\eta')}{\eta + \eta'} \Psi(\eta') d\eta'. \quad (24)$$

Например, в случае двухчленной индикатрисы рассеяния

$$x(\cos \gamma) = 1 + x_1 \cos \gamma \quad (25)$$

( $\gamma$  - угол рассеяния), или

$$x(\eta, \varphi; \eta', \varphi') = 1 + x_1 \left[ \eta \eta' + (1 - \eta^2)^{1/2} (1 - \eta'^2)^{1/2} \cos(\varphi - \varphi') \right] \quad (26)$$

Чандрасекаром было показано, что искомую функцию отражения можно представить в виде

$$\rho(\eta, \varphi; \eta_0, \varphi_0) = \rho^{(0)}(\eta, \eta_0) + x_1 (1 - \eta^2)^{1/2} (1 - \eta_0^2)^{1/2} \rho^{(1)}(\eta, \eta_0) \cos(\varphi - \varphi_0), \quad (27)$$

причем для вспомогательных функций  $\rho^{(0)}(\eta, \eta_0)$  и  $\rho^{(1)}(\eta, \eta_0)$  получаются раздельные уравнения. Последние, в свою очередь, сводятся к решению уравнений типа (24). Уравнение (24), как нетрудно видеть, отличается от (3) лишь тем, что под знаком интеграла входит так называемая характеристическая функция  $\Psi(\eta)$ , представляющая собой некоторый полином четной степени. Здесь мы воспользовались обозначением  $H(\eta)$ , введенным Чандрасекаром для функции Амбарцумяна. Аналогичным образом в случае среды конечной оптической толщины для функций  $\varphi$  и  $\psi$  Чандрасекаром были введены обозначения  $X$  и  $Y$ , которые используются в основном в зарубежной литературе (см. [9]).

Очевидно, что сформулированный Амбарцумяном принцип является достаточно общим, поскольку его применимость не зависит от исходных предположений относительно элементарного акта рассеяния, геометрии среды и т.д. Хорошо известно, что многократное рассеяние света в частотах линий, образующихся в различных средах, изучаемых в астрофизике, сопровождается перераспределением излучения по частотам и направлениям. В общем случае частичного перераспределения возникаемая задача переноса во многом аналогична задаче анизотропного рассеяния, рассмотренной Амбарцумяном в [29]. Особенно отчетливо эта аналогия прослеживается, когда применяются билинейные разложения функций перераспределения. Так, например, как было показано в [33], в простейшем случае чисто доплеровского закона перераспределения  $r_1$  [32,20], имеет место разложение

$$r_1(x', x, \gamma) = \frac{1}{\sqrt{\pi \sin \gamma}} \exp\left(-\frac{x^2 + x'^2 - 2xx' \cos \gamma}{\sin^2 \gamma}\right) = \sum_{k=0}^{\infty} \cos^k \gamma \alpha_k(x) \alpha_k(x'), \quad (28)$$

где  $x, x'$  - так называемые безразмерные частоты падающего и рассеянного квантов, измеряемые смещением от центральной частоты линии в единицах доплеровской ширины, и  $\alpha_k(x) = (2^k \pi^{1/2} k!)^{-1/2} \exp(-x^2) H_k(x)$  - ортонормированная с весом  $\exp(-x^2)$  система функций, выражающаяся через полиномы Эрмита  $H_k(x)$ . Для усредненного по направлениям закона перераспределения Хаммером было получено

$$r_1(x', x) = \int_{\max(|x'|, |x|)}^{\infty} \exp(-u^2) du = \sum_{k=0}^{\infty} A_k \alpha_{2k}(x') \alpha_{2k}(x), \quad (29)$$

где  $A_k = 1/(2k + 1)$ . В последнем случае применением принципа инвариантности одномерная задача о диффузии излучения в линии сводится к решению системы функциональных уравнений относительно функций  $\varphi_k(x)$

$$\varphi_k(x) = \alpha_{2k}(x) + \frac{\lambda}{2} \sum_{m=0}^{\infty} A_m \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_m(x) \varphi_m(x')}{\alpha(x) + \alpha(x')} \alpha_{2k}(x') dx', \quad (30)$$

где  $\alpha(x)$  - профиль коэффициента поглощения. Она является естественным обобщением уравнения Амбарцумяна на случай частичного перераспределения по частотам. Использование разложений типа (29) и (30), полученные и для других законов перераспределения, во многом облегчают решение соответствующих задач переноса [34-38]. Квазианалитические и численные методы решения таких задач были разработаны в [39,40]. Заметим, что если в разложениях (28) и (29) ограничиться одним лишь первым слагаемым, то приходим к весьма распространенному в астрофизических приложениях приближению полного перераспределения по частотам. Аналитическая теория вместе с асимптотическими и численными методами для этого случая была разработана Ленинградской школой астрофизики во главе с В.В.Соболевым [8,41,42].

В астрофизических задачах часто возникает необходимость в оценке различных статистических средних величин, описывающих процесс диффузии излучения в атмосфере. Особенно важно составить представление о среднем числе рассеяний, испытываемых квантом в результате многократного рассеяния. В одной из своих ранних работ Амбарцумян [43] (см. также [4]) для определения указанной величины получил формулу

$$N = \lambda \frac{\partial \ln I}{\partial \lambda}, \quad (31)$$

где  $I$  - интенсивность излучения.

В серии работ [44-47] (см. также [48]) было показано, что применение принципа инвариантности Амбарцумяна является эффективным способом для определения среднего числа рассеяний, а также среднего времени пребывания кванта в среде. В частности, было получено, что формула (31) справедлива при оценке среднего числа рассеяний лишь "движущихся" квантов, т.е. тех, которые не подверглись истинному поглощению.

Из других применений принципа инвариантности следует отметить также

рассмотренную Амбарцумяном в [49,50] задачу о флуктуациях яркости Млечного Пути при допущении, что поглощающие облака образуют однородный слой. В дальнейшем теория в данном направлении получила свое развитие в ряде работ других авторов.

Предложенный Амбарцумяном принцип инвариантности сыграл важную роль в теории переноса излучения. Особенно эффективным оказывалось его применение при рассмотрении относительно сложных задач теории переноса излучения. Выдвигалась идея о том (см. [11]), что указанную теорию можно построить таким образом, чтобы она основывалась на принципе инвариантности, а уравнение переноса и соотношения инвариантности непосредственно вытекали из нее. В дальнейшем по мере развития теории возможность такого подхода стала очевидной, применение же самого подхода оказалось в некоторых случаях более предпочтительным. Его преимущество обусловлено глубоким интуитивным содержанием принципа инвариантности и существованием тесной связи с характерными особенностями рассматриваемой физической задачи, свойством симметрии, граничными и начальными условиями. Помимо того из физики хорошо известна связь между принципами инвариантности и законами сохранения. Ввиду важности данного вопроса, рассмотрим его более подробно на примере задачи переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере [6].

3. *Вариационный формализм.* Для удобства введем в рассмотрение функцию  $P(\tau, \eta, \mu)$ , характеризующую вероятность того, что фотон, движущийся на глубине  $\tau$  в направлении  $\eta$ , выйдет из среды под углом  $\arccos \mu$  (углы отсчитываются от внешней нормали). Уравнения переноса для данной величины могут быть записаны в виде.

$$\pm \eta \frac{dP(\tau, \pm \eta, \mu)}{d\tau} = -P(\tau, \pm \eta, \mu) + \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 P(\tau, \eta', \mu) d\eta'. \quad (32)$$

Из уравнений (32) легко получить

$$\eta^2 \frac{d^2 \Phi}{d\tau^2} = -\Phi(\tau, \eta, \mu) - \lambda \int_0^1 \Phi(\tau, \eta', \mu) d\eta', \quad (33)$$

где введено обозначение  $\Phi(\tau, \eta, \mu) = P(\tau, +\eta, \mu) + P(\tau, -\eta, \mu)$ .

Современные методы функционального анализа позволяют установить, что для системы уравнений (32) или уравнения (33) существует вариационный принцип [51,52]. Вывод законов сохранения опирается на теорему Нетера [53] и ее обобщении на случай интегродифференциальных уравнений, данном в [54]. Выражение для плотности Лагранжиана  $L$ , соответствующей уравнению (33), было получено в [55]

$$L(\Phi, \Phi', \tau, \eta, \mu) = \Phi^2 + (\eta \Phi')^2 - 2\Phi U, \quad (34)$$

где

$$U(\tau, \mu) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \Phi(\tau, \eta', \mu) d\eta'. \quad (35)$$

В соответствии с [54] уравнение Эйлера-Лагранжа имеет вид

$$\frac{\partial L}{\partial \Phi} - \frac{d}{d\tau} \frac{\partial L}{\partial \Phi'} + \lambda \int_0^1 \frac{\partial L}{\partial U} d\eta' = 0. \quad (36)$$

Легко убедиться, что подставляя выражение для Лагранжиана (34) в (36), приходим к уравнению переноса (33).

Весьма существенно, что как уравнение переноса (33), так и плотность Лагранжиана (34), не зависят явным образом от  $\tau$ . Другими словами, их форма инвариантна относительно инфинитезимального преобразования

$$\tau \rightarrow \tau' = \tau + \delta\tau, \quad \eta = \eta', \quad \mu = \mu', \quad (37)$$

где  $\delta\tau$  является произвольно малой функцией от  $\tau$ . Отсюда вытекает, что преобразование (37), т.е. трансляция оптической глубины, является преобразованием симметрии для системы (32) и потому допускает закон сохранения вида

$$\int_0^1 \left[ L - \frac{\partial L}{\partial \Phi} \Phi' \right] d\eta = \text{const}, \quad (38)$$

который ввиду (34) принимает вид

$$\int_0^1 \left[ \Phi^2(\tau, \eta, \mu) - \eta^2 \Phi'^2(\tau, \eta, \mu) - 2U(\tau, \mu)\Phi(\tau, \eta, \mu) \right] d\eta = \text{const}, \quad (39)$$

или

$$\int_0^1 P(\tau, \varsigma, \mu) P(\tau, -\varsigma, \mu) d\varsigma = \frac{\lambda}{4} \left( \int_{-1}^1 P(\tau, \varsigma, \mu) d\varsigma \right)^2 + \text{const}. \quad (40)$$

Это соотношение является, по сути дела, прототипом  $Q$  - интеграла, полученного Райбики в [56]. В данной работе высказывалось предположение о наличии связи указанного интеграла с принципом инвариантности, однако в ней она не была установлена. Были также попытки выявить физический смысл подобных соотношений [57].

Из вышеизложенного нетрудно заключить, что интеграл (40) по своему содержанию является аналогом закона сохранения импульса в механике, вытекающего из трансляционного преобразования осей.

Для полубесконечной атмосферы  $P(\tau, \pm \varsigma, \mu) \rightarrow 0$  при  $\tau \rightarrow \infty$ , так что  $\text{const} = 0$ . Для этого же случая легко вывести более общее соотношение, если рассмотреть две проблемы, различающиеся друг от друга лишь значением параметра  $\mu$

$$\int_0^1 P(\tau, \varsigma, \mu) P(\tau, -\varsigma, \mu') d\varsigma = \frac{\lambda}{2} \left( \int_{-1}^1 P(\tau, \varsigma, \mu) d\varsigma \right) \left( \int_{-1}^1 P(\tau, \varsigma, \mu') d\varsigma \right). \quad (41)$$

Данное соотношение впервые было получено в [17] двумя путями, в частности, на основе несложных физических рассуждений. Там же показано, что если

положить в (41)  $\tau = 0$ , то приходим к уравнению (1), полученному Амбарцумяном на основе сформулированного им принципа инвариантности. Такого типа соотношения принято называть билинейными (см., [56], а также [6,17], [43]). Полученный интеграл (41), очевидно, может рассматриваться как обобщение уравнения Амбарцумяна (1) на случай всех глубин. Он имеет место всюду, где  $\lambda$  не меняется с глубиной. Более общее по сравнению с (41) соотношение может быть получено, если рассматривать две различные глубины ([6,13])

$$\int_0^1 P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau', -\zeta, \mu') d\zeta = \frac{\lambda}{2} \left( \int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) d\zeta \right) \left( \int_{-1}^1 P(\tau', \zeta, \mu') d\zeta \right). \quad (42)$$

Билинейные интегралы такого типа называются двуточечными.

Применение вариационного формализма позволяет не только прояснить физическую суть принципа инвариантности Амбарцумяна, но и получить наряду с многими известными результатами, большое количество новых соотношений, имеющих важное теоретическое и прикладное значение. Оно позволяет выявить ряд статистических закономерностей, описывающих процесс диффузии излучения в атмосфере ([17,58]).

Некоторые из ранее полученных соотношений обладают достаточно очевидным физическим или вероятностным смыслом и, как уже указывалось, были записаны непосредственно на основе простых соображений. Однако они все являются следствием одного и того же вариационного принципа (или принципа инвариантности), отражающего инвариантность по отношению к трансляционному преобразованию оптической глубины, и потому сами не могут быть признаны принципами инвариантности.

Используя вариационный формализм, можно вывести квадратичные и билинейные интегралы для различных наиболее часто встречающихся в астрофизике задач теории переноса в однородной атмосфере. Как было показано в [6], существует группа задач, которые могут быть сведены к так называемой задаче без источников (source-free problem). В эту группу входят: задача Милна, задача о диффузном отражении (и пропускании, в случае среды конечной толщины), а также задачи при экспоненциальном и полиномиальном законах распределения источников энергии внутри атмосферы. Частным и важным случаем последнего типа задач является задача о переносе излучения в изотермической атмосфере (или в атмосфере с равномерным распределением источников энергии). Указанная группа задач характеризуется по крайней мере следующими тремя особенностями. Во-первых, принцип инвариантности позволяет вывести билинейные соотношения, связывающие между собой решения вышеперечисленных задач. Если задача может быть сформулирована и для атмосферы конечной оптической толщины, то ее решение удастся связать с решением соответствующей задачи в полубесконечной атмосфере. Наконец важной особенностью данной группы задач является тот факт, что знание  $\phi$  - функции Амбарцумяна позволяет свести их решение к уравнению типа Вольтерра (или

к задаче с начальными условиями) [6]

$$S(\tau) = \int_0^{\tau} L(\tau - t) S(t) dt + \psi(\tau), \quad (43)$$

где  $S$  - функция источников и

$$L(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \varphi(\eta) e^{-\sqrt{\eta} d \tau}. \quad (44)$$

Что касается функции  $\psi(\tau)$ , то она равна  $(\sqrt{3}/4)F$  для задачи Милна,  $(\lambda/2)\varphi(\mu)\exp(-\tau/\mu)$  - для задачи о диффузном отражении от полубесконечной атмосферы,  $\varphi(1/m)\exp(-m\tau)$  - для экспоненциальных источников типа  $\exp(-m\tau)$ ,  $B\sqrt{1-\lambda}$  - для изотермической атмосферы. Явные выражения для  $\psi(\tau)$  могут быть записаны и в случае первичных источников энергии, меняющихся с глубиной по полиномиальному закону. Отметим также, что если источники меняются по произвольному закону  $g(\tau)$ , то функция  $\psi(\tau)$  находится из уравнения

$$\psi(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} L(t - \tau) \psi(t) dt + g(\tau), \quad (45)$$

и тем самым задача переноса излучения сводится к решению системы уравнений (43), (45) (см., например, [59,60]).

В заключение настоящего раздела следует отметить попытку применения принципа инвариантности к неоднородным атмосферам [61]. В этом случае приходится ввести новый параметр, появляющийся, при "усечении" неоднородной атмосферы, как это предсказывает теория композитных вариационных принципов [62].

4. *Метод сложения слоев.* Как уже указывалось, ключевым условием при сложении (или вычитании) слоев в формулировке принципа инвариантности являлось то, что совершаемое преобразование исходной среды не должно менять ее глобальных оптических характеристик. Если отказаться от этого условия, то возникает естественный вопрос об установлении правила, которому должны подчиняться данные характеристики при таком преобразовании среды. Ответ на него был дан Амбарцумяном в его основополагающей работе [7] (см. также [8]), в которой был предложен метод, известный как метод сложения слоев. Значение данной работы исключительно велико, ибо, как мы убедимся ниже, многие методы, предложенные в разное время разными авторами, так или иначе опираются на ее результаты.

Говоря о предпосылках метода, следует отметить, что идея сложения слоев, насколько нам известно, впервые использовалась Стоксом в [63] при изучении оптических свойств связки одинаковых стеклянных пластин (сравнительное обсуждение указанной работы дается в [64]). Из последующих работ в разных областях науки следует отметить работу [65], где были

получены дифференциальные уравнения для коэффициентов отражения и пропускания среды конечной толщины (см. ниже уравнения (49), (52)).

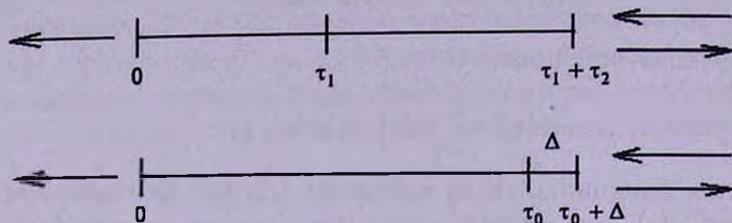


Рис.2. Перенос излучения в атмосфере, состоящей из двух компонентов.

В вышеупомянутой работе [7] Амбарцумяном рассматривается составная однородная рассеивающая и поглощающая атмосфера с оптической толщиной  $\tau_0$ , которая образуется в результате сложения двух сред, каждая из которых имеет толщину, соответственно  $\tau_1$  и  $\tau_2$  (см. рис.2). На основе несложных рассуждений для одномерной задачи им были получены функциональные соотношения, связывающие между собой коэффициенты пропускания  $q$  и отражения  $r$  суммарной атмосферы, с теми же коэффициентами составляющих ее сред

$$q(\tau_1 + \tau_2) = \frac{q(\tau_1)q(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)r(\tau_2)}, \quad (46)$$

$$r(\tau_1 + \tau_2) = r(\tau_2) + \frac{r(\tau_1)q^2(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)r(\tau_2)}. \quad (47)$$

Указанные соотношения принято называть законами сложения для коэффициентов отражения и пропускания. Заметим, что величины  $q$  и  $r$  обладают вероятностным смыслом и могут быть истолкованы, соответственно, как вероятности прохождения и отражения фотона, падающего на среду.

Если заменить  $\tau_2$  бесконечно малой величиной  $\Delta$  (рис.2, внизу) и перейти к пределу при  $\Delta \rightarrow 0$ , будем иметь

$$\frac{dq}{d\tau_0} = -\left(1 - \frac{\lambda}{2}\right)q(\tau_0) + \frac{\lambda}{2}q(\tau_0)r(\tau_0), \quad (48)$$

$$\frac{dr}{d\tau_0} = \frac{\lambda}{2} - (2 - \lambda)r(\tau_0) + \frac{\lambda}{2}r^2(\tau_0). \quad (49)$$

Полученная система нелинейных дифференциальных уравнений удовлетворяет начальным условиям  $q(0) = 1$ ,  $r(0) = 0$ . Отсюда вытекает интересная зависимость между коэффициентами отражения и пропускания

$$1 + r^2(\tau_0) + \frac{2(2 - \lambda)}{\lambda}r(\tau_0) = q^2(\tau_0), \quad (50)$$

поэтому альтернативная форма уравнения (49) типа Риккати имеет вид

$$\frac{dr}{d\tau_0} = \frac{\lambda}{2}q^2(\tau_0). \quad (51)$$

Система уравнений (48), (49) или (48), (51) решается без труда:

$$r(\tau_0) = r_0 \frac{1 - e^{-2k\tau_0}}{1 - r_0^2 e^{-2k\tau_0}}, \quad q(\tau_0) = (1 - r_0^2) \frac{e^{-k\tau_0}}{1 - r_0^2 e^{-2k\tau_0}}, \quad (52)$$

где  $k = (\lambda/4)(1 - r_0^2)/r_0$ , а  $r_0$  представляет собой коэффициент отражения от полубесконечной атмосферы, значение которого определяется из уравнения (50) при  $q=0$ . Идея данной работы затем была использована Амбарцумяном при рассмотрении более общей задачи о переносе излучения в одномерной анизотропной среде [66].

Таким образом, в этих работах впервые было рассмотрено сложение слоев произвольной оптической толщины и установлен закон, позволяющий определить глобальные оптические свойства составной атмосферы по известным характеристикам составляющих слоев. Благодаря своей общности данный закон явился основой не только для различного рода обобщений, но и положил начало развитию ряда новых методов в теории переноса излучения. Некоторые исследования, проведенные в этой области, являются, по сути дела, не чем иным, как разработкой частных случаев закона сложения слоев. Так, если в качестве одного слоя взять полубесконечную атмосферу, а другого - бесконечно тонкий слой, то приходим к рассмотренной в предыдущем разделе задаче, позволяющей сформулировать принцип инвариантности. Если бесконечно тонкий слой добавляется к слою конечной оптической толщины, то искомые оптические характеристики указанного слоя находятся как функции оптической толщины. Тем самым задача оказывается как бы "погруженной" в семейство аналогичных задач, различающихся друг от друга лишь значением оптической толщины. Такой подход на случай трехмерной атмосферы был обобщен Чандрасекаром в [9]. Он лежит в основе метода "инвариантного погружения", развитого Беллманом и его сотрудниками (см., например, [67,68]).

Наконец, метод сложения слоев Амбарцумяна играет важную роль при решении задач переноса излучения в неоднородных атмосферах. В этом случае среда дробится на такое количество слоев, чтобы каждый из них мог считаться однородным, и многократно применяются формулы сложения (46), (47) (см., например, [69,18,70]). Обращает на себя внимание тот факт, что при выводе формул для коэффициентов отражения и пропускания потока излучения, появляющиеся на стыке смежных слоев, исключаются. Тем самым при каждом применении формул сложения приходится иметь дело лишь с интенсивностями на границах составной атмосферы. Эта особенность отмечается в некоторых работах [71-73], в которых формулы сложения Амбарцумяна рассматриваются в случае, когда составляющие слои могут быть неоднородными. В них закон сложения поглощающих и рассеивающих слоев называется "звездочным произведением" (star product).

Как было показано в работах [70,74], в случае изотропной, но неоднородной атмосферы вступает в силу, так называемый, закон полярности,

закрывающийся в том, что теперь среда характеризуется не двумя, а тремя глобальными оптическими параметрами - одним коэффициентом пропускания и двумя коэффициентами отражения (для каждого из границ). Если складываются такие атмосферы, то вместо (46), (47) имеет место

$$q(\tau_1 + \tau_2) = \frac{q(\tau_1)q(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)}, \quad (53)$$

$$r(\tau_1 + \tau_2) = r(\tau_2) + \frac{r(\tau_1)q^2(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)}, \quad (54)$$

где  $\bar{r}$  - коэффициент отражения от соответствующего слоя со стороны, противоположной направлению падающего излучения (на рис.2 - слева). При написании формул (53), (54) учтено, что  $q = \bar{q}$ . Формула сложения для величины  $\bar{r}(\tau_1 + \tau_2)$  получается из (54) простой перестановкой индексов.

В работах Амбарцумяна [7,66] было обращено внимание на правило сложения величины, обратной коэффициенту пропускания. В дальнейшем им пользовались и в других разделах физики [75,76]. В последней из этих работ было показано, что нелинейную систему уравнений типа (48), (49) для неоднородной атмосферы можно свести к решению системы обыкновенных линейных дифференциальных уравнений, если помимо величины  $P(\tau_0) = 1/q(\tau_0)$  ввести в рассмотрение величину  $S(\tau_0) = r(\tau_0)/q(\tau_0)$ . Применительно к неоднородной атмосфере, в которой от глубины зависит вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния, это дает (см. [70,74])

$$\frac{dP}{d\tau_0} = \left[ 1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \right] P(\tau_0) - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} S(\tau_0), \quad (55)$$

$$\frac{dS}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} P(\tau_0) - \left[ 1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \right] S(\tau_0), \quad (56)$$

с начальными условиями  $P(0) = 1$ ,  $S(0) = 0$ . В указанных работах [70,74] показано, что, как это следует из (55), (56), функции  $P$  и  $S$  могут быть определены из отдельных уравнений

$$\frac{d^2 P}{d\tau_0^2} - \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{dP}{d\tau_0} - \left( 1 - \lambda + \frac{\lambda'}{\lambda} \right) P(\tau_0) = 0, \quad (57)$$

$$\frac{d^2 S}{d\tau_0^2} - \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{dS}{d\tau_0} + \left( 1 - \lambda + \frac{\lambda'}{\lambda} \right) S(\tau_0) = 0 \quad (58)$$

при начальных условиях  $P(0) = 1$ ,  $P'(0) = 1 - \lambda(0)/2$  и  $S(0) = 0$ ,  $S'(0) = \lambda(0)/2$ . Если явный вид функциональной зависимости  $\lambda$  от  $\tau_0$  известен, то система уравнений (55), (56) (или уравнения (57), (58)) легко решается с помощью одной из вычислительных схем, существующих для задачи Коши для линейных дифференциальных уравнений. В некоторых частных случаях уравнения (57), (58) превращаются в уравнения известных типов, решения которых записываются в явном виде и выражаются через элементарные и специальные функции. Знание функций  $P$  и  $S$ , а следовательно и коэффициентов отражения

и пропускания, для семейства атмосфер с различными оптическими толщинами позволяет легко, не решая каких-либо новых уравнений, определить режим излучения внутри той или иной среды фиксированной толщины. Очевидно, что описанный подход пригоден и в трехмерной задаче, в которой, однако, роль  $P(\tau_0) = 1/q(\tau_0)$  будет играть оператор  $q^{-1}(\tau_0)$ .

Спустя много лет, в середине 60-х годов, Амбарцумян вновь обращается к теории переноса излучения. Предметом его исследований стали нелинейные задачи, в которых учитывалось влияние поля излучения в среде на оптические свойства среды. Это весьма сложные и вместе с тем важные с точки зрения астрофизики задачи. Эффект нелинейности проявляется уже в случае одной спектральной линии, когда плотность излучения сравнительно велика и важную роль начинают играть процессы вынужденного излучения. В простейшем случае чистого рассеяния в одномерной атмосфере для коэффициента пропускания вместо обычного выражения  $q = 1/[1 + (\tau/2)]$  было получено [77-80]

$$q = \frac{1 + \alpha F}{1 + \frac{\tau}{2} + \alpha F}, \quad (59)$$

где  $F$  - интенсивность потока, падающего на среду,  $\alpha = (1/a)(1 + g_2/g_1)$ ,  $g_1$  и  $g_2$  - статистические веса, соответственно, нижнего и верхнего уровней,  $a = 8\pi h\nu^3/c^2$  - планковский множитель. Величина  $\tau$  представляет собой предельное значение оптической толщины среды, соответствующее случаю, когда все атомы находятся в нижнем состоянии. Введение предельной оптической толщины в нелинейных задачах обусловлено тем, что значения реальных оптических толщин зависят от падающих на среду потоков излучения и должны быть определены в результате решения задачи.

В упомянутых выше работах Амбарцумян исследует возможность обобщения метода сложения слоев на случай нелинейных задач. Было показано, в частности, что вопрос о нахождении интенсивности излучения, выходящего из конечной среды, сводится теперь к решению квазилинейного уравнения в частных производных, в котором помимо производной по предельной оптической толщине участвует также производная по интенсивности падающего на среду потока.

Важное место в нелинейной теории переноса занимают так называемые многоуровневые задачи, когда в процессе диффузии излучения в среде происходит перераспределение излучения между различными линиями. Одна простейшая такая задача была рассмотрена Амбарцумяном в [81] (см. также [78-80]). Полагалось, что среда состоит из атомов, обладающих тремя уровнями, причем переходы между нижними двумя уровнями пренебрегались. Было показано, что в зависимости от величин падающих на среду потоков, в одной из линий возможно просветление среды. Подход примененный при рассмотрении данной задачи заключался в том, что поле излучения, а следовательно

и степень возбуждения в среде, сначала определяется в рамках обычной линейной теории для любого значения реальной оптической толщины, а затем последняя находится как функция от предельной оптической толщины и падающего излучения. Этот подход был назван Амбарцумяном методом самосогласованных оптических глубин. Что касается самой задачи, то при более общих предположениях она была рассмотрена в [82,83], однако применением принципа инвариантности. Позднее для решения многоуровневных задач применялся метод сложения слоев (см. [84,85]), в результате чего был разработан удобный алгоритм для численных расчетов.

*5. Заключение.* Методы Амбарцумяна сыграли большую роль в развитии теории переноса излучения. Обладая глубоким физическим содержанием, принцип инвариантности и метод сложения слоев оказались чрезвычайно гибкими в применениях и эффективными при численных расчетах. Они с успехом применялись не только в астрофизике, но и в других разделах физики (теория переноса нейтронов, теория газов и т.д.) и математики (дифференциальные уравнения, теория ветвящихся процессов, стохастическая геометрия, динамическое программирование), стимулируя при этом появление новых методов. В астрофизических задачах выгода от применения методов Амбарцумяна оказывалась тем внушительнее, чем сложнее были рассматриваемые задачи (анизотропное рассеяние, рассеяние с частичным перераспределением излучения по частотам и направлениям, комптоновское рассеяние на свободных электронах, нестационарные задачи, рассеяние излучения в средах со сложной геометрией и т.д.). Вместе с тем, как отмечал сам Амбарцумян, предложенные им методы являются лишь приемами для решения трудных задач теоретической астрофизики и потому могут плодотворно развиваться в тесном взаимодействии с другими приемами и способами решения [2]. На наш взгляд методы Амбарцумяна будут продолжать развиваться, расширяя одновременно сферу своего применения.

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

AMBARTSUMIAN'S METHODS IN THE  
RADIATIVE TRANSFER THEORY

A.G.NIKOGHOSSIAN

The goal of the paper is to gain some insight into Ambartsumian's methods in the radiative transfer theory, into their applications and further development. More attention is given to two methods - the principle of invariance and the method of addition of layers, proposed by Ambartsumian in the 40-ies of the last century. The difference of these methods from the classical ones for solving the transfer problems is discussed. From the results obtained later by other authors, we mention only a small part which more visually, in our opinion, reveal the essence and importance of Ambartsumian's methods as well as their efficiency in applications. For instance, separate section is devoted to application of the Lagrangian formalism to the transfer theory, in which the invariance principle is shown to be a special case of the more general variational principle stating the invariance with respect to the translational transformation of the optical depth. Discussing the method of addition of layers, we indicate its generality and the large role it played in developing in future other methods of the transfer theory such as Bellman's invariant imbedding and the method for solution of the radiation transfer problems in inhomogeneous media. It is shown that application of the last of these methods allows to derive a number of new analytical results. In the final part we summarize Ambartsumian's results in the non-linear transfer theory where he was one of the pioneers in studying the class of the multilevel problems. The paper is aimed also at showing the place and the role of Ambartsumian's methods in the radiative transfer theory which in many respects predetermine the progress of this theory for many long years afterwards.

Key words: *radiative transfer theory:invariance principle:method of addition of layers:variational formalism*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *D.Menzel*, (Ed.), Selected Papers on the Transfer of Radiation, New York, Dover, 1966.
2. *В.А.Амбарцумян*, Тр. симпоз. "Принцип инвариантности и его приложения", Изд. АН АрмССР, стр.9, 1980.
3. *В.А.Амбарцумян*, ДАН СССР, 38, 257, 1943.
4. *В.А.Амбарцумян*, Научные труды, т.1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
5. *V.A.Ambartsumian*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 18, 1, 1980.
6. *A.G.Nikoghossian*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 61, 345, 1999.

7. *В.А.Амбарцумян*, Изв. АН АрмССР, №1-2, 1944.
8. *В.В.Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
9. *С.Чандрасекар*, Перенос лучистой энергии, изд. ИЛ, М., 1953.
10. *Н.Б.Енгибарян, М.А.Мнацаканян*, ДАН СССР, 217, 533, 1974.
11. *R.W.Preisendorfer*, Hydrologic Optic, vol. IV, U.S. Dept. of Commerce, Honolulu, Hawaii, 1976.
12. *G.V.Rybicky*, Astrophys. J., 213, 165, 1977.
13. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., 23, 612, 1978.
14. *О.В.Пикичян*, Тр. симп. "Принцип инвариантности и его приложения", Изд. АН АрмССР, стр.88, 1980.
15. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, 38, 577, 1995.
16. *R.A.Krikorian, A.G.Nikoghossian*, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, 56, 465, 1996.
17. *A.G.Nikoghossian*, Astrophys. J., 483, 849, 1997.
18. *E.G.Yanovitskij*, Light Scattering in Inhomogeneous Atmospheres, Springer, 1997.
19. *В.А.Амбарцумян*, Астрон. ж., 19, 30, 1942.
20. *D.Mihalas*, Stellar Atmospheres, Freeman & Co., San-Francisco, 1970.
21. *E.Hopf*, Mathematical Problems of Radiative Equilibrium, Cambridge Univ. Press, 1934.
22. *В.А.Фок*, Мат. сб., 14, №1,2,3, 1944.
23. *В.В.Соболев*, Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 39, 1958.
24. *В.В.Соболев*, АЖ, 36, 573, 1959.
25. *В.В.Соболев*, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.
26. *В.А.Амбарцумян*, Уч. Зап. ЛГУ, вып. 11, 1941.
27. *В.А.Амбарцумян*, ДАН СССР, 43, 106, 1944.
28. *И.Н.Минин*, ДАН СССР, 120, 63, 1958.
29. *В.А.Амбарцумян*, ЖЭТФ, 13, 323, 1943.
30. *В.А.Амбарцумян*, Труды астрон. обс. ЛГУ, 12, 64, 1941.
31. *В.А.Амбарцумян*, Изв. АН СССР, сер. Геогр и геофиз., N3, 97, 1942.
32. *D.G.Hutner*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 145, 95, 1969.
33. *А.Г.Никогосян*, ДАН СССР, 235, 786, 1977.
34. *А.Г.Никогосян, Г.А.Арутюнян*, Астрофизика, 14, 393, 1978.
35. *A.G.Nikoghossian, H.A.Haruthyunian*, Astrophys. Space Sci., 64, 285, 1979.
36. *А.Г.Никогосян, Г.А.Арутюнян*, Тр. симп. "Принцип инвариантности и его приложения", Изд. АН АрмССР, 232, 1980.
37. *Г.А.Арутюнян, А.Г.Никогосян*, Тр. симп. "Принцип инвариантности и его приложения", Изд. АН АрмССР, 431, 1980.
38. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, 50, 392, 2007.
39. *А.Г.Никогосян, Г.А.Арутюнян*, ДАН СССР, 229, 583, 1976.
40. *Н.А.Haruthyunian, A.G.Nikoghossian*, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, 19, 135, 1978.
41. *В.В.Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
42. *Д.И.Назирнер*, в "Итоги науки и техники", с. Астрономия, с.220-260, М., 1983.
43. *В.А.Амбарцумян*, ДАН АрмССР, 8, 101, 1948.
44. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, 21, 323, 1984.
45. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, 21, 595, 1984.
46. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, 24, 149, 1986.

47. А.Г.Никогосян, Г.А.Арутюнян, *Астрофизика*, **27**, 335, 1987.
48. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **47**, 289, 2004.
49. В.А.Амбарцумян, *ДАН СССР*, **44**, 244, 1944.
50. V.A.Ambartsumian, *Transactions of IAU*, **7**, 452, 1950.
51. M.M.Vainberg, *Variational Methods for the Study of Non-Linear Operators*, Holden Day, San-Francisco, 1964.
52. E.Tonti, *Acad. Roy. Belg.*, **55**, 137, 1969.
53. I.M.Gelfand, S.V. Fomin, *Calculus of Variations*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1965.
54. M.Tavel, *Transport Theory Statist. Phys.*, **1**, 271, 1971.
55. D.Anderson, *J. Inst. Math. Applic.*, **12**, 551, 1973.
56. G.V.Rybicky, *Astrophys. J.*, **213**, 165, 1977.
57. I.Hubeny, *Astron. Astrophys.*, **185**, 332, 1987 (а,б).
58. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **43**, 463, 2000.
59. Н.Б.Енгибарян, *ДАН СССР*, **203**, 4, 1972.
60. N.V.Yengibarjan, A.G.Nikoghossian, *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **13**, 787, 1973.
61. В.В.Соболев, *ДАН СССР*, **111**, 1000, 1956.
62. R.W.Atherton, G.M.Homsy, *Studies in Appl. Math.*, **54**, 31, 1975.
63. G.G.Stokes, *Proc. Roy. Soc.*, **11**, 545, 1862.
64. О.В. Пикичян, *Сообщ. Бюракан. обс.* **57**, 5, 1984.
65. H.W.Schmidt, *Ann. der Phys.*, **23**, 697, 1907.
66. В.А.Амбарцумян, *ДАН АрмССР*, **7**, 199, 1947.
67. R.Bellman, R.Kalaba, M.Wing, *J. Math. Phys.*, **1**, 280, 1960.
68. R.Bellman, R.Kalaba, M.Prestrud, *Invariant Imbedding and Radiative Transfer in Slabs of Finite Thickness*, American Elsevier, New York, 1963.
69. H.C.Van de Hulst, *Multiple Light Scattering Tables, Formulas and Applications*, v.1, Acad. Press, New York, 1980.
70. A.G.Nikoghossian, *Astron. Astrophys.*, **422**, 1059, 2004.
71. R.Redheffer, *J. Math. Phys.*, **41**, 1, 1962.
72. I.P.Grant, G.E.Hrant, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **141**, 27, 1968.
73. A.Peraiah, *Sp. Sci. Rev.*, **87**, 465, 1999.
74. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **47**, 123, 2004.
75. В.В.Бабиков, *Метод фазовых функций в квантовой механике*, Наука, М., 1976.
76. Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян, *Астрофизика*, **42**, 419, 1999.
77. В.А.Амбарцумян, *ДАН АрмССР*, **39**, 159, 1964.
78. В.А.Амбарцумян, *О некоторых нелинейных задачах теории переноса излучения*, в Сб. *Теория звездных спектров*, с.91, Наука, М., 1966.
79. В.А.Амбарцумян, *Научные труды т.3*, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1988.
80. V.A.Ambartsumian, in "A Life in Astrophysics, Selected papers of Victor Ambartsumian", Allerton press, New York, 1998.
81. В.А.Амбарцумян, *ДАН АрмССР*, **38**, 225, 1964.
82. А.Г.Никогосян, *ДАН АрмССР*, **39**, 227, 1964.
83. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **1**, 285, 1965.
84. M.Gros, S.Magnan, *Astron. Astrophys.*, **93**, 150, 1981.
85. С.Мagnan, *Astron. Astrophys.*, **271**, 543, 1993.

От В.А.Амбарцумяна  
до наших дней

## МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА: СРЕДНЕЕ ЧИСЛО РАССЕЯНИЙ И СМЕЖНЫЕ ВОПРОСЫ

В.В.ИВАНОВ

Поступила 1 августа 2008

Излагаются исследования В.А.Амбарцумяна по определению среднего числа рассеяний фотона в рассеивающих средах и их продолжение и развитие, в первую очередь в петербургской школе Амбарцумяна. Кратко обсуждаются следующие вопросы: а) Традиционный способ расчета числа рассеяний по функции источников и его критика. б) Уравнение для числа рассеяний фотона  $N(\tau; \tau_0)$ , рождающегося на оптической глубине  $\tau$  в плоском слое оптической толщины  $\tau_0$  и расчет на его основе для среды с произвольными внутренними источниками среднего по всему ансамблю фотонов числа рассеяний  $\bar{N}$ . Эти вопросы рассматриваются сначала для случая монохроматического рассеяния, а затем для рассеяния в линии с полным перераспределением по частотам (ППЧ). в) Средняя длина пути фотона резонансной линии  $\bar{T}$  в рассеивающей среде с ППЧ и поглощением в континууме - основные уравнения, асимптотики для оптически толстого слоя. г) Обзор расчетов  $\bar{N}$  и  $\bar{T}$  в столь толстых средах, что приближение ППЧ отказывает и эффекты частичного перераспределения по частотам (ЧПЧ) становятся определяющими. Во многих частях статьи изложение ведется на полуколичественном уровне, с упором на физическую суть дела, а не на математику, что достигается широким использованием приближенных и асимптотических решений.

**Ключевые слова:** *многократное рассеяние света - среднее число рассеяний - средняя длина пути фотона - закон  $\sqrt{\epsilon}$*

1. **Введение.** В начале одной из ранних статей [1] (см. также [2]), написанных еще до появления его знаменитых работ 1940-х годов по теории многократного рассеяния света, В.А.Амбарцумян писал:

"Для некоторых задач астрофизики важно уметь дать ответ на следующие вопросы:

1. Пусть мы имеем поток световых квантов, проходящих через рассеивающую среду заданной оптической толщины. Каково среднее число рассеяний, испытываемых каждым световым квантом при диффузии через всю рассеивающую среду?

2. Каково среднее время, которое затрачивается световым квантом на диффузию через рассеивающую среду?"

Результаты, полученные в статье, начало которой мы только что процитировали, в настоящее время представляют лишь исторический интерес,

и останавливаться на них мы не будем. Однако сами сформулированные вопросы не утратили своей актуальности. Хотя они и не являются центральными для современной теории многократного рассеяния света, им посвящена огромная литература. Ключевой вопрос здесь - получение оценок среднего числа рассеяний фотона  $\bar{N}$  и средней длины его пути в среде  $\bar{T}$  до полного расчета поля излучения. Их знание позволяет сделать важные энергетические оценки. Пусть  $1 - \lambda$  - вероятность гибели фотона при рассеянии и  $\beta$  - вероятность гибели фотона центральной частоты линии в полете (из-за поглощения в континууме) в расчете на единицу оптического пути. Очевидно, что почти вся вырабатываемая в среде энергия будет выходить наружу, только если  $(1 - \lambda)\bar{N} \ll 1$  и  $\beta\bar{T} \ll 1$ . Напротив, если  $1 - (1 - \lambda)\bar{N} \ll 1$  или  $1 - \beta\bar{T} \ll 1$ , роль диссипации энергии в среде велика, и лишь небольшая доля рожденных в среде фотонов будет выходить через границы. Информация о числе рассеяний и о длине траектории фотона ценна также и потому, что часто ее можно использовать для выбора рационального алгоритма и существенного ускорения расчета полного поля излучения.

В настоящей статье основное внимание уделяется результатам, полученным в обсуждаемой области В.А.Амбарцумяном и его петербургской школой. Важные результаты в этой же области, полученные в бюраканской школе В.А.Амбарцумяна, в первую очередь А.Г.Никогосяном, надеемся, найдут достойное отражение в подготавливаемой в Бюракане юбилейной статье по теории переноса излучения.

Основополагающей работой в рассматриваемой в этой статье области является сравнительно мало известная на Западе короткая заметка В.А.Амбарцумяна, опубликованная в 1948г. в Докладах Академии Наук Армении [3] и впоследствии включенная в собрание его Научных Трудов [2]. В английском переводе эта статья, по-видимому, отсутствует.

В работе получены два замечательных результата. Во-первых, из простых вероятностных соображений показано, что если  $I$  есть интенсивность в произвольном направлении в среде, занимающей произвольную выпуклую область и имеющую произвольную, возможно даже меняющуюся от точки к точке индикатрису рассеяния, то среднее число рассеяний  $\bar{n}$  фотонов, дающих вклад в эту интенсивность, равно

$$\bar{n} = \lambda \frac{\partial \ln I}{\partial \lambda}. \quad (1)$$

Здесь  $\lambda$  - вероятность переизлучения фотона при рассеянии. Она считается во всей среде одной и той же. Фактически это единственное существенное ограничение, которое накладывается.

Второй результат можно сформулировать следующим образом. Если на границе полубесконечной среды имеется плоский источник, изотропно

излучающий в сторону среды, то среднее число рассеяний  $N(0)$ , испытываемых фотонами до их гибели в среде или выхода из нее, составляет

$$N(0) = \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} \equiv \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (2)$$

Эта формула выражает так называемый "закон  $\sqrt{\varepsilon}$ " (в не совсем стандартной его форме). Этот закон и различные его обобщения прямо или косвенно играет важную роль во многих разделах современной теории переноса излучения - в простейшей теории изотропного монохроматического рассеяния (см., например, [4,5]), в задачах об образовании резонансных линий с полным перераспределением по частотам (ППЧ) [6,7], в теории рэлеевского и резонансного рассеяния поляризованного излучения [8], наконец, даже в задачах об образовании резонансных линий в атмосферах со слабым магнитным полем [9-11].

На первый взгляд формула (2) кажется никак не связанной с формулой (1). Не останавливаясь на деталях, укажем лишь, что в основе ее вывода из (1) лежат идеи принципа инвариантности. В частности, ключевым является тот факт, что знаменитая функции  $\varphi(\mu)$  - решение уравнения Амбарцумяна

$$\varphi(\mu) = 1 + \frac{\lambda}{2} \mu \varphi(\mu) \int_0^1 \frac{\varphi(\mu') d\mu'}{\mu + \mu'} \quad (3)$$

удовлетворяет соотношению

$$1 - \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \varphi(\mu) d\mu = \sqrt{1-\lambda}. \quad (4)$$

Последняя формула - это, по-видимому, первый случай появления "таинственного"  $\sqrt{\varepsilon}$  в теории переноса излучения [12,2]. По сути дела, причина коренится в нелинейности уравнения Амбарцумяна (3).

**2. Традиционный подход.** Отклонимся на время от обсуждения работ В.А.Амбарцумяна и продолжающих их исследований его школы и приведем некоторые простейшие формулы, которые позволят легче ориентироваться в последующем. Во многих работах, особенно посвященных решению модельных задач, определение среднего числа рассеяний фотонов уже *рассчитанного* поля излучения производится следующим образом. Предположим, что мы имеем дело с плоским слоем оптической толщины  $\tau_0$  и функция источников задачи  $S(\tau)$  является решением интегрального уравнения

$$S(\tau) = \lambda \int_0^{\tau_0} k(\tau - \tau') S(\tau') d\tau' + S^*(\tau), \quad (5)$$

в котором  $S^*(\tau)$  - первичная функция источников. Вид ядерной функции  $k(t)$  определяется тем, имеем ли мы дело с монохроматическим рассеянием или с рассеянием в частотах линии, происходящим с полным перераспределением по частоте с тем или иным коэффициентом поглощения. В

настоящий момент нам нет нужды конкретизировать вид  $k(\hat{n})$ . Если функция источников тем или иным способом найдена, поле излучения можно считать известным. Обозначим среднее число рассеяний, которое испытывают фотоны этого поля излучения, через  $\bar{N}$ . Черта сверху призвана подчеркнуть, что производится усреднение чисел рассеяний, испытываемых каждым конкретным фотоном, по всей их совокупности. Очевидно, что полное число фотонов, поступающих в единицу времени от первичных источников в столбец единичного поперечного сечения, равно интегралу по этому столбцу от  $4\pi\epsilon^*$ , где  $\epsilon^*$  - первичный коэффициент излучения. Аналогичным образом, полное число излучаемых (на самом деле, главным образом переизлучаемых, т.е. рассеиваемых) фотонов является аналогичным интегралом от  $4\pi\epsilon$ , где  $\epsilon$  - коэффициент излучения. Учитывая, что  $S^* = \epsilon^*/\alpha$  и  $S = \epsilon/\alpha$ , где  $\alpha$  - коэффициент поглощения, и переходя от интегрирования по  $r$  к интегрированию по  $\tau$ , получаем

$$\bar{N} = \frac{\int_0^{\tau_0} S(\tau) d\tau}{\int_0^{\tau_0} S^*(\tau) d\tau} \quad (6)$$

Заметим, что мы говорили о плоском слое лишь потому, что эта модель будет широко использоваться в дальнейшем изложении. Понятно, что среда может занимать любой выпуклый объем, и все приведенные рассуждения останутся в силе. Интегралы в (6) должны при этом распространяться по всему (оптическому) объему среды.

Главным недостатком описанного только что подхода является то, что среднее число рассеяний находится *после* расчета поля излучения. Кроме того, он не позволяет сравнивать между собой числа рассеяний фотонов, зародившихся на разных глубинах, скажем, в середине слоя и на его границе. В принципе это сделать, конечно, можно, но заплатив за это дорогую цену. Чтобы найти число рассеяний фотонов, родившихся на некоторой конкретной глубине  $\tau_1$ , придется отдельно решать уравнение (5) с первичным источником  $S^*(\tau) = \delta(\tau - \tau_1)$ . Ясно, что такой путь исследования того, как зависит число рассеяний от глубины зарождения фотонов, едва ли является оптимальным.

Начиная со следующего раздела мы переходим к изложению другого подхода, свободного от указанных сейчас недостатков и дающего возможность получать сведения о средних числах рассеяний фотонов той или иной степени подробности - в зависимости от обстоятельств - без необходимости предварительно рассчитывать полное поле излучения.

3. *Монохроматическое рассеяние.* В середине 1960-х годов Со-болев [13-15] выполнил обширный цикл исследований проблем, связанных со средним числом рассеяний при изотропном монохроматическом рассеянии, развивающих идеи работы Амбарцумяна [3]. Во-первых, он обратил внимание

на то обстоятельство, что наряду со средним числом рассеяний фотона  $N$  (при этом акт первичного излучения фотона считается его первым рассеянием) представляют интерес также две другие величины, тесно связанные с  $N$ , - средние числа рассеяний  $N_a$  и  $N_e$ , испытываемые, соответственно, фотонами, поглощающимися в среде и выходящими из нее. Так, формула Амбарцумяна (2) для среднего числа рассеяний фотона, начавшего свои случайные блуждания с границы полубесконечной среды, дополняется следующими простыми выражениями для числа рассеяний тех фотонов, которые "гибнут" в среде:

$$N_a(0) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} + 1 \right), \quad (7)$$

и которые ее покидают

$$N_e(0) = \frac{2-\lambda}{2(1-\lambda)}. \quad (8)$$

Другое существенное обобщение фундаментальной формулы (2), полученное в [14], выглядит так:

$$N(0, \mu) = \frac{\varphi(\mu)}{\sqrt{\epsilon}}. \quad (9)$$

Эта формула обобщает классический закон  $\sqrt{\epsilon}$  для изотропно рассеивающей полубесконечной атмосферы на случай, когда она освещается излучением, падающим под углом  $\arccos \mu$ . Заметим, что если рассматривать здесь  $\mu$  как произвольный параметр,  $\mu \in [0, \infty)$ , мы будем иметь дело со средой с экспоненциально распределенными источниками вида  $\exp(-\tau/\mu)$ .

Согласно (9), если почти консервативная среда ( $\epsilon \ll 1$ ) освещается по нормали ( $\mu = 1$ ), среднее число рассеяний фотонов будет в  $\varphi(1) \approx 2.91$  раза больше, чем при изотропном ее освещении. Таким образом, функция  $\varphi(\mu)$  имеет (наряду с прочими) также такой физический смысл:  $\varphi(\mu)$  показывает, во сколько раз число рассеяний фотонов при освещении полубесконечной среды под углом  $\arccos \mu$  больше, чем при изотропном освещении ее внешней границы.

Наконец, самым важным результатом, полученным в указанных работах В.В.Соболева, нам представляется установление того факта, что в слое оптической толщины  $\tau_0$  среднее число рассеяний фотона  $N(\tau; \tau_0)$ , начинающего случайные блуждания на оптической глубине  $\tau$ , удовлетворяет интегральному уравнению

$$N(\tau; \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} E_1(|\tau - \tau'|) N(\tau'; \tau_0) d\tau' + 1, \quad (10)$$

где  $E_1$  - первая интегральная показательная функция:

$$E_1(t) = \int_0^1 \exp(-t/\mu) \frac{d\mu}{\mu}. \quad (11)$$

Таким образом, среднее число рассеяний  $N(\tau; \tau_0)$  численно совпадает с функцией источников в слое с равномерно распределенными первичными источниками единичной мощности. Как это ни странно, этот важный факт известен далеко не всем специалистам по теории переноса излучения.

Знание функции  $N(\tau; \tau_0)$  позволяет простым интегрированием получить среднее число рассеяний  $\bar{N}$  при любом распределении первичных источников  $S^*(\tau)$ :

$$\bar{N} = \frac{\int_0^{\tau_0} S^*(\tau) N(\tau; \tau_0) d\tau}{\int_0^{\tau_0} S^*(\tau) d\tau}. \quad (12)$$

Поскольку уравнение (10) изучено подробнейшим образом (см., например, [5,16,17]), можно воспользоваться многими готовыми результатами.

Начнем с важнейшего случая *полубесконечной атмосферы* ( $\tau_0 = \infty$ ). Соответствующее среднее число рассеяний  $N(\tau; \infty)$  будем для краткости обозначать просто через  $N(\tau)$ , как, впрочем, мы это молчаливо делали и до сих пор. В наиболее интересном случае малых  $1 - \lambda \equiv \varepsilon$  амплитуда изменения  $N(\tau)$  велика - от  $N(0) = 1/\sqrt{\varepsilon}$  (это "закон корня из эpsilon") до  $N(\infty) = 1/\varepsilon$ . Приведем еще для полноты выражение для  $N(\tau)$  через соболевскую стандартную функцию  $\psi(\tau)$ :

$$N(\tau) = \frac{\psi(\tau)}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (13)$$

Для  $\psi(\tau)$  имеется явное выражение (см. [5,16,17]) в виде некоторого интеграла, правда, весьма громоздкого, почему мы его здесь и не приводим. Очевидно, что  $\psi(\tau)$  изменяется от  $\psi(0) = 1$  до  $\psi(\infty) = 1/\sqrt{\varepsilon}$ . При почти консервативном рассеянии ( $\varepsilon \ll 1$ ) существует обширная область значений  $\tau \gg 1$ , где  $\psi(\tau) \sim \sqrt{3}(\tau + 0.71)$ . Эта область ограничена сверху значением  $\tau_i \approx (3\varepsilon)^{-1/2}$ . Таким образом, при  $\tau_i \gg \tau \gg 1$  рост числа рассеяний фотонов  $N(\tau)$  происходит пропорционально  $\tau$ . Начиная с глубин  $\sim \tau_i$  скорость роста замедляется и в конце концов мы приближаемся к асимптотическому значению  $N(\infty) = \varepsilon^{-1}$ .

Случай атмосферы *конечной оптической толщины* технически заметно сложнее. Причина в том, что здесь все решения зависят от двух параметров - оптической толщины среды  $\tau_0$  и вероятности гибели фотона при рассеянии  $\varepsilon$ . Наиболее интересен, конечно, случай оптически толстой среды ( $\tau_0 \gg 1$ ) с почти консервативным рассеянием ( $\varepsilon \ll 1$ ). Только тогда в полной мере проявляются характерные эффекты, вызванные многократными рассеяниями. Характер решения уравнения (10) существенно зависит от величины отношения  $\tau_0/\tau_i$ , где  $\tau_i = (3\varepsilon)^{-1/2}$  - так называемая длина термализации. Это понятие заимствовано из теории образования линий с ППЧ и сравнительно редко используется в теории монохромати-

ческого рассеяния. При  $\tau_0 \ll \tau$ , среда является эффективно тонкой в том смысле, что почти все рождающиеся в ней фотоны выходят наружу, роль гибели фотонов при рассеяниях незначительна. В предельном случае  $\varepsilon = 0$  гибели фотонов нет вовсе. Это так называемый консервативный случай, или случай чистого рассеяния. В противоположном предельном случае  $\tau_0 \gg \tau$ , среда эффективно толстая - почти все рожденные в ней фотоны гибнут в ходе многократных рассеяний, и лишь малая их доля достигает границ и выходит наружу.

Зависимость  $N(\tau; \tau_0)$  в этих двух предельных случаях совершенно разная. Для эффективно тонкой среды, грубо говоря,  $N(\tau; \tau_0) \propto \tau(\tau_0 - \tau)$ . Это не точная формула, а так называемая крупномасштабная асимптотика, при больших  $\tau_0$  правильно описывающая поведение решения всюду, кроме окрестностей обеих границ. Для эффективно толстой среды картина совсем другая. В центральной части среды, там, где одновременно  $\tau \gg \tau_1$  и  $(\tau_0 - \tau) \gg \tau_1$ , выход фотонов через границы почти не сказывается, и условия здесь почти не отличаются от того, что мы имеем в бесконечной среде. Поэтому здесь с высокой точностью  $N(\tau; \tau_0) = 1/\varepsilon$ . Спад числа рассеяний к обеим границам происходит симметрично. При этом, например, у верхней границы ( $\tau = 0$ ) вплоть до глубин в несколько  $\tau_1$  с хорошей точностью можно принимать, что  $N(\tau; \tau_0) = N(\tau)$ .

Описанная сейчас картина дает лишь самое общее качественное представление о поведении  $N(\tau; \tau_0)$ . Гораздо более детальную информацию можно найти в [15]. В работе Нагирнера [18] предложена следующая простая интерполяционная формула, которая в консервативном случае годится при всех  $\tau$  и обеспечивает высокую точность:

$$N(\tau; \tau_0) = \frac{1}{2} \psi(\tau) \psi(\tau_0 - \tau). \quad (14)$$

Здесь  $\psi$  - это полупространственная консервативная соболевская  $\psi$  - функция. Эта формула - частный случай общей аппроксимации, справедливой при чистом рассеянии с ППЧ при произвольном профиле (в том числе и прямоугольном). Заметим еще, что число рассеяний  $N_{sp}(\tau; \tau_0)$  фотона, родившегося в однородном шаре радиуса  $\tau_0$  на оптическом расстоянии  $\tau$  от центра, согласно [19] дается формулой, отличающейся от (14) лишь тем, что  $\psi(\tau)$  следует заменить на  $\psi(\tau_0 + \tau)$ , а множитель  $1/2$  - на  $1/6$ .

4. *Рассеяние с ППЧ.* Вопрос об оценке числа рассеяний фотонов резонансной линии, возникающих при переходах с верхнего уровня на нижний в двухуровневом атоме и испытывающих затем многократные рассеяния в среде, впервые систематически был рассмотрен в работе Соболева [20]. В ней принималось, что рассеяние происходит с полным перераспределением по частотам (ППЧ), а поглощения фотонов в полете

нет, т.е. считалось, что поглощение в континууме отсутствует ( $\beta = 0$ ). Это обычные предположения стандартной теории образования линий в рассеивающих атмосферах. В [20] показано, что в плоском слое оптической толщины  $\tau_0$  число рассеяний  $N(\tau; \tau_0)$  фотона, который впервые излучается атомом на оптической глубине  $\tau$  в центре линии, является решением уравнения

$$N(\tau; \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K_1(\tau - \tau') N(\tau'; \tau_0) d\tau' + 1, \quad (15)$$

в котором ядерная функция имеет вид

$$K_1(t) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2(x) E_1(\alpha(x)|t|) dx, \quad (16)$$

где  $\alpha(x)$  - коэффициент поглощения, нормированный на 1 в центре линии (при  $x=0$ ),  $A$  - нормировочная постоянная:

$$A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx = 1. \quad (17)$$

Безразмерная частота  $x$  есть расстояние от центра линии, измеренное в подходящих единицах, таких как доплеровские ширины и т.п. Нормировка ядерной функции  $K_1$  такова:

$$\int_0^{\infty} K_1(t) dt = 1. \quad (18)$$

Хотя в современной западной литературе принято пользоваться коэффициентом поглощения в линии  $\phi(x)$ , имеющим другую нормировку, именно,  $\phi(x) = A\alpha(x)$  (что на самом деле по ряду причин предпочтительнее), мы все же решили сохранить традиционную "русскую" нормировку, принятую, в частности, в работах В.В.Соболева и в книге автора [16], на которые нам придется часто ссылаться.

На первый взгляд, между классическим монохроматическим рассеянием и рассеянием в линии больших различий нет - общая структура уравнений (10) и (15) одна и та же, различие "только" в виде ядерной функции. На самом деле, как мы сейчас убедимся, различия колоссальны. Так, для *палубесконечных атмосфер* сходство ограничивается лишь тем, что решения обоих уравнений монотонно возрастают от  $N(0) = 1/\sqrt{\epsilon}$  до  $N(\infty) = 1/\epsilon$ . Формула (13) формально сохраняет свой вид, однако зависимости  $\psi(\tau)$  от  $\tau$  при монохроматическом рассеянии и при рассеянии в линии совершенно разные.

Развитие рафинированной аналитической асимптотической теории многократного рассеяния с ППЧ привело, в частности, к построению простой аппроксимации функции  $\psi(\tau)$  для этого случая. Наряду с ядерной функцией  $K_1$ , определяемой формулой (16), введем также тесно связанную с ней так называемую вторую ядерную функцию

$$K_2(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} K_1(t) dt. \quad (19)$$

Ее можно считать известной - она детально изучена, для важнейшего

случая доплеровского коэффициента поглощения имеются ее таблицы и Паде-аппроксимации высокой точности. В 1971г. было установлено [21] (см. также [16], с. 230), что с очень высокой точностью при практически любом профиле коэффициента поглощения с бесконечно протяженными крыльями

$$N(\tau) = (1 - \lambda)^{-1/2} (1 - \lambda + \lambda K_2(\tau))^{-1/2}. \quad (20)$$

Эта формула впоследствии неоднократно переоткрывалась, в частности в [22]. Хотя при малых  $1 - \lambda$  функция  $N(\tau)$  меняется на несколько порядков, погрешность формулы (20) в важнейших случаях доплеровского и фойгтовского профилей при всех  $\tau$  не превышает 15-20% ([16], с. 242-243). Более того, как оказалось, эта аппроксимация имеет простой вероятностный смысл [23]. Она является обобщением на случай полубесконечной среды известного "приближения наибольшего пролета" (longest flight approximation) Райбики и Хаммера [24].

Аналитическая оценка среднего числа рассеяний фотона в *слое конечной оптической толщины* является значительно более трудной задачей. Решения уравнения (15) в замкнутой форме неизвестны. Однако не составляет труда, отправляясь от аппроксимации (20), сконструировать приближенное выражение для  $N(\tau; \tau_0)$  [25], которое, правда, не обладает столь высокой точностью, как формула (20) и едва ли имеет физический смысл. Эта формула имеет вид

$$N(\tau; \tau_0) = (1 - \lambda + \lambda K_2(\tau))^{-1/2} (1 - \lambda + \lambda K_2(\tau_0 - \tau))^{-1/2}. \quad (21)$$

Эта интерполяционная формула обладает свойствами, которые редко встречаются вместе - простотой, высокой точностью и широкой областью применимости. Так, при  $1 - \lambda = 10^{-6}$ , когда при достаточно больших  $\tau_0$  число рассеяний в середине слоя на три порядка превосходит число рассеяний фотонов, стартующих с границы, при доплеровском и фойгтовском коэффициентах поглощения значение  $N(\tau; \tau_0)$ , даваемое формулой (20), при любых  $\tau$  и  $\tau_0$  отличается от численно точного не более чем вдвое ([16], с. 242-243).

Специально обсудим один важный частный случай формулы (20). При  $\tau = 0$  из нее следует, что

$$N(0; \tau_0) = (1 - \lambda + \lambda K_2(\tau_0))^{-1/2} \approx N(\tau_0). \quad (22)$$

Эта формула есть фактически (приближенная!) версия закона  $\sqrt{\varepsilon}$  для слоя конечной толщины  $\tau_0$ . Если  $1 - \lambda \ll \lambda K_2(\tau_0)$ , то среду принято называть эффективно толстой, в противном случае - эффективно тонкой. Предельный случай эффективно тонкой среды - консервативная среда ( $\lambda = 1$ ). В ней гибели фотонов при рассеянии нет вовсе, все рождающиеся в среде фотоны выходят через границы.

Воспользуемся консервативным случаем (он для аналитической теории

самый простой), чтобы сделать наше изложение, имеющее, возможно, слишком общий характер, более конкретным. Примем, во-первых, что коэффициент поглощения доплеровский:

$$\alpha(x) = e^{-x^2}, \quad (23)$$

а во-вторых, что оптическая толщина слоя велика:  $\tau_0 \gg 1$ . Тогда, как известно (см., например, [16], [17])

$$K_2(\tau) \sim \frac{1}{2\pi^{1/2}\tau(\ln\tau)^{1/2}}, \quad \tau \rightarrow \infty. \quad (24)$$

Поэтому при консервативном рассеянии ( $\lambda = 1$ ) фотон, "стартующий" с границы слоя, согласно (22) совершит примерно

$$N(0; \tau_0) = \sqrt{2}\pi^{1/4}\tau_0^{1/2}(\ln\tau_0)^{1/4} \quad (25)$$

рассеяний. Строгая асимптотическая теория дает для  $N(0; \tau_0)$  значение, лишь в  $\sqrt{2}$  раз меньшее этой оценки. Отметим, что в работе Соболева [20] также обсуждался вопрос о получении численного коэффициента в формуле (25), но были получены лишь его верхняя и нижняя оценки, различающиеся примерно в два с половиной раза. Получение точного значения коэффициента потребовало развития довольно сложной и громоздкой асимптотической теории [16,17] (применимой для произвольного, а не только доплеровского коэффициента поглощения). Не имея возможности останавливаться здесь на этом подробнее, упомянем о том, что были получены различные строгие асимптотики, а также предложены и другие приближенные выражения для  $N(\tau)$  и  $N(\tau; \tau_0)$ . Все это подробно обсуждается в двух только что упомянутых книгах и в обзоре Нагирнера [26].

Приведем еще выражение для среднего числа рассеяний фотона резонансной линии в среде с равномерно распределенными первичными источниками ( $S^* = \text{const}$ ). Формула (12) принимает вид

$$\bar{N} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} N(\tau; \tau_0) d\tau. \quad (26)$$

Можно показать, что

$$\bar{N} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} N^2(0; \tau) d\tau. \quad (27)$$

Подставив сюда  $N(0; \tau)$  из (25) (без множителя  $\sqrt{2}$ , т.е. асимптотически точное значение), получаем, что при консервативном рассеянии

$$\bar{N} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \tau_0 \sqrt{\ln\tau_0}. \quad (28)$$

Любопытно, что  $\bar{N}$  по порядку совпадает с  $N^2(0; \tau_0)$ . Это общее правило, справедливое при любом коэффициенте поглощения в линии.

Заканчивая этот раздел, приведем еще красивую формулу [18] для

среднего квадрата числа рассеяний при равномерном распределении источников в слое:

$$\overline{N^2} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} \overline{N}(\tau) [\overline{N}(\tau) - 1] d\tau. \quad (29)$$

Она позволяет найти дисперсию числа рассеяний. Заметим, что эта формула справедлива как при ППЧ, так и при монохроматическом рассеянии.

5. *Средняя длина пути фотона.* Из приведенных в начале статьи слов В.А.Амбарцумяна ясно, что нахождение среднего времени, проводимого фотоном в среде в ходе его случайных блужданий, или, что по сути дела есть то же самое - средней длины пути, проходимой фотоном, представляет собой важную задачу. Пока астрофизиками рассматривалось лишь монохроматическое рассеяние, отдельной проблемы здесь, собственно, не было. Чтобы найти длину траектории, достаточно было число рассеяний умножить на среднюю длину свободного пробега между рассеяниями. Ситуация резко изменилась, когда в астрофизику вошли задачи о рассеянии в линии с перераспределением по частотам. Поступать как прежде было невозможно, так как при ППЧ ввести среднюю длину свободного пробега фотона линии, усредненную по частотам, невозможно. Задача о нахождении средней длины траектории фотона спектральной линии, совершающего случайные блуждания в среде с ненулевым поглощением в континууме, стала актуальной. Как это ни странно, до 1970г. [27], в течение более чем двух десятилетий с момента широкого внедрения задач с ППЧ, вопрос о нахождении среднего пути резонансного фотона в рассеивающей среде поставлен не был, хотя это было бы естественным продолжением цикла исследований В.В.Соболева о числе рассеяний фотонов.

Начнем с совсем простых вещей. Рассмотрим *бесконечную среду*. Нетрудно показать, что в этом случае средняя длина пути фотона равна

$$\overline{T} = \frac{\delta(\beta)}{1 - \lambda + \lambda\beta\delta(\beta)}, \quad (30)$$

где

$$\delta(\beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta} dx. \quad (31)$$

Рассмотрим подробнее, что дает эта формула. При  $\lambda = 1$  гибели фотонов при рассеянии нет, и  $\overline{T} = 1/\beta$ , как это и должно быть по смыслу величины  $\beta$ . В противоположном предельном случае  $\lambda = 0$  имеем из (30)  $\overline{T} = \delta(\beta)$ . Следовательно,  $\delta(\beta)$  есть средний оптический путь, проходимый фотоном в бесконечной среде в расчете на одно рассеяние. Функция  $\delta(\beta)$  детальнейшим образом изучена и табулирована для коэффициентов поглощения важнейших видов - доплеровского, фойгтовского и

лоренцевского [16], разд. 7.3, [24]. Упомянем, что при доплеровском коэффициенте поглощения

$$\delta(\beta) \sim \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \ln \frac{1}{\beta} \right)^{1/2}, \quad \beta \rightarrow 0. \quad (32)$$

Очевидно, что полный средний путь фотона в среде  $\bar{T}$  равен произведению пути в расчете на одно рассеяние  $\delta(\beta)$  на среднее число рассеяний  $\bar{N}$ :

$$\bar{T} = \delta(\beta) \bar{N}. \quad (33)$$

Сравнение с (30) дает

$$\bar{N} = \frac{1}{1 - \lambda + \lambda \beta \delta(\beta)}. \quad (34)$$

Наконец последнее замечание. Если из (30) и (33) исключить  $\delta(\beta)$ , то мы приходим к соотношению, выражающему тот очевидный факт, что в бесконечной среде сумма вероятностей гибели фотона при рассеяниях и в полете равна единице:

$$(1 - \lambda) \bar{N} + \lambda \beta \bar{T} = 1. \quad (35)$$

Перейдем теперь к более сложным, или, правильнее сказать, более громоздким вещам, связанным с рассмотрением *плоского слоя конечной толщины*. Как и в случае определения среднего числа рассеяний, возможны два подхода. Первый, который мы в разд.2 назвали традиционным, состоит в том, что искомая величина - в данном случае средняя длина траектории - рассчитывается по предварительно найденному полю излучения. Формула, заменяющая здесь (6), практически очевидна и имеет вид

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{t_0} J(\tau) d\tau}{\int_0^{t_0} S^*(\tau) d\tau}, \quad (36)$$

где  $J(\tau)$  - интегральная средняя интенсивность излучения в линии

$$J(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-1}^1 I(\tau, \mu, x) d\mu. \quad (37)$$

Заметим, что так как поглощение в континууме  $\beta$  теперь отлично от нуля, несколько меняется вид ядерной функции  $K_1$  интегральных уравнений для функции источников  $S(\tau)$  и для среднего числа рассеяний (15). Именно, вместо (16) теперь

$$K_1(t, \beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2(x) E_1((\alpha(x) + \beta)|t|) dx. \quad (38)$$

Заметим, что величину  $J(\tau)$  можно представить не только непосредственно как интеграл от интенсивности  $I$  (формула (37)), но и выразить в виде некоторого интеграла от функции источников  $S(\tau)$ , именно

$$J(\tau) = \frac{1}{2A} \int_0^{\tau_0} K_0(\tau - \tau', \beta) S(\tau') d\tau', \quad (39)$$

где

$$K_0(\tau, \beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) E_1((\alpha(x) + \beta)\tau) dx; \quad \int_0^{\infty} K_0(\tau, \beta) d\tau = \delta(\beta). \quad (40)$$

Другой путь, в определенном смысле более информативный, состоит в получении уравнения, непосредственно определяющего средний путь  $T(\tau; \tau_0)$  фотона как функцию глубины  $\tau$ , с которой он начинает свои случайные блуждания в слое толщины  $\tau_0$ . Можно показать [27], [16], разд. 8.10, что

$$T(\tau; \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K_1(\tau - \tau', \beta) T(\tau'; \tau_0) d\tau' + T^*(\tau; \tau_0), \quad (41)$$

где

$$T^*(\tau; \tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau} K_0(\tau, \beta) d\tau + \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0 - \tau} K_0(\tau, \beta) d\tau. \quad (42)$$

Полагая  $\lambda = 0$  в (41), находим, что  $T(\tau; \tau_0) = T^*(\tau; \tau_0)$ . Поэтому  $T^*$  представляет собой средний оптический путь первого свободного пролета фотона, рожденного на оптической глубине  $\tau$ . К сожалению, каких-либо простых аппроксимаций решения уравнения (41) предложено не было.

Если уравнение (41) решено, то нахождение средней по ансамблю фотонов длины пути при любом распределении первичных источников  $S^*(\tau)$  сводится к вычислению одного интеграла (ср. с аналогичной формулой (12) для  $\bar{N}$ )

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{\tau_0} S^*(\tau) T(\tau; \tau_0) d\tau}{\int_0^{\tau_0} S^*(\tau) d\tau}. \quad (43)$$

Подчеркнем одну специфическую особенность зависимости  $\bar{T}$  от  $\tau_0$  при рассеянии в линии по сравнению с классическим монохроматическим рассеянием. В последнем случае в консервативной среде ( $\lambda = 1, \beta = 0$ ) с равномерно распределенными источниками при больших  $\tau_0$ , как хорошо известно,  $\bar{T} \propto \tau_0^2$ . При доплеровском же профиле в той же ситуации, как можно показать,  $\bar{T} \propto \tau_0 \ln \tau_0$ , а при фойгтовском профиле  $\bar{T} \propto \tau_0$ . Это различие в виде зависимости от  $\tau_0$  отражает принципиальное отличие сильно изломанных броуновских траекторий при монохроматическом рассеянии от траекторий при рассеянии с ППЧ, где главный вклад в смещение дает один наибольший по длине пролет. Наглядную графическую иллюстрацию этого см. в [28].

Отметим еще, что для средней длины пути в консервативной оптически толстой среде справедливо соотношение, аналогичное отмечавшемуся ранее для числа рассеяний, именно  $T^2(0; \tau_0)$  зависит от  $\tau_0$  так же, как  $\bar{T}$  для среды с равномерным распределением первичных источников.

Первыми расчетами  $\bar{T}$ , основанными на использовании формулы (36), были расчеты Хаммера и Кунаша [29]. Поскольку, однако, в этих и в многочисленных других расчетах  $\bar{T}$  основное внимание уделялось обсуждению влияния эффектов частичного перераспределения по частотам (ЧПЧ) на зависимость  $\bar{T}$  (и  $\bar{N}$ ) от  $\tau_0$ , мы отложим обсуждение этих работ до следующего раздела.

6. *Рассеяние с ЧПЧ.* Говорить о рассеянии с частичным перераспределением по частотам "вообще", без конкретизации функции перераспределения  $R$ , не имеет смысла. Мы будем придерживаться общепринятой классификации функций  $R_N$  ( $N=I, II, \dots, V$ ) по Хаммеру [30]; см. также [7]. Многочисленные расчеты разных авторов показали, что существенные отличия от результатов, которые дает ППЧ, для разреженных оптически *очень толстых* сред появляются лишь тогда, когда функцией перераспределения является  $R_{II}$ .

Еще в начале 1960-х годов Остерброк [31], обсуждая проблему переноса лайман-альфа излучения в туманностях, высказал предположение, что в области крыльев затухания при функции перераспределения  $R_{II}$  изменение частоты фотона в ходе многократных рассеяний должно иметь характер диффузии по частоте. По сути дела именно эта идея определила все последующее развитие аналитики в этой области. Дж.Харрингтон в серии статей [32-34] получил и исследовал уравнение диффузии фотонов в пространстве частот. Его техника была в дальнейшем усовершенствована Ньюфелдом [35]. Адамс [36] в замечательной работе 1975г. получил асимптотическое выражение для средней длины пути фотона в консервативно рассеивающей среде предельно большой оптической толщины (см. ниже), опираясь на полуколичественные соображения, развитые в его предыдущей статье [37] и в работе Харрингтона [33]. Упомянутая только что работа Ньюфелда [35] позволила учитывать наличие поглощения в континууме. Результаты развитой в указанных работах теории прекрасно согласовались с полученными к этому времени численными данными.

Согласно Адамсу [37], отношение к толщине слоя средней длины пути фотона в слое настолько большой оптической толщины, что приближение ППЧ заведомо неприменимо, асимптотически равно

$$\bar{T}/\tau_0 \sim (36a\tau_0/\pi^{1/2})^{1/3}, \quad (44)$$

где  $a$  - фойгтовский параметр. Это соотношение известно под названием "закона  $\tau_0^{1/3}$ ", хотя на самом деле  $\bar{T} \propto \tau_0^{4/3}$ .

Из численных расчетов  $\bar{N}$  и  $\bar{T}$ , как уже упоминалось, наиболее подробные принадлежат Хаммеру и Кунашу [29]. Расчеты велись методом Фотрие. Авторы рассматривали слой как с равномерным распределением источников, так и с плоским источником в середине слоя. По оптической

толщине расчеты проводились вплоть до  $10^9$ , фойгтовский параметр  $a$  варьировался от  $a \sim 5 \cdot 10^{-1}$  до  $a \sim 5 \cdot 10^{-5}$ . Оказалось, что в консервативной среде с  $\beta = 0$  при  $\tau_0 > 10^2$  средняя длина пути с высокой точностью представляется в виде  $\bar{T} = C(a\tau_0)(a\tau_0)^{1/3}\tau_0$ , где  $C(a\tau_0)$  - медленно меняющаяся поправочная функция порядка единицы. При  $\tau_0 > 5 \cdot 10^3$  отношения  $\bar{N}/\bar{T}$  практически постоянны, причем значения этих постоянных согласуются с полученными теоретически в [33]. Более подробные данные об имеющихся расчетах см. в обзоре [38].

В заключение отметим, что старая, хочется сказать - вечная проблема переноса лайман-альфа излучения в сильно разреженных средах переживает в последние годы буквально второе рождение. Достаточно привести заголовки двух-трех недавних статей: "Scattered Ly $\alpha$  radiation around sources before cosmological reionization" [39]; "Polarization of the Lyman-alpha line from an anisotropically expanding HI shell in primeval galaxies" [40]; "Ly $\alpha$  line formation in starbursting galaxies: extremely thick, dustless and static HI media" [41].

**7. Заключение.** Настоящей статьей мы пытались принести дань уважения выдающимся достижениям В.А.Амбарцумяна и его школы на примере одной довольно частной задачи из теории многократного рассеяния света. Целью было нарисовать общую картину вклада петербургской школы Амбарцумяна, а не давать исчерпывающий обзор всех полученных ею результатов, не говоря уже о всех результатах, полученных в этой области в мире.

Вопросы, которые мы обсуждали, служат предметом интенсивных исследований вот уже более полувека. Естественно думать, что главные проблемы уже решены. Но это не так. Можно указать два важных вопроса, к решению которых, по-видимому, даже не приступали. Первый вопрос - это оценки числа рассеяний при анизотропном рассеянии. Многочисленные имеющиеся программы расчета полей излучения при анизотропном монохроматическом рассеянии могут дать богатый численный - фактически экспериментальный - материал. Это может облегчить выявление и теоретическое объяснение основных закономерностей. Второй, по-видимому, совершенно не обсуждавшийся пока вопрос, - статистика рассеяний поляризованного излучения, например, при монохроматическом рэлеевском и при резонансном рассеянии в спектральной линии с ППЧ.

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта НШ-1318.2008.2 по поддержке ведущих научных школ РФ.

## MULTIPLE LIGHT SCATTERING: MEAN NUMBER OF SCATTERINGS AND RELATED PROBLEMS

V.V.IVANOV

A review is given of the investigations by V.A.Ambartsumian on the estimates of the mean number of scatterings of a photon in scattering media and the continuation and further development of these investigations, primarily by the St.Petersburg scientific school of V.A.Ambartsumian. The following problems are briefly discussed. a) A traditional method of calculating the mean number of scatterings using the source function and its critics. b) The equation for the number of scatterings  $N(\tau; \tau_0)$  of a photon born at an optical depth  $\tau$  in a plane layer of optical thickness  $\tau_0$  and use of this equation as a basis for calculating the mean number of scatterings  $\bar{N}$  averaged over the whole ensemble of photons produced by an arbitrary distribution of primary inner sources. These problems are first considered for the case of monochromatic scattering and then for the case of scattering in a spectral line with the complete frequency redistribution (CFR). c) Mean path length of a resonance line photon  $\bar{T}$  in a scattering medium with CFR and continuum absorption: basic equations and asymptotic solutions for an optically thick layer. d) A review of calculations of  $\bar{N}$  and  $\bar{T}$  in layers so thick that the CFR approximation breaks down and the effects of partial frequency redistribution (PFR) become dominant. The presentation of the material in some parts of the paper is given on semiquantitative level, with emphasis on physics rather than mathematics. This is achieved by a wide use of approximate and asymptotic solutions.

Key words: *multiple light scattering - mean number of scatterings - mean photon path length -  $\sqrt{\epsilon}$  law*

### ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Ученые Записки ЛГУ, **22**, 14, 1938.
2. В.А.Амбарцумян, Научные Труды, т. 1, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1960.
3. В.А.Амбарцумян, ДАН Арм. ССР, **8**, 101, 1948.
4. С.Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, Изд-во Иностран. лит-ры, М., 1953.
5. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
6. E.Y.Avrett, D.G.Hummer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **130**, 295, 1965.

7. *Д. Михалас*, Звездные атмосферы, т. 2, Мир, М., 1982.
8. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., **67**, 1233, 1990.
9. *E.Landi degl'Innocenti, V.Bommier*, Astron. Asrtophys., **284**, 865L, 1994.
10. *С.И.Грачев*, Астрофизика, **44**, 455, 2001.
11. *J.Stepan, V.Bommier*, Astron. Asrtophys., **468**, 797, 2007.
12. *В.А.Амбарцумян*, Астрон. ж., **19**, 30, 1942.
13. *В.В.Соболев*, Астрофизика, **2**, 135, 1966.
14. *В.В.Соболев*, Астрофизика, **2**, 239, 1966.
15. *В.В.Соболев*, Астрофизика, **3**, 5, 1967.
16. *V.V.Ivanov*, Transfer of Radiation in Spectral Lines, NBS Special Publication #385, US Government Printing Office, Washington DC, 1973.
17. *Д.И.Нагирнер*, Лекции по теории переноса излучения, Изд-во СПбГУ, СПб, 2001.
18. *Д.И.Нагирнер*, Астрофизика, **8**, 353, 1972.
19. *Д.И.Нагирнер*, Астрофизика, **5**, 507, 1969.
20. *В.В.Соболев*, Астрофизика, **3**, 137, 1967.
21. *В.В.Иванов*, в сб. "Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света", под ред. Б.И.Степанова и А.П.Иванова, Изд-во "Наука и Техника", Минск, 1971.
22. *U.Frisch, H.Frisch*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **173**, 167, 1975.
23. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., **62**, 283, 1985.
24. *G.D.Rybicki, D.G.Hummer*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **144**, 313, 1969.
25. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., **49**, 115, 1972.
26. *Д.И.Нагирнер*, Итоги Науки и Техники, сер. Астрономия, **22**, 220, Изд-во ВИНТИ, М., 1983.
27. *В.В.Иванов*, Астрофизика, **6**, 643, 1970.
28. *В.В.Иванов*, в сб.: "Астрономия: традиции, настоящее, будущее", под ред. В.П.Решетникова и Н.Я.Сотниковой, Изд-во СПбГУ, СПб, 2007.
29. *D.G.Hummer, P.VKunasz*, Astrophys. J., **236**, 609, 1980.
30. *D.G.Hummer*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **125**, 21, 1962.
31. *D.E.Osterbrock*, Astrophys. J., **135**, 195, 1962.
32. *J.H.Harrington*, Astrophys. J., **176**, 127, 1972.
33. *J.H.Harrington*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **162**, 43, 1973.
34. *J.H.Harrington*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **166**, 173, 1974.
35. *D.A.Neufeld*, Astrophys. J., **350**, 216, 1990.
36. *T.F.Adams*, Astrophys. J., **201**, 350, 1975.
37. *T.F.Adams*, Astrophys. J., **174**, 439, 1972.
38. *Д.И.Нагирнер*, Астрофизика, **26**, 157, 1987.
39. *A.Loeb, G.Rybicki*, Astrophys. J., **524**, 527, 1999.
40. *H.W.Lee, S.-Y.Ahn*, Astrophys. J., **504L**, 61L, 1998.
41. *S.-H.Ahn, Y.-W.Lee, Y.M.Lee*, Astrophys. J., **554**, 604, 2001.

FIVE SUPERNOVA SURVEY GALAXIES IN THE  
SOUTHERN HEMISPHERE. I. OPTICAL AND  
NEAR-INFRARED DATABASEA.A.HAKOBYAN<sup>1</sup>, A.R.PETROSIAN<sup>1</sup>, G.A.MAMON<sup>2</sup>, B.MCLEAN<sup>3</sup>,  
D.KUNTH<sup>2</sup>, M.TURATTO<sup>4</sup>, E.CAPPELLARO<sup>5</sup>, F.MANNUCCI<sup>6</sup>,  
R.J.ALLEN<sup>3</sup>, N.PANAGIA<sup>3,4,7</sup>, M.DELLA VALLE<sup>8</sup>

Received 30 July 2008

Accepted 12 November 2008

The determination of the supernova (SN) rate is based not only on the number of detected events, but also on the properties of the parent galaxy population. This is the first paper of a series aimed at obtaining new, refined, SN rates from a set of five SN surveys, by making use of a joint analysis of near-infrared (NIR) data. We describe the properties of the 3838 galaxies that were monitored for SNe events, including newly determined morphologies and their DENIS and POSS-II/UKST *I*, 2MASS and DENIS *J* and *K*, and 2MASS *H* magnitudes. We have compared 2MASS, DENIS and POSS-II/UKST *JK* magnitudes in order to find possible systematic photometric shifts in the measurements. The DENIS and POSS-II/UKST *I* band magnitudes show large discrepancies (mean absolute difference of 0.4 mag.), mostly due to different spectral responses of the two instruments, with an important contribution (0.33 mag *rms*) from the large uncertainties in the photometric calibration of the POSS-II and UKST photographic plates. In the other wavebands, the limiting near infrared magnitude, morphology and inclination of the galaxies are the most influential factors which affect the determination of photometry of the galaxies. Nevertheless, no significant systematic differences have been found between of any pair of NIR magnitude measurements, except for few percent of galaxies showing large discrepancies. This allows us to combine DENIS and 2MASS data for the *J* and *K* filters.

**Key words:** *supernovae: host galaxies: near-infrared magnitudes*

1. **Introduction.** The supernova (SN) rate normalized to the stellar mass of the parent galaxies [1] contains unique information on the star formation history, stellar content and chemical evolution of the galaxies [2]. The accuracy of the empirical determination of the SN rate depends strongly not only on the quality and duration of the surveys, providing the total number of SNe, but also on the level of knowledge on the parent galaxy population.

Most of the information of the SN rate in the local Universe is based upon five photographic and visual SN surveys (FSS), described in [3,4] and on the still ongoing LOTOSS project [5]. The quality of the resulting SN rates depends strongly on the quality of the information on accurate distances, morphologies, luminosities, colors and inclinations of the monitored galaxies [3,6]. To obtain meaningful information, it is necessary to relate the number of detected SNe to the "size" of the target galaxies, normalizing the SN rate to one chosen parameter of the parent galaxies. This choice plays a crucial

role in the results and on its physical meaning. Historically, the parameter most commonly used is the luminosity in the optical  $B$  band [7], assumed to be a measure of the galaxy stellar mass [8]. Currently it is widely believed that even if  $B$  band luminosity would be an acceptable measure of the stellar mass in galaxies of a given morphological type, it is very poor tracer of stellar mass along the whole Hubble sequence [1]. The near-infrared (NIR) wavebands (from 0.8 to 2.2  $\mu\text{m}$ ) are much better tracers of the stellar mass of galaxies [9,10], hence the normalization of the SN rate to NIR luminosities is more valuable [11]. The recent release of the Two Micron All Sky Survey (2MASS, [12]), including catalogues of NIR magnitudes for hundred thousand of galaxies, makes such a approach possible [1]. Another very large list of NIR magnitudes is provided by the Deep Near-Infrared Southern Sky Survey (DENIS), which was first presented by Epchtein et al. [13,14]. Although the final DENIS galaxy catalogue is still in preparation [15], NIR apparent magnitudes as well as diameters have been measured from the DENIS images by Paturel et al. ([16]; hereafter P05), for several hundred thousand galaxies in the Lyon Extragalactic Database (LEDA) catalog, which is part of the HyperLEDA database.

In the series of papers currently in preparation we aim to study the properties of galaxies targeted by the FSS. In particular, we are interested in computing the determination of the rates of various types of SNe normalized to the stellar mass of the parent galaxies as inferred from both the 2MASS and DENIS NIR photometry. To properly carry out these studies, we have created the database of FSS galaxies identified in the field of DENIS survey. This database for survey galaxies includes newly determined morphologies and newly measured apparent blue and red magnitudes, angular diameters, axial ratios and position angles, 2MASS  $J$ ,  $H$  and  $K_s$  and DENIS  $I$ ,  $J$  and  $K_s$  magnitudes, as well as activity classes from the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) and literature and numbers of neighboring objects in a circle of radius 50 kpc. The database includes also extensive notes summarizing a large set of information about different properties of galaxies, allowing the measurement of the rate as a function, for example, of radio flux [17] and environment [18]. The creation of this homogeneous database is aimed to support all future studies as well to minimize possible selection effects and errors which often arise when information for studied objects is selected from different sources and catalogues.

In this first paper we present results of a comparative study of our database paying special attention to DENIS data. In Section 2 we present input catalogue and determined optical parameters; in Section 3 DENIS and related data for the sample galaxies will be presented. In Section 4 a comparison of the DENIS magnitudes with the 2MASS, P05 and photographic data will be discussed. Section 5 will summarize the main conclusions of this study. In this paper we have assumed a value for the Hubble constant of  $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

2. *The Five SN surveys (FSS) and their optical parameters.* In our studies we will use the SN and galaxy lists from [4], which was created by joining the logs of FSS [3], namely the Asiago [19], Crimea [20], Cálantololo [21] and OCA photographic surveys [22] and the visual search by Evans [23]. The FSS covers both Northern and Southern hemispheres and monitored over 10000 galaxies listed in the Third Reference Catalogue of Bright Galaxies ([24]; hereafter RC3). The measurement of the SN rate requires the knowledge of the recession velocity, the morphological type, the luminosity and the axial ratio for spirals. The total number of galaxies with all these parameters in the five surveys is 7773, containing 136 SNe events [3,4]. In the area covered by the DENIS survey (see Section 3), the number of the FSS galaxies is 3838 and the number of detected SN events is 74 in 53 galaxies. This is the sample studied in this series of papers.

The object morphologies and axial ratios were determined from blue and red images on photographic plates: the Palomar Schmidt plates (POSS-II) for the northern hemisphere and the UK Schmidt (UKST) plates for the southern hemisphere. Approximately 93% of the 3838 galaxies are located on UKST survey plates and about 7% on POSS-II plates. All plates used in our analysis have been digitized at STScI using the modified PDS microdensitometer with a pixel size of  $15\mu\text{m}$  ( $1''.0$ ). The optical parameters (morphologies and axial ratios) for the FSS galaxies were then extracted as follows:  $10' \times 10'$  regions centered on each FSS galaxy were extracted from the POSS-II IIIa-J ( $\lambda_{\text{eff}} \sim 4800\text{\AA}$ ) and IIIa-F ( $\lambda_{\text{eff}} \sim 6500\text{\AA}$ ) plates and from the UKST IIIa-J ( $\lambda_{\text{eff}} \sim 4800\text{\AA}$ ) and IIIa-F ( $\lambda_{\text{eff}} \sim 6300\text{\AA}$ ) plates. Using these images, we determined the morphologies of the sample galaxies (A.A.H.) and measured blue and red apparent magnitudes (B.M.), major and minor diameters (A.A.H.), position angles (A.A.H.) and calculated the apparent number of neighboring galaxies within a 50 kpc radius (A.A.H.), based on the known published redshifts mostly from NED.

The method to determine the morphological classification of our galaxies and its accuracy is discussed in detail elsewhere [25,26]. According to our morphological determinations, 16% of the sample galaxies are elliptical, 24% are S0 type objects, 14% are Sa/Sab, 23% are Sb/Sbc, 21% are Sc/Scd and remaining 2% are Sd/Sm type spirals and irregular galaxies. The blue and red apparent magnitudes of the galaxies were homogeneously measured on these plates at the approximately  $25.3\text{ mag arcsec}^{-2}$  isophote in both wavebands, corresponding to roughly 3 times the background *rms* noise. The method and accuracy of our blue and red apparent magnitudes measurements are discussed in detail in [25,26]. Blue apparent magnitudes of sample galaxies cover the range from 2.7 mag (Small Magellanic Cloud) to 17.2 mag with an average value of  $14.0 \pm 0.8\text{ mag}$ . The major and minor angular diameters of the FSS galaxies were also measured within the same isophote (see [25,26]) and were used to obtain the axial ratios. The FSS galaxies have an

homogeneous distribution of axial ratios, with an average value of 0.58 and a standard deviation of 0.23. The position angles (PA) of the major axes of the galaxies were determined for the same mean limiting surface brightness. Counts of neighboring galaxies were done for all FSS galaxies with known redshifts by projecting a circle of 50 kpc radius on a  $10' \times 10'$  digitized field of each galaxy. All galaxies detected within this circle were counted if their angular sizes differed from that of the sample galaxy by no more than factor of 2 [25-27]. Because of several technical difficulties and uncertainties (extremely large angular field size, etc.) the counts of neighboring galaxies were only determined for galaxies with redshifts greater than 0.005.

The selection of active or star-forming (A/SF) galaxies among sample objects have been made by cross-checking this sample with the all known possible sources of active or star-forming galaxies. The cross-checking analysis includes well known optical surveys of A/SF galaxies, e.g. Markarian [25,28], Kiso [29] and others, as well as radio (e.g. [30]) surveys, which cover the DENIS survey area. Cross-checking also includes the lists of known peculiar morphological structure galaxies (e.g., PGC 438; [31]). The inclusion of galaxies with peculiar morphologies, which very often are the outcomes of merging or close interaction, follows the common belief that, in general, star formation or nuclear activity is enhanced in these galaxies [32]. In this respect, the A/SF galaxies sample includes also objects that, according to our study, have been morphologically classified as mergers or close interacting systems. Normal galaxies are those that are not included in any list of A/SF galaxies or are not X-Ray or radio sources and have no recorded peculiar morphological and other properties. Spectral data for about 8% of the sample galaxies have been presented in the 5<sup>th</sup> data release of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS DR5). This information also was used in the classification of an object as A/SF or normal. In total, among 3838 sample galaxies, we find that 688 are A/SF galaxies, i.e. about 18% of the entire sample.

3. *NIR data for sample galaxies.* The 2MASS survey was carried out in both Northern and in Southern hemispheres in the  $J$  ( $1.25\mu\text{m}$ ),  $H$  ( $1.65\mu\text{m}$ ) and  $K_s$  ( $2.12\mu\text{m}$ ) bands [33]. The final catalogue of 2MASS is available online (<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>). The cross-identification is accepted when there is only one candidate within a distance of  $r=10''$  from each galaxy and when the agreement between coordinates is better than  $5''$ . It includes only 2MASS detections with confusion (`[jhk]_flg`) flags 0, 1 and 2 and contamination/confusion (`cc_flg`) flag of 0 or  $Z$  and reveals 2955 identifications at  $J$  band, 2935 identifications at  $H$  band and 2968 identifications at  $K_s$  band. From 2MASS also Kron elliptical aperture magnitudes were extracted.

The DENIS survey is similar to 2MASS, with one million images in the  $I$  (Gunn- $i$ ) band - at  $0.8\mu\text{m}$ , as well as the  $J$  and  $K_s$  bands. DENIS covers a sky area between declination  $+2^\circ$  in the North and  $-88^\circ$  in the South (<http://>

cdsweb.u-strasbg.fr/denis.html). Each elementary image is 12' x 12' with a pixel size of 1". The integration time is 9 seconds. The sequence of observations is made at the given right ascension for a wide range of declination (30°). This arrangement is called the strip. It contains 180 elementary images with 1' overlap on each side.

The final catalogue of DENIS galaxies to be generated from a blind extraction of DENIS images is in preparation [15]. A preliminary extraction of DENIS galaxies was performed by Paturel et al. (P05) for the 750 thousand galaxies already in LEDA. Moreover, one of us (G.A.M.) extracted DENIS  $I$ ,  $J$  and  $K_s$  Kron magnitudes [34] for the 3838 sample galaxies, using the SExtractor software [35]. In this second extraction (hereafter "Ours"), DENIS detections with SExtractor object flags between 0 and 3 [15] were considered. Cross-identification of the FSS galaxies with our DENIS measurements was conducted in the same way as for with 2MASS (see above). With this procedure, we extracted 2789, 2807 and 2595 galaxies in the DENIS  $I$ ,  $J$  and  $K_s$  wavebands, respectively. Cross-identification of the FSS galaxies with the DENIS P05 catalogue reveals 2665, 2386 and 1654 identifications in the DENIS  $I$ ,  $J$  and  $K_s$  bands, respectively. Object identification and data extraction from the P05 catalogue were done similarly as for 2MASS and (our extraction of) DENIS.

Since the photographic POSS-II and UKST surveys were also carried out in the  $I$  band (IV-N emulsion), using the RG9 filter ( $\lambda_{eff} \sim 8500\text{\AA}$ ) for POSS-II and the RG715 filter ( $\lambda_{eff} \sim 7900\text{\AA}$ ) for UKST, we also used these data for comparison with DENIS  $I$  band observations. One of us (B.M.) repeated the same analysis for the FSS galaxies on the IV-N plates as he performed on the IIIa-J and IIIa-F plates. Cross-identification of the FSS galaxies with the POSS-II and UKST  $I$  band images reveals 3792 identifications. The  $I$  band magnitudes were measured with a similar method as for POSS-II and UKST  $J_{PR}$  and  $F$  magnitudes. Again, the cross-identification of the FSS galaxies with the POSS-II and UKST catalogues (hereafter POSS/UKST) was done in the same fashion as with 2MASS and DENIS.

The number of galaxies present in both DENIS and 2MASS catalogs are 1818 in the  $J$  band and 981 in the  $K_s$  band. For the DENIS  $I$  band, we compared our measurements with P05 data as well with POSS/UKST photographic  $I$  band magnitudes. The intersection of the two DENIS  $I$  band samples (ours and P05) contains 2207 entries. The intersection of Ours and POSS/UKST  $I$  band magnitudes comparison sample includes 2771 galaxies. For all of these galaxies, a homogeneous set of optical parameters exists.

4. *Results.* Using samples heavily dominated by stars, Carpenter [36] and Cabrera-Lavers & Garzón [37] concluded that there are no significant (greater than 0.01 mag) differences between the 2MASS and DENIS photometry in the  $J$  and  $K_s$  filters. Nevertheless, both studies found a small fraction of stars with

greater than 0.5 mag differences between DENIS and 2MASS (5% from 200 stars [36] and less than 3% from 26253 stars [37]). For diffuse objects, P05 (see also [38]) found that their Kron magnitude differs from the total 2MASS magnitude by  $J(\text{P05}) - J(2\text{MASS}) = -0.023 \pm 0.210$  ( $N=48439$ ) and  $K_s(\text{P05}) - K_s(2\text{MASS}) = -0.069 \pm 0.350$  ( $N=21943$ ), hence the photometry from both surveys is in good agreement, although magnitude differences larger than 1 mag can be found, in both bands, for a large number of galaxies. P05 stressed that the contamination by superimposed objects (stars or companion galaxies) can be the major cause of such differences. Below, separately for  $I$ ,  $J$  and  $K_s$  bands the results of comparative studies of the near-IR photometry and related optical parameters are presented.

4.1. *The I-Band.* In this band, our DENIS magnitudes are compared with P05 DENIS measurements and POSS-II and UKST results. The percentage distributions of the absolute differences between our and P05 magnitudes and our DENIS and POSS/UKST measurements are shown in Fig.1,

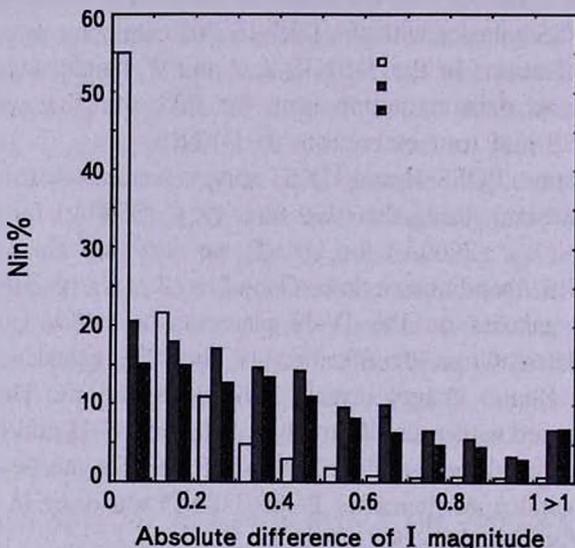


Fig.1. The percentage distributions of the absolute differences between DENIS and POSS/UKST  $I$ -band magnitudes.

with statistics presented in Tables 1 and 2. The dependence between our and P05 DENIS magnitude differences can be fit in with a linear regression, which has following form (see Table 1):

$$I(\text{P05}) - I(\text{Ours}) = -(0.250 \pm 0.066) + (0.015 \pm 0.005)I(\text{Ours}). \quad (1)$$

The mean difference between the P05 and our DENIS measurements is  $0.07 \pm 0.26$ , while the mean absolute difference is  $0.16 \pm 0.22$ . For more than 55% of galaxies our and P05 magnitude differences are less than 0.1 mag and for more than 95% of the galaxies magnitude differences are less than 0.5 mag. But the magnitude difference is equal or larger than 1 mag for more than 1%

Table 1

PHOTOMETRIC COMPARISONS WITHOUT COLOR TERMS

| $A_1$                 | $A_2$            | $a_1$              | $b_1$              | $N$  | $\langle A_1 - A_2 \rangle$ | $\langle  A_1 - A_2  \rangle$ |
|-----------------------|------------------|--------------------|--------------------|------|-----------------------------|-------------------------------|
| (1)                   | (2)              | (3)                | (4)                | (5)  | (6)                         | (7)                           |
| $I(\text{POSS/UKST})$ | $I(\text{Ours})$ | $0.136 \pm 0.105$  | $-0.022 \pm 0.008$ | 2768 | $0.13 \pm 0.49$             | $0.41 \pm 0.31$               |
| $I(\text{P05})$       | $I(\text{Ours})$ | $-0.250 \pm 0.066$ | $0.015 \pm 0.005$  | 2207 | $0.07 \pm 0.26$             | $0.16 \pm 0.22$               |
| $I(\text{POSS/UKST})$ | $I(\text{P05})$  | $1.075 \pm 0.135$  | $-0.091 \pm 0.011$ | 2207 | $-0.05 \pm 0.57$            | $0.43 \pm 0.37$               |
| $J(2\text{MASS})$     | $J(\text{Ours})$ | $-0.509 \pm 0.057$ | $0.050 \pm 0.005$  | 1818 | $-0.06 \pm 0.22$            | $0.14 \pm 0.18$               |
| $J(\text{P05})$       | $J(\text{Ours})$ | $-0.025 \pm 0.073$ | $-0.010 \pm 0.006$ | 1818 | $0.14 \pm 0.27$             | $0.20 \pm 0.23$               |
| $J(2\text{MASS})$     | $J(\text{P05})$  | $0.292 \pm 0.085$  | $-0.008 \pm 0.008$ | 1818 | $-0.20 \pm 0.33$            | $0.26 \pm 0.28$               |
| $K(2\text{MASS})$     | $K(\text{Ours})$ | $0.662 \pm 0.111$  | $-0.080 \pm 0.011$ | 981  | $0.17 \pm 0.33$             | $0.25 \pm 0.27$               |
| $K(\text{P05})$       | $K(\text{Ours})$ | $0.919 \pm 0.165$  | $-0.105 \pm 0.016$ | 981  | $0.17 \pm 0.49$             | $0.32 \pm 0.41$               |
| $K(2\text{MASS})$     | $K(\text{P05})$  | $1.274 \pm 0.126$  | $-0.124 \pm 0.012$ | 981  | $-0.01 \pm 0.40$            | $0.24 \pm 0.32$               |

$$A_1 - A_2 = a_1 + b_1 A_2$$

- (1) - Waveband (survey)
- (2) - Reference waveband (survey)
- (3), (4) - Estimated parameters and standard errors
- (5) - Number of pairs
- (6) - Mean difference and standard deviation from the database
- (7) - Mean absolute difference and standard deviation from the database

Table 2

PHOTOMETRIC COMPARISONS WITH COLOR TERMS

| $A_1$                 | $A_2$            | $B$                                 | $a_2$              | $b_2$              | $c_2$              | $N$  | $\langle A_1 - A_2 \rangle$ | $\langle  A_1 - A_2  \rangle$ |
|-----------------------|------------------|-------------------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|------|-----------------------------|-------------------------------|
| (1)                   | (2)              | (3)                                 | (4)                | (5)                | (6)                | (7)  | (8)                         | (9)                           |
| $I(\text{POSS/UKST})$ | $I(\text{Ours})$ | $I(\text{Ours}) - I(\text{Ours})$   | $1.978 \pm 0.113$  | $-0.127 \pm 0.001$ | $-0.653 \pm 0.022$ | 2567 | $-0.14 \pm 0.25$            | $0.22 \pm 0.18$               |
| $I(\text{P05})$       | $I(\text{Ours})$ | $I(\text{Ours}) - I(\text{Ours})$   | $-0.414 \pm 0.080$ | $0.026 \pm 0.006$  | $0.029 \pm 0.016$  | 2077 | $-0.07 \pm 0.02$            | $0.07 \pm 0.02$               |
| $I(\text{POSS/UKST})$ | $I(\text{P05})$  | $I(\text{P05}) - I(\text{P05})$     | $1.475 \pm 0.209$  | $-0.129 \pm 0.011$ | $-0.021 \pm 0.012$ | 1642 | $-0.13 \pm 0.15$            | $0.16 \pm 0.11$               |
| $J(2\text{MASS})$     | $J(\text{Ours})$ | $J(2\text{MASS}) - J(2\text{MASS})$ | $-0.077 \pm 0.094$ | $0.008 \pm 0.005$  | $0.035 \pm 0.006$  | 864  | $0.05 \pm 0.05$             | $0.06 \pm 0.04$               |
| $J(\text{P05})$       | $J(\text{Ours})$ | $J(2\text{MASS}) - J(2\text{MASS})$ | $-0.134 \pm 0.154$ | $-0.000 \pm 0.014$ | $-0.004 \pm 0.010$ | 864  | $-0.14 \pm 0.01$            | $0.14 \pm 0.01$               |
| $J(2\text{MASS})$     | $J(\text{P05})$  | $J(2\text{MASS}) - J(2\text{MASS})$ | $1.488 \pm 0.144$  | $-0.127 \pm 0.011$ | $0.108 \pm 0.010$  | 864  | $0.19 \pm 0.11$             | $0.19 \pm 0.10$               |
| $K(2\text{MASS})$     | $K(\text{Ours})$ | $K(2\text{MASS}) - K(2\text{MASS})$ | $1.596 \pm 0.140$  | $-0.158 \pm 0.011$ | $-0.094 \pm 0.009$ | 864  | $-0.15 \pm 0.12$            | $0.16 \pm 0.11$               |
| $K(\text{P05})$       | $K(\text{Ours})$ | $K(2\text{MASS}) - K(2\text{MASS})$ | $1.484 \pm 0.223$  | $-0.150 \pm 0.021$ | $-0.068 \pm 0.014$ | 864  | $-0.15 \pm 0.11$            | $0.16 \pm 0.10$               |
| $K(2\text{MASS})$     | $K(\text{P05})$  | $K(2\text{MASS}) - K(2\text{MASS})$ | $2.489 \pm 0.161$  | $-0.230 \pm 0.015$ | $-0.121 \pm 0.011$ | 864  | $-0.00 \pm 0.18$            | $0.14 \pm 0.11$               |

$$A_1 - A_2 = a_2 + b_2 A_2 + c_2 B$$

- (1) - Waveband (survey)
- (2) - Reference waveband (survey)
- (3) - Reference color
- (4), (5), (6) - Estimated parameters and standard errors
- (7) - Number of pairs
- (8) - Corrected mean difference and standard deviation
- (9) - Corrected mean absolute difference and standard deviation

of the galaxies. We paid special attention to all these cases analyzing possible causes of the errors. In several cases, our DENIS measurements were questioned

and which after comparison were corrected and in some cases, the P05 measurements seem questionable. Mostly, these cases are for galaxies in close interaction or for galaxies with one or more projected stars.

The mean difference between the POSS/UKST measurements is  $0.13 \pm 0.49$ , while the mean absolute difference is as large as  $0.41 \pm 0.31$ . For only about 16% of galaxies our DENIS and Schmidt plates *I* band magnitude differences are less than 0.1 mag and for no more than 67% of the galaxies magnitude differences are less than 0.5 mag. For more than 8% of the objects magnitude differences are equal or larger than 1 mag.

For only about 14% of galaxies P05 and Schmidt plates *I* band magnitude differences are less than 0.1 mag and for no more than 66% of the galaxies magnitude differences are less than 0.5 mag. For about 7% of the objects magnitude differences are equal or larger than 1 mag. When we include a color term, the fit becomes (see Table 2):

$$I(\text{POSS/UKST}) - I(\text{Ours}) = (1.978 \pm 0.113) + (0.127 \pm 0.008)I(\text{Ours}) - (0.653 \pm 0.022)(I - J)(\text{Ours}). \quad (2)$$

The mean absolute difference is now reduced to  $0.22 \pm 0.18$ . Hence, most of the residuals,  $(0.41^2 - 0.22^2)^{1/2} = 0.35$  mag, from the fit without color term between DENIS and POSS/UKST *I* band magnitudes are the result of the different spectral response curves of Gunn-*i* filter (DENIS) and IV-N emulsion plus RG9 (POSS-II) or RG715 (UKST) filters combinations. The remaining fairly high residuals ought to be caused by photometric calibration errors, which tend to be large for photographic plates and by the uncertainties and variations of the plate response curve can, which introduce non-negligible errors. Are the mean absolute residuals of 0.22 mag, which for Gaussian errors correspond to *rms* residuals of 0.33 mag, caused by the DENIS extractions or the POSS/UKST measurements? The analysis of overlaps of adjacent or repeated DENIS strips indicates that DENIS zero points are correct to 0.05 mag *rms*. On the other hand, P05 found that DENIS-P05 *I* matched deep measurements by Mathewson et al. [39] to within only 0.15 mag *rms*. This suggests that the *rms* errors on the individual POSS/UKST *I* band photometry are as large as  $(0.33^2 - 0.15^2)^{1/2} = 0.29$  mag.

Table 2 also shows that there is almost no color term between the two sets of DENIS measurements (P05 and Ours), as expected, and the mean absolute residuals are small. However, surprisingly, Table 2 indicates a very small color term between POSS/UKST and DENIS (P05), in contrast with the very strong color term between POSS/UKST and DENIS (Ours). The fractions of bad matches (absolute difference greater than 0.5 mag) with color term are less than 6% for all pairs in *I* band. We therefore adopt the DENIS (Ours) measurements, except for the galaxies with no DENIS measurements, for which we adopt the POSS/UKST *I* band data, after transformation to the DENIS *I* system, using equation (2).

Whereas erroneous photometry can be caused by misidentification of a galaxy or by contamination by stars or nearby galaxies, the photometric differences might also depend on the global galaxy parameters, particularly their morphology, apparent magnitude, angular size and inclination. To study this possible relationship we applied Multivariate Factor Analysis (MFA, [40]). We choose the following initial variables: the two magnitude differences, our magnitude, morphology, angular diameter and axial ratio.

In order to present each initial variable with the smallest number of common factors we apply to the two factors the orthogonal rotation that is variance maximizing (Varimax [41]), which essentially turns the MFA into a Principal Component Analysis (PCA). Table 3 shows the factor loadings, i.e. the correlation coefficients between the initial variables and the factors. The variance accumulated by the first two factors is 88%. Adopting  $r \sim 0.5$  as correlation threshold, the first factor, which accounts for 70% of the common variance is the combination of the *I* band magnitude, morphology, axial ratio of the galaxies and both *I* band magnitude absolute differences, with fainter *I* band magnitude, later morphological type and less inclined galaxies show highest absolute differences in photometry. The correlation between *I* band magnitudes and differences in photometry obviously can be caused by the correlation between limiting magnitudes and internal standard errors for both P05 and our DENIS photometry [15]. Photometric detection of the low surface brightness outer structures of late type galaxies, especially if when seen face on, is problematic as it particularly affects the determination of the Kron radius within which the Kron magnitude is measured [34]. For such objects, different approaches to the technique of the photometry adopted by P05 and [15] can lead to large magnitude differences.

Factor 2, which accounts for 18.3% of the common variance, correlates only with the angular diameter of the galaxies. Since according to MFA method the factors are independent we conclude that angular diameter does not

Table 3

CORRELATION COEFFICIENTS BETWEEN INITIAL VARIABLES AND VARIMAX-ROTATED MFA FACTORS FOR *I* BAND DATA

|  | Factors |        |
|--|---------|--------|
|  | 1       | 2      |
| <i>I</i> (DENIS - Ours)                  | 0.930   | -0.302 |
| morphology                               | 0.693   | 0.072  |
| angular diameter                         | -0.009  | 0.997  |
| axial ratio                              | 0.975   | -0.009 |
| $ I(\text{Ours}) - I(\text{P05}) $       | 0.982   | 0.022  |
| $ I(\text{Ours}) - I(\text{POSS/UKST}) $ | 0.980   | -0.006 |
| cumulative variance in %                 | 70.3    | 88.5   |

contribute significantly to erroneous photometry.

4.2. *The J-band.* In this band our DENIS magnitudes are compared with the P05 DENIS and 2MASS measurements for 1818 galaxies. The distributions of absolute magnitude differences are shown in Fig.2 with statistics given in Table 1 and 2. The agreement between our and P05 DENIS *J* band

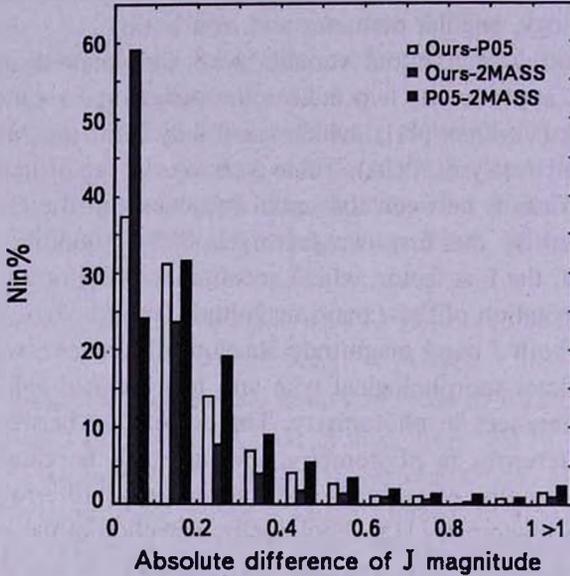


Fig.2. The percentage distributions of the absolute differences between DENIS and 2MASS *J*-band magnitudes.

magnitude is very good. The mean magnitude difference is  $0.14 \pm 0.27$  and the mean absolute value of the magnitude difference is  $0.20 \pm 0.23$ . For only 37% of galaxies our and P05 *J* band magnitude differences are less than 0.1 mag and for more than 93% of the galaxies magnitude differences are equal or less than 0.5 mag. For more than 2% of the objects magnitude differences are equal or larger than 1 mag.

Our DENIS measurements are better matched to the 2MASS ones. The mean magnitude difference is  $-0.06 \pm 0.22$  and the mean absolute difference is  $0.14 \pm 0.18$ . For 59% of galaxies our and 2MASS *J* band magnitude differences are less than 0.1 mag and for more than 96% of the galaxies magnitude differences are equal or less than 0.5 mag. For less than 1% of the objects magnitude differences are equal or larger than 1 mag.

The match between the DENIS-P05 and 2MASS *J* band photometries is worse: The mean magnitude difference is  $-0.20 \pm 0.33$  and the mean absolute difference is  $0.26 \pm 0.28$ . For only 24% of galaxies P05 and 2MASS *J* band magnitude differences are less than 0.1 mag and for the 89% of the galaxies magnitude differences are equal or less than 0.5 mag. For the 3% of the objects

magnitude differences are equal or larger than 1 mag. It is surprising that among the two DENIS sets of photometric measurements and the 2MASS photometry, the closest match is between our DENIS photometry and the 2MASS photometry, rather than between both sets of DENIS measurements (both without and with the inclusion of a color term in the photometric equation).

We repeat the MFA analysis in the same way as was done in the *I* band. Table 4 shows the factor loadings. Accumulated variance by the first two MFA factors is 90%. The first factor, which accounts for 75% of the common variance, is the combination of the *J* band magnitude, morphology, axial ratio of the galaxies and all three *J* band magnitude absolute differences, with fainter apparent *J* band magnitude, later morphological type and less inclined galaxies show highest absolute differences in photometry. These trends are thus similar to those in the *I* band and can be interpreted in the same way. The second factor, which accounts for 15% of the common variance, correlates only with the angular diameter of the galaxies, angular diameter is not significant factor which contributes on erroneous photometry.

Table 4

CORRELATION COEFFICIENTS BETWEEN INITIAL VARIABLES AND VARIMAX-ROTATED MFA FACTORS FOR *J* BAND DATA

|                                    | Factors |        |
|------------------------------------|---------|--------|
|                                    | 1       | 2      |
| <i>J</i> (DENIS - Ours)            | 0.937   | -0.270 |
| morphology                         | 0.691   | 0.131  |
| angular diameter                   | -0.003  | 0.995  |
| axial ratio                        | 0.979   | -0.024 |
| <i>J</i> (Ours) - <i>J</i> (P05)   | 0.988   | 0.012  |
| <i>J</i> (Ours) - <i>J</i> (2MASS) | 0.989   | -0.006 |
| <i>J</i> (P05) - <i>J</i> (2MASS)  | 0.990   | 0.000  |
| cumulative variance in %           | 75.0    | 90.4   |

4.3. *The K<sub>s</sub>-Band.* Our DENIS magnitudes are compared with the P05 DENIS and 2MASS measurements, just as for the *J* band. In the *K<sub>s</sub>* band, there are 981 galaxies in common, with reliable flags, between our DENIS sample, the P05 DENIS sample and the 2MASS sample. The distributions of the absolute differences between our and P05 magnitudes, our and 2MASS and P05 and 2MASS measurements are presented respectively in Fig.3. The match between the two sets of DENIS *K<sub>s</sub>* magnitudes is much worse than for the *J* band. The mean difference between our and P05 magnitudes is  $0.17 \pm 0.49$ , while the mean absolute difference is  $0.32 \pm 0.41$ . For only 31% of the galaxies do our and P05 *K<sub>s</sub>* band magnitudes agree to better than 0.1 mag, but for over 83% of the galaxies, the magnitude differences are equal or less than 0.5 mag.

For 7% of the objects, the magnitude differences are greater than 1 mag.

Our DENIS photometry is not better matched to the 2MASS magnitudes. The mean difference between our DENIS and the 2MASS measurements is  $0.17 \pm 0.33$ , while the mean absolute difference is  $0.25 \pm 0.27$ . 34% of the

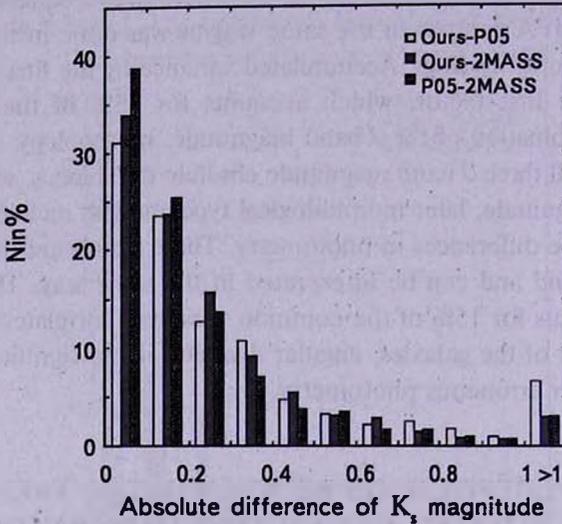


Fig.3. The percentage distributions of the absolute differences between DENIS and 2MASS  $K_s$ -band magnitudes.

galaxies in common between our DENIS and 2MASS, the  $K_s$  band magnitude differences are less than 0.1 mag, while for 88% of the galaxies the magnitude differences are less than 0.5 mag. For 4% of the objects, the magnitude differences are greater than 1 mag.

Similarly, the mean difference between the DENIS-P05 and 2MASS measurements is  $-0.01 \pm 0.40$  and mean absolute difference is  $0.24 \pm 0.32$ . 39% of galaxies have P05 and 2MASS  $K_s$  band magnitude differences of less than 0.1 mag and for the 89% of the galaxies the magnitude differences are less than 0.5 mag. For 4% of the galaxies, the magnitude differences are greater than 1 mag. The much larger photometric discrepancies between DENIS and 2MASS in the  $K_s$  band relative to that in the  $J$  band reflects the strong  $K_s$  background of DENIS, which is almost entirely caused by thermal emission from the instrument [42]. Based on the same DENIS data, the P05 measurements also show large differences with ours. This is again due to the uncertainties in the subtraction of the very high  $K_s$  background in the DENIS images. The fractions of bad matches (absolute difference greater than 0.5 mag) with color term are less than 1% for all pairs in both  $J$  and  $K_s$  bands.

As for the  $I$  and  $J$  bands, the  $K_s$  band photometry can depend on the global parameters of the galaxies. To study this possible relationship we applied again

the MFA method, with the same initial variables as for the  $I$  and  $J$  bands. Table 5 shows the factor loadings. The accumulated variance in the first two MFA factors is only 56.2%. The first MFA factor, which accounts only for 34.2% of the common variance, is now the combination of the three  $K_s$  band magnitude absolute differences and (marginally) with the apparent magnitude and morphology, but not with the axial ratio as was the case in the  $I$  and  $J$  bands. We interpret this trend in the same way as for the  $I$  and  $J$  bands. However, the influence of apparent magnitude on the magnitude differences is less significant than for the  $I$  and  $J$  bands, probably because the differences are dominated by the large uncertainties in the background around these galaxies in the DENIS images. Also, the lower cumulative variance is compensated by a third factor involving the axial ratio.

Table 5

CORRELATION COEFFICIENTS BETWEEN INITIAL VARIABLES AND VARIMAX-ROTATED MFA FACTORS FOR  $K_s$  BAND DATA

|  | Factors |        |
|--|---------|--------|
|  | 1       | 2      |
| $K_s$ (DENIS)                            | 0.536   | -0.739 |
| morphology                               | 0.542   | -0.068 |
| angular diameter                         | 0.067   | 0.943  |
| axial ratio                              | -0.170  | -0.275 |
| $ K_s(\text{Ours}) - K_s(\text{P05}) $   | 0.881   | 0.140  |
| $ K_s(\text{Ours}) - K_s(\text{2MASS}) $ | 0.731   | 0.050  |
| $ K_s(\text{P05}) - K_s(\text{2MASS}) $  | 0.682   | 0.074  |
| cumulative variance in %                 | 34.2    | 56.2   |

The second factor, which accounts for 22% of the cumulative variance, correlates with the  $K_s$  band magnitude and angular diameter of the galaxies, as brighter galaxies have larger angular diameters, which is obvious.

5. *Conclusions.* In this article, we report the creation of a database for the 3838 galaxies targeted in the FSS with photometry in 2MASS ( $JHK$ ), DENIS ( $IJK$ ) and the POSS-II or UKST plates ( $I$ ). The photometric measurements between these surveys are compared in pairs.

In the  $I$  band there is excellent agreement between the P05 and our measurements of galaxies in the DENIS images, although for about 5% of the objects the P05 photometry differs by over 0.5 mag from ours. On the other hand, the agreement between the DENIS and POSS/UKST extractions is much worse, as one-third of the galaxies have photometry that disagree by over half a magnitude. This larger difference is mainly caused by the different instrumental spectral response curves used during DENIS and UKST observations. However, the high remaining residuals (0.33 mag rms) are principally caused by the uncertainties in

the photometric calibration of the POSS-II and UKST photographic plates.

In the *J* band, the 2MASS photometry matches better our DENIS photometry than the P05 measurements of DENIS images. Only 4% of galaxies do our and 2MASS measurements differ by over 0.5 mag, while such discrepancies between DENIS-P05 and 2MASS photometry is found for 11% of the galaxies.

On the other hand, both magnitudes are in much worse agreement with the 2MASS ones, with 13% of galaxies differing by over 0.5 mag, which is most probably caused by the very high background of the DENIS *K<sub>s</sub>* band images.

Using a Multiple Factor Analysis, we find that the photometric errors are largest for faint, face-on late-type spirals, i.e. for low surface brightness galaxies, as one would expect. These factors are more important for the *I* and *J* bands than for the *K<sub>s</sub>* band, probably because of the very high background in the DENIS *K<sub>s</sub>* band images. In general, we have found that there is no significant difference between DENIS and 2MASS photometry and both data will be combined for the study of FSS galaxies.

<sup>1</sup> V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: hakartur@rambler.ru

<sup>2</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, France

<sup>3</sup> Space Telescope Science Institute, USA

<sup>4</sup> INAF, Osservatorio Astrofisico di Catania Via Santa Sofia, Italy

<sup>5</sup> INAF, Osservatorio Astronomico di Padova, Italy

<sup>6</sup> CNR-IRA, Firenze, Italy

<sup>7</sup> Supernova Ltd., OYV#131, Northsound Road, Virgin Gorda, British Virgin Islands

<sup>8</sup> INAF, Osservatorio Astronomico di Capodimonte, Italy

## ГАЛАКТИКИ ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЯ ИЗ ПЯТИ ОБЗОРОВ СВЕРХНОВЫХ. I. БАЗА ОПТИЧЕСКИХ И БЛИЗКО-ИНФРАКРАСНЫХ ДАННЫХ

А.А.АКОПЯН<sup>1</sup>, А.Р.ПЕТРОСЯН<sup>1</sup>, Г.А.МАМОН<sup>2</sup>, Б.МКЛИН<sup>3</sup>,  
Д.КУНТ<sup>2</sup>, М.ТУРАТТО<sup>4</sup>, Э.КАППЕЛЛАРО<sup>5</sup>, Ф.МАННУЧИ<sup>6</sup>,  
Р.АЛЛИЕН<sup>3</sup>, Н.ПАНАЖИИ<sup>3,4,7</sup>, М.ДЕЛЛА ВАЛЛЕ<sup>8</sup>

В нескольких, находящихся в стадии подготовки, статьях исследуются свойства галактик и их сверхновых из пяти обзоров SNe. Определение частоты SNe базируется не только на количестве обнаруженных SNe, но и на свойствах звездного населения родительских галактик. Для этих галактик, которые одновременно являются объектами DENIS обзора, создана база данных,

которая включает определение нами морфологии, интегральные и другие параметры для выборки 3838 галактик, а также их DENIS и POSS-II/UKST  $I$ , DENIS  $J$  и  $K_s$ , 2MASS  $J$ ,  $H$  и  $K_s$  звездные величины. В настоящей статье сравниваются близко-инфракрасные звездные величины этих галактик из DENIS, POSS-II/UKST и 2MASS обзоров, для определения точности в соответствующих фотометрических измерениях. В  $I$ -полосе большая разница между звездными величинами (средняя абсолютная разница  $0^m.4$ ) DENIS и POSS-II/UKST обзоров обусловлена, в основном, различием спектральной чувствительности используемой аппаратуры с большим вкладом ( $0^m.33 rms$ ) неопределенностей от фотометрических калибровок пластинок POSS-II и UKST. В  $J$  и  $K_s$ -полосах наблюдаемое различие в звездных величинах является функцией предельной близко-инфракрасной звездной величины, морфологии и наклона галактик. В целом, во всех рассмотренных полосах близко-инфракрасного излучения, звездные величины, определенные в разных обзорах в пределах малых ошибок, сопоставимы. Это позволяет комбинировать звездные величины  $J$  и  $K_s$ -полос из DENIS и 2MASS обзоров.

Ключевые слова: *сверхновые;родительские галактики;близко-инфракрасные звездные величины*

## REFERENCES

1. *F.Mannucci, M.Della Valle, N.Panagia et al.*, *Astron. Astrophys.*, **433**, 807, 2005.
2. *F.Matteucci, N.Panagia, A.Pipino et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **372**, 265, 2006.
3. *E.Cappellaro, M.Turatto, D.Yu.Tsvetkov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **322**, 431, 1997.
4. *E.Cappellaro, R.Evans, M.Turatto*, *Astron. Astrophys.*, **351**, 459, 1999.
5. *A.V.Filippenko, W.D.Li, R.R.Treffers et al.*, in "Small Telescope Astronomy in Global Scales", ASP Conference Series, Vol. 246, IAU Colloquium **183**, 121, 2001.
6. *S.van den Bergh, W.D.Li, A.V.Filippenko*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **117**, 773, 2005.
7. *S.van den Bergh, G.A.Tammann*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **29**, 363, 1991.
8. *G.A.Tammann*, in "Supernovae and Supernova Remnants", Proceedings of the International Conference on Supernovae, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 45, p.155, 1974.
9. *E.F.Bell, R.S.de Jong*, *Astrophys. J.*, **550**, 212, 2001.
10. *J.J.Salzer, J.C.Lee, J.Melbourne et al.*, *Astrophys. J.*, **624**, 661, 2005.
11. *M.Della Valle, M.Livio*, *Astrophys. J. Lett.*, **423**, L31, 1994.
12. *T.H.Jarrett, T.Chester, R.Cutri et al.*, *Astron. J.*, **125**, 525, 2003.

13. *N.Epchtein, B.de Batz, L.Capoani et al.*, *The Messenger*, **87**, 27, 1997.
14. *N.Epchtein, E.Deul, S.Derriere et al.*, *Astron. Astrophys.*, **349**, 236, 1999.
15. *G.A.Mamon et al.*, *Astron. Astrophys.*, 2008 (in preparation).
16. *G.Paturel, I.Vauglin, C.Petit et al.*, *Astron. Astrophys.*, **430**, 751, 2005, (P05).
17. *M.Della Valle, N.Panagia, P.Padovani et al.*, *Astrophys. J.*, **629**, 750, 2005.
18. *F.Mannucci, D.Maoz, K.Sharon et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **383**, 1121, 2008.
19. *E.Cappellaro, M.Turatto, S.Benetti et al.*, *Astron. Astrophys.*, **268**, 472, 1993.
20. *D.Yu.Tsvetkov*, *Soviet Astr.*, **27**, 22, 1983.
21. *M.Hamuy, J.Maza, M.M.Phillips et al.*, *Astron. J.*, **106**, 2392, 1993.
22. *C.Pollas*, in "Supernovae", *Proceedings of the 54th École d'été de physique théorique, session LIV*, eds. S.A.Bludman, R.Mochkovitch, J.Zinn-Justin, The Netherlands and North-Holland, Amsterdam, New York, p.769, 1994.
23. *R.Evans, S.van den Bergh, R.D.McClure*, *Astrophys. J.*, **345**, 752, 1989.
24. *G.de Vaucouleurs, A.de Vaucouleurs, H.G.Corwin et al.*, "Third Reference Catalogue of Bright Galaxies", Springer-Verlag, New York, 1991, (RC3).
25. *A.Petrosian, B.McLean, R.J.Allen, J.MacKenty*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **170**, 33, 2007.
26. *A.Petrosian, B.McLean, R.J.Allen, D.Kunth, C.Leitherer*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **175**, 86, 2008.
27. *I.D.Karachentsev*, *Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs.*, **7**, 1, 1972.
28. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetskii, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.Shapovalova*, *Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs.*, **62**, 5, 1989.
29. *B.Takase, N.Miyauchi-Isobe*, *Ann. Tokyo Astron. Obs.*, **20**, 237, 1985.
30. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al.*, *Astron. J.*, **115**, 1693, 1998.
31. *H.Arp*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **46**, 75, 1981.
32. *M.A.Malkan, L.K.Hunt*, in "Coevolution of Black Holes and Galaxies", *Carnegie Observatories Astrophysics Series*, Edited by L.C.Ho, Pasadena, 2004.
33. *T.H.Jarrett, T.Chester, R.Cutri et al.*, *Astron. J.*, **119**, 2498, 2000.
34. *R.G.Kron*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **43**, 305, 1980.
35. *E.Bertin, S.Arnouts*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **117**, 393, 1996.
36. *J.M.Carpenter*, *Astron. J.*, **121**, 2851, 2001.
37. *A.Cabrera-Lavers, F.Garzón*, *Astron. Astrophys.*, **403**, 383, 2003.
38. *G.Paturel, C.Petit, J.Rousseau, I.Vauglin*, *Astron. Astrophys.*, **405**, 1, 2003.
39. *D.S.Mathewson, V.L.Ford, M.Buchhorn*, *Astrophys. J.*, **389**, L5, 1992.
40. *H.H.Hurman*, "Modern Factor Analysis", Univ. of Chicago Press, Chicago, 1967.
41. *H.F.Kaiser*, *Psychometrika*, **23**, 187, 1958.
42. *P.Fouqué, L.Chevallier, M.Cohen et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **141**, 313, 2000.

МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ И СПЕКТРАЛЬНОЕ  
ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК Kaz 5, Kaz 92 и Kaz 390

В.Ж.АДИБЕКЯН, М.А.КАЗАРЯН, Э.Л.КАРАПЕТЯН

Поступила 6 июня 2008

Принята к печати 12 ноября 2008

Приводятся результаты морфологического и спектрального исследований галактик Kaz 5, Kaz 92 и Kaz 390. Наблюдения проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с многозрачковым спектрографом ВАГР. Построены изофоты изображений галактик в эмиссионных линиях  $H\alpha$ , [NII]  $\lambda\lambda 6584, 6548$  и [SII]  $\lambda\lambda 6731, 6717$ , а также в непрерывном спектре. Определены массы галактик Kaz 5 и Kaz 92, которые равны  $8.6 \times 10^4 M_{\odot}$  и  $6.1 \times 10^9 M_{\odot}$ , соответственно, а также массы газовых составляющих в центрах областей I и IV галактики Kaz 390, охватывающих размеры 1 пиксель. Морфологическая структура центральной части галактики Kaz 5 в изучаемой области спектра  $\lambda\lambda 6400 - 6800 \text{ \AA}$  совершенно отличается от структуры той же части галактики, наблюдавшейся на снимках 6-м и 2.5-м телескопов. Показано, что такие различия структур в изображениях Kaz 5 в основном объясняются сравнительно низкой разрешающей способностью используемого нами телескопа с ВАГР-ом. Некоторую роль играет также поглощающая материя. Также показано, что в исследуемой области Kaz 390 (круг с диаметром 40") наблюдается "дефицит" азота.

Ключевые слова: *галактики:УФ-избыток:спектры*

1. *Введение.* Первое наблюдение галактик Казаряна на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с многозрачковым спектрографом ВАГР сделано в 2003г., объектом наблюдения был Kaz 73. Наблюдения с этой системой продолжаются, последнее наблюдение проведено 17.09.2007г. В течение этого времени получены спектры следующих 12 объектов: Kaz 5, Kaz 47, Kaz 50, Kaz 69, Kaz 73, Kaz 92, Kaz 128, Kaz 198, Kaz 199, Kaz 357, Kaz 390 и Kaz 460. Результаты наблюдения галактики Kaz 73 опубликованы в [1], а данные для Kaz 69 и Kaz 460 - в [2]. В [1] дано описание этой системы и отмечены роли всех необходимых деталей этого спектрографа.

В настоящей работе приводятся результаты исследований галактик Kaz 5, Kaz 92 и Kaz 390. Наблюдения этих галактик были проведены 17.09.2007, 20.09.2007 и 29.04.2005г., соответственно. Для каждой галактики были получены два спектра с одинаковыми экспозициями, 40 мин, 30 мин и 30 мин, соответственно.

2. *Морфология.* Угловые размеры Kaz 5, Kaz 92 и Kaz 390 равны  $8'' \times 68''$ ,  $15'' \times 30''$  и  $30'' \times 135''$  [3-5]. Так как рабочее поле системы ВАГР охватывает круг диаметром 40" [1], то Kaz 92 полностью помещается в поле системы, в случае галактик Kaz 5 и Kaz 390 в поле спектрографа

были подставлены только их центральные части.

Наблюдательный материал обрабатывался программой ADHOCw.

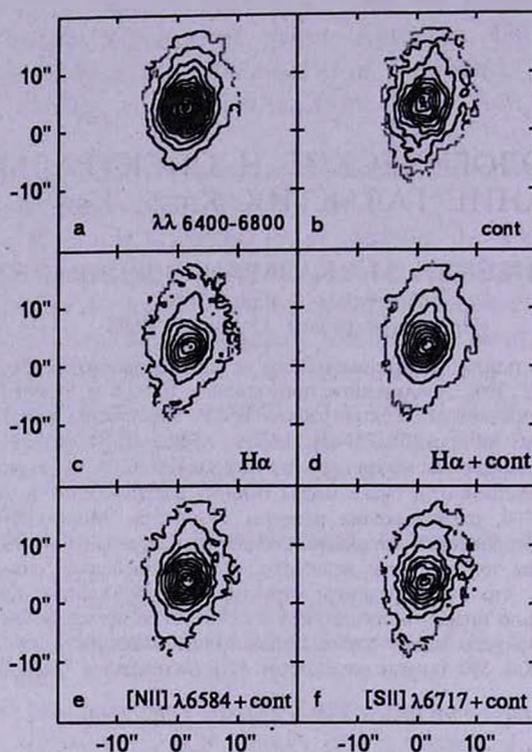


Рис.1a, b, c, d, e и f. Изображения галактики Kaz 5, а) в области  $\lambda\lambda 6400-6800\text{\AA}$ , б) в области  $\lambda\lambda 6685-6735\text{\AA}$ , с) в линии  $H\alpha$ , d)  $H\alpha + \text{cont}$ , e)  $[\text{NII}] \lambda 6584 + \text{cont}$  и f)  $[\text{SII}] \lambda 6717 + \text{cont}$ .

На рис.1a, b, c, d, e и f приведены изображения галактики Kaz 5, построенные в виде изофот в произвольных единицах, причем для каждого изображения крайняя (или первая) изофота имеет яркость 2900, 1300, 40, 700, 500 и 370 условных единиц, а яркость каждой следующей изофоты к центру изображения увеличивается на 200, 200, 200, 200, 100 и 100 единиц, соответственно. При построении изображения на рис.1a учтено все излучение, пропускающееся спектрографом  $\lambda\lambda 6400-6800\text{\AA}$ , т.е. непрерывное излучение этой области и излучения в линиях  $H\alpha$ ,  $[\text{NII}] \lambda\lambda 6584, 6548$  и  $[\text{SII}] \lambda\lambda 6731, 6717$ . На рис.1b учтено только излучение непрерывного спектра в области  $\lambda\lambda 6685-6735\text{\AA}$ , на рис.1c - излучение в линии  $H\alpha$ , без излучения непрерывного спектра. На рис.1d, e и f приведены изображения в эмиссионных линиях  $H\alpha$ ,  $[\text{NII}] \lambda 6584$  и  $[\text{SII}] \lambda 6717$ , не отделяя излучение непрерывного спектра наблюдавшегося под ними.

Подобные изображения построены для галактик Kaz 92 и Kaz 390,

которые приведены на рис.2а, b, с, d и е и на рис.3а, b, с, d, е и f, соответственно. При построении изображений в непрерывном спектре, для галактик Kaz 92 и Kaz 390 взяты спектральные области  $\lambda\lambda 6540-6600\text{Å}$

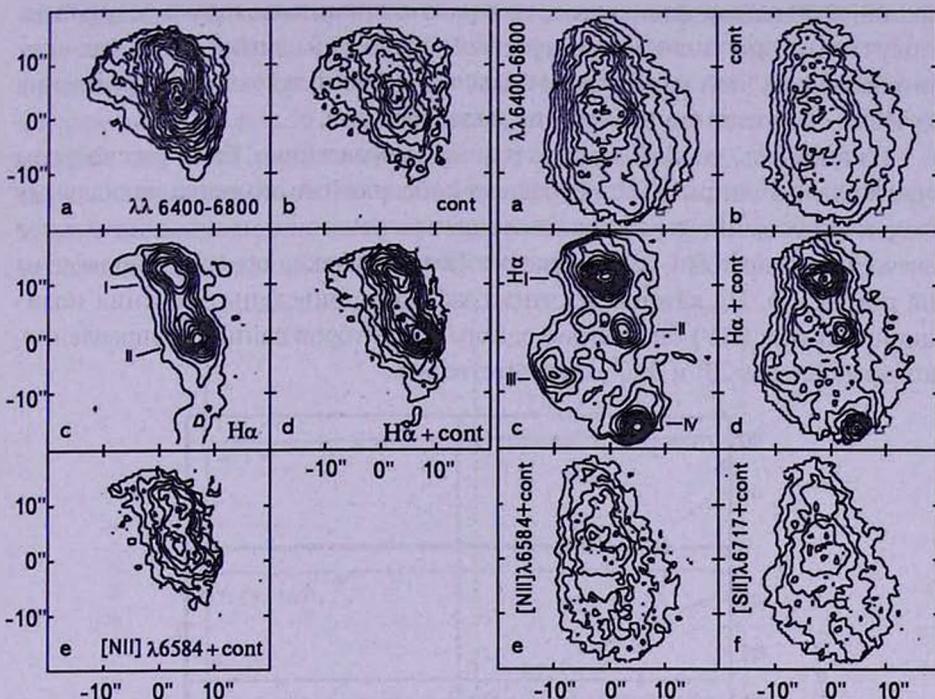


Рис.2а, b, с, d и е. Изображения галактики Kaz 92, а) в области  $\lambda\lambda 6400-6800\text{Å}$ , б) в области  $\lambda\lambda 6540-6600\text{Å}$ , с) в линии  $H\alpha$ , d)  $H\alpha + \text{cont}$ , е)  $[\text{NII}] \lambda 6584 + \text{cont}$ .

Рис.3а, b, с, d, е и f. Изображения галактики Kaz 390, а) в области  $\lambda\lambda 6400-6800\text{Å}$ , б) в области  $\lambda\lambda 6630-6700\text{Å}$ , с) в линии  $H\alpha$ , d)  $H\alpha + \text{cont}$ , е)  $[\text{NII}] \lambda 6584 + \text{cont}$  и f)  $[\text{SII}] \lambda 6717 + \text{cont}$ .

и  $\lambda\lambda 6630-6700\text{Å}$ , соответственно. Для Kaz 92 не построены изображения в линии  $[\text{SII}] \lambda 6717 + \text{cont}$ , так как эта часть спектра из-за сравнительно большого красного смещения галактики осталась вне наблюдательной области спектрографа. На каждом из изображений, приведенных на рис.1а, 2а и 3а, крестиком отмечена самая яркая часть изображения, которую дальше условно будем называть "центром" галактики. Этот крестик также приводится и на других изображениях данной галактики.

3. *Распределение лучевых скоростей.* Лучевые скорости были определены по эмиссионным линиям  $H\alpha$ ,  $[\text{NII}] \lambda 6584$  и  $[\text{SII}] \lambda 6717$  в каждом пространственном элементе. По этим линиям были построены распределения лучевых скоростей для каждой из этих галактик по разным направлениям относительно лучевой скорости "центра" галактики. В дальнейшем для краткости опустим слово "относительное". В каждом направлении были

использованы данные по двум секторам, каждый из которых охватывает область с центральным углом  $40^\circ$ . Так как распределение лучевых скоростей в данном направлении, построенное с помощью вышеотмеченных эмиссионных линий, в основном одинаковое, то в работе приведены только результаты, полученные по значениям лучевых скоростей линии  $H\alpha$ , так как интенсивность этой линии самая большая, а значит, и точность определения лучевых скоростей по этой линии более высокая.

Из графиков, построенных по разным направлениям, были рассмотрены только два. В одном из этих графиков абсолютная величина радиальных скоростей до данного расстояния от центра галактики имеет минимальное значение, а в другом - максимальное. Такие графики, для Kaz 5, приведены на рис.4а и б. На каждом из этих графиков приведены значения позиционного угла (ПУ) биссектрис одного из секторов данного направления, которые равны  $20^\circ$  и  $110^\circ$ , соответственно.

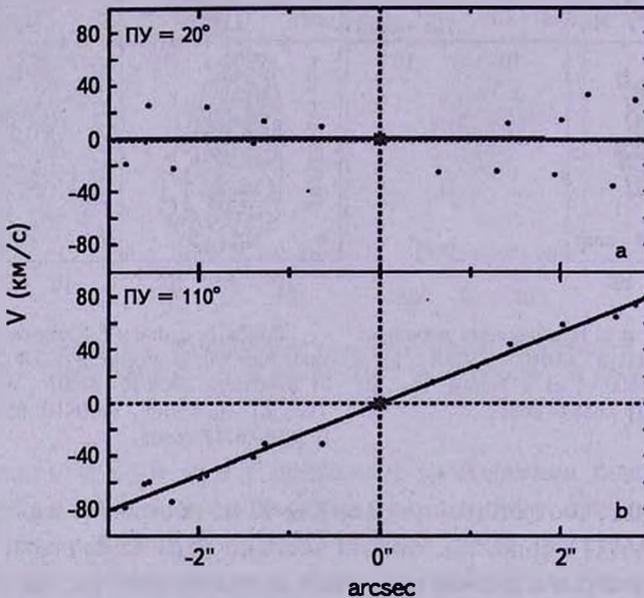


Рис.4а и б. Распределение значений радиальных скоростей на поверхности монохроматических изображений Kaz 5 в линии  $H\alpha$ , а) ПУ =  $20^\circ$ , б) ПУ =  $110^\circ$ .

Подобные графики были построены для галактик Kaz 92 и Kaz 390. На рис.2с, в галактике Kaz 92 четко выделяются две яркие области, которые не совпадают с центром галактики и находятся от него на расстоянии  $5''.3$  к юго-западу и  $8''.2$  к северу (на рис.2с они отмечены I и II), поэтому для этой галактики были построены распределения радиальных скоростей вокруг центра и вокруг центров этих областей, т.е. вокруг трех точек. Из этих графиков видно, что основными являются графики, построенные вокруг

"центра" галактики, а графики, построенные вокруг центров вышеотмеченных областей, лишь отражают общее вращение галактики вокруг центра, т.е. они не имеют автономного вращения. Эти графики одновременно показывают, что "крестик" в действительности является центральной частью галактики, и распределение радиальных скоростей вокруг центра галактики до  $\pm 4''$  в среднем имеет линейный характер, т.е. эта часть галактики вращается как твердое тело. На рис.5а и б приведены два графика, в одном из которых среднее значение радиальных скоростей до  $\pm 4''$  равно  $\pm 130$  км/с, а в другом - примерно 0 км/с. Направления, для которых построены эти графики, как и следовало ожидать, оказались перпендикулярными. ПУ биссектрис этих перпендикулярных смежных секторов равны  $50^\circ$  и  $140^\circ$  (рис.5а и б).

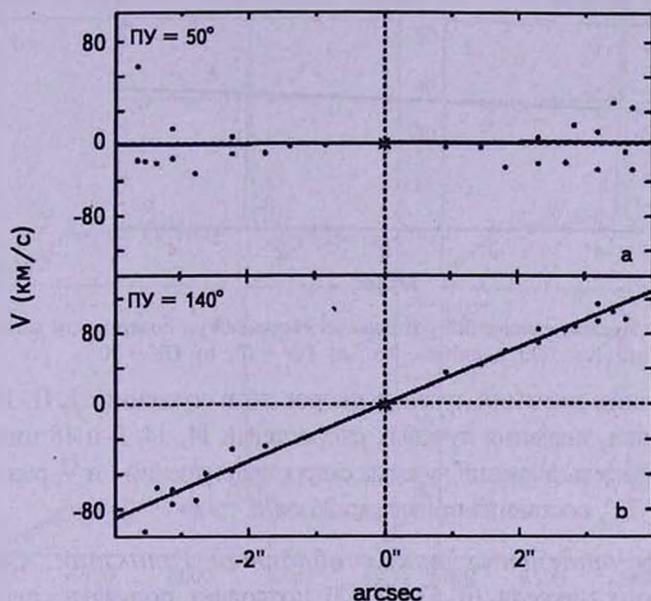


Рис.5а и б. Распределение значений радиальных скоростей на поверхности монохроматических изображений Kaz 92 в линии  $H\alpha$ , а) ПУ =  $50^\circ$ , б) ПУ =  $140^\circ$ .

Графики распределения радиальных скоростей, построенные в любом направлении, проходящем через центр галактики Kaz 390, а также графики, построенные вокруг центральных частей ярких сгущений I и IV (рис.3с), показывают почти одинаковые распределения. На рис.6а и б приведены графики двух из них, которые по направлениям перпендикулярны и, как видно, значения радиальных скоростей от центра до расстояния  $\pm 5''$  незначительные.

Затруднения построения распределений радиальных скоростей галактики Kaz 390 обусловлены несколькими причинами. Kaz 390 имеет пространную кривую вращения [6], и максимальная скорость на расстоянии  $65''$  галактики не превышает 55-65 км/с [6-8], а также является галактикой с низкой поверхностной

яркостью [9], из-за чего вне сгущений интенсивности эмиссионных линий небольшие, и ошибки определения скоростей по этим линиям большие. Однако мы определили средние значения лучевых скоростей для пяти сгущений. Для

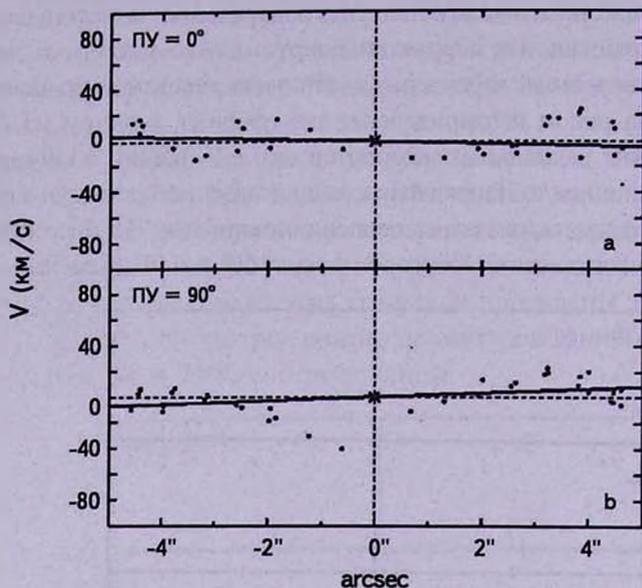


Рис.6а и б. Распределение значений радиальных скоростей на поверхности монохроматических изображений Kaz 390 в линии  $H\alpha$ , а) ПУ =  $0^\circ$ , б) ПУ =  $90^\circ$ .

определения средних значений лучевых скоростей в сгущениях I, II, III и IV (рис.3с) усреднялись значения лучевых скоростей в 14, 14, 9 и 18 пикселях, соответственно. Разность значений лучевых скоростей сгущений I и V, расстояние между которыми  $28''$ , составила примерно 26 км/с.

4. *Спектры отдельных ярких областей галактик.* Система ВАГР для каждого пикселя ( $0''.63 \times 0''.63$ ) позволяет получать спектры в

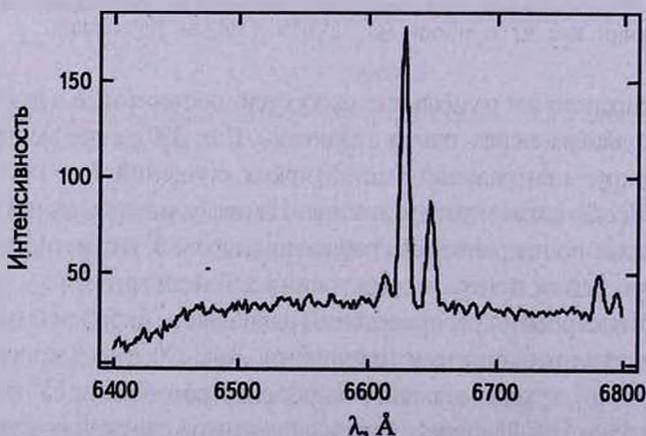


Рис.7. Спектр 1 пикселя центра галактики Kaz 5.

диапазоне  $\lambda\lambda 6400 - 6800\text{\AA}$ . Такие спектры, полученные для самых ярких областей галактик Kaz 5, Kaz 92 и Kaz 390, приведены на рис.7, 8а, б, с и 9а, б, с, соответственно. В табл.1 приведены эквивалентные ширины ( $W_2$ ) и полуширины (FWHM) линий, наблюдавшихся в спектрах этих областей.

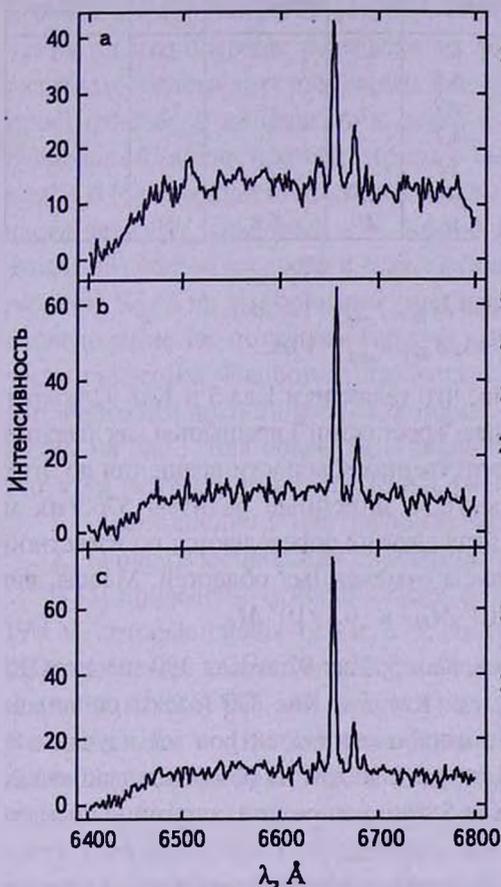


Рис.8а, б и с. Спектр 1 пикселя центра галактики Kaz 92, а) центр, б) самая яркая часть области I, с) самая яркая часть области II.

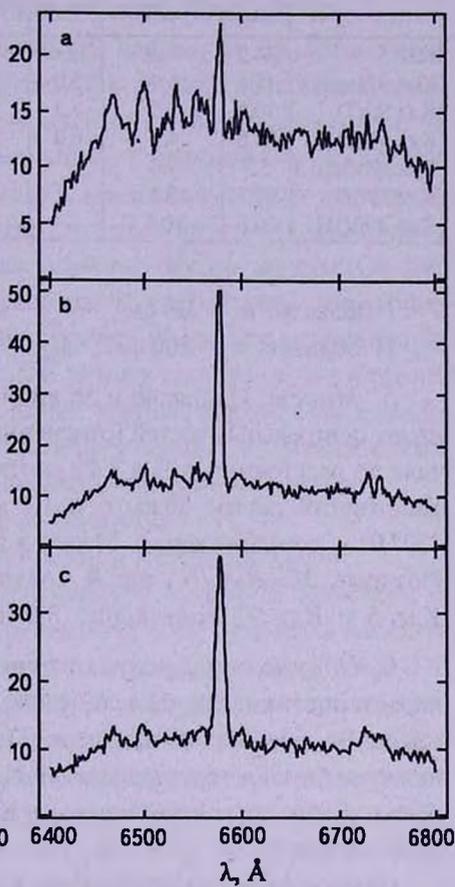


Рис.9а, б и с. Спектр 1 пикселя центра галактики Kaz 390, а) центр, б) самая яркая часть области I, с) самая яркая часть области IV.

Используя отношения интенсивностей линий  $[\text{SII}] \lambda\lambda 6717, 6731$ :  $I_{6717}/I_{6731}$ , для одного пикселя в сгущениях I и IV галактики Kaz 390, определена электронная плотность и масса газового составляющего. Расчеты этих величин выполнялись по методу, описанному в [10]. Эквивалентные ширины линий взяты из табл.1, а красная звездная величина - из каталога MAPS ( $m_r = 12.7$ ).

При расчетах использовалась монохроматическая звездная величина в линии  $\text{H}\alpha$  звезды 16 Суг В спектрального типа G4 V из работы Кода [11].

Получены следующие данные:

## ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ПОЛУШИРИНЫ ЛИНИЙ

| Галактика     | H $\alpha$      |         | [NII] $\lambda$ 6584 |         | [SII] $\lambda$ 6717 |         | [SII] $\lambda$ 6731 |         |
|---------------|-----------------|---------|----------------------|---------|----------------------|---------|----------------------|---------|
|               | $W_\lambda$ (Å) | FWHM(Å) | $W_\lambda$ (Å)      | FWHM(Å) | $W_\lambda$ (Å)      | FWHM(Å) | $W_\lambda$ (Å)      | FWHM(Å) |
| Kaz 5         | 34.2            | 7.2     | 12.6                 | 6.8     | 4.7                  | 7.2     | 2.0                  | 5.3     |
| Kaz 92(цен.)  | 15.6            | 6.4     | 5.0                  | 5.5     | -                    | -       | -                    | -       |
| Kaz 92(I)     | 30.5            | 5.3     | 7.2                  | 4.7     | -                    | -       | -                    | -       |
| Kaz 92(II)    | 30.6            | 4.9     | 6.0                  | 4.7     | -                    | -       | -                    | -       |
| Kaz 390(цен.) | 5.7             | 7.0     | -                    | -       | -                    | -       | -                    | -       |
| Kaz 390(I)    | 24.7            | 7.5     | -                    | -       | 2.4                  | 5.7     | 1.9                  | 5.5     |
| Kaz 390(II)   | 26.8            | 10.1    | -                    | -       | 2.9                  | 6.8     | 2.6                  | 6.5     |

I область:  $n_e = 230 \text{ см}^{-3}$ ,  $M_{\text{зв}} = 100 M_\odot$ ,  $r_{\text{эфф}} = 1.6 \text{ пк}$ ,

II область:  $n_e = 500 \text{ см}^{-3}$ ,  $M_{\text{зв}} = 48 M_\odot$ ,  $r_{\text{эфф}} = 1 \text{ пк}$ .

5. *Массы.* Из рис.4б и 5б видно, что галактики Kaz 5 и Kaz 92 вокруг своих центральных частей (отмеченные "крестиками") вращаются как твердые тела до расстояний  $\pm 3''$  и  $\pm 4''$ , соответственно. Скорости вращения до этих расстояний равны 80 км/с и 130 км/с, а линейные радиусы 576.9 пк и 1527.9 пк, соответственно. Массы в этих случаях определяются по известной формуле  $M = RV^2/G$ , где  $R$  - радиусы отмеченных областей. Массы для Kaz 5 и Kaz 92 получались  $8.6 \times 10^8 M_\odot$  и  $6.1 \times 10^9 M_\odot$ .

6. *Обсуждение результатов.* Kaz 5, Kaz 92 и Kaz 390 имеют СМ характеристики dsl, d3 и d2 [3,4], т.е. Kaz 5 и Kaz 390 имеют сильный, а Kaz 92 - слабый УФ-избыток. По морфологии спектров все изученные галактики имеют характеристику "d", т.е. их спектры на обзорных пластинках имеют диффузные края, однако у Kaz 5 эти края резкие, а ширина спектра превосходит  $15''$ .

Самым ярким изображением Kaz 5, как и следовало ожидать, является изображение, приведенное на рис.1а: оно образовалось из контуров 14 изофот, размеры самой крайней или первой изофоты равны примерно  $16'' \times 24''$ . Самый яркий контур, который охватывает ее центральную часть ("крестик"), имеет угловые размеры примерно  $1''.2 \times 1''.8$ , примерно  $2\text{pix} \times 3\text{pix}$ . Чтобы определить поверхностную яркость  $\text{m}/\square''$  этой части относительно яркости первой изофоты, достаточно использовать условные значения интенсивностей этих частей. Учет этих значений показывает, что поверхностная яркость центральной части Kaz 5 на  $0^{\text{m}}.7$  величину ярче. Подобные расчеты можно сделать также для галактик Kaz 92 и Kaz 390. Имея в виду вышесказанное о ширине спектра Kaz 5, полученной на обзорных пластинках, можно утверждать, что спектр охватывает почти всю область, приведенную на рис.1а, т.е. основную яркую часть галактики.

Репродукция прямого снимка в фотографических лучах, полученного на 6-м телескопе САО АН России [5], говорит о том, что центральная часть галактики Kaz 5 расщеплена на две вытянутые параллельно друг другу области, восточную и западную, которые отделяются узкой полосой шириной в 1" и имеют размеры 3".8 x 7".6, 2".5 x 9".5, соответственно. Восточная часть, в свою очередь, разделена на две почти равные по яркостям и по размерам области круглой формы диаметром 3".8. Причем, эти две области простираются в направлении север-юг, из них северный компонент с радиальной скоростью  $660 \pm 65$  км/с смещается к красной части спектра Kaz 5. В [5] западная часть обозначена через I, южный компонент восточной части через IV, северный - V. Кроме того, от упомянутых (восточной и западной) частей к северу и к югу отходят прямые слабые хвосты. Общие размеры Kaz 5 на этом рисунке равны примерно 8" x 68". Однако настоящее исследование не показывает такую клочковатую структуру центральной части галактики. Наоборот, приближаясь к центру галактики, монотонно увеличиваются яркости изофот, которые имеют круглую форму. Они хорошо видны на рис.1. Для объяснения такой большой разницы морфологических структур центральной части Kaz 5, рассмотрим следующие аспекты:

1. Поглощение в центральной части галактики.
2. Роль разрешающих способностей используемых систем.

В [5] приведены относительные интенсивности  $H\alpha/H\beta$  в областях I и IV+V, которые равны 12.4 и 7.75, соответственно. Эти величины на 4.4 и 2.8 раза больше теоретического значения этого отношения при  $T_e = 10000$  К и  $n_e = 100 \text{ см}^{-3}$  (2.8) [12], что является результатом неравномерного поглощения в линиях  $H\alpha$  и  $H\beta$ . Из этих данных видно, что оптические толщины поглощающей материи в этих двух направлениях разные. В направлении области I, поглощения в линии  $H\beta$ , которая находится в фотографической части излучения, на 1<sup>m</sup>.6 звездную величину больше, чем в линии  $H\alpha$ , находящаяся в красной части излучения, а в направлении области IV+V разница в поглощении в линии  $H\beta$  и  $H\alpha$  составляет 1<sup>m</sup>.1. Разумеется, поглощения такого порядка могут повлиять на структуру изображений, построенных в разных линиях и цветах.

Для сравнения морфологических структур Kaz 5 в разных цветах мы использовали прямые снимки в  $u(3551\text{\AA})$ ,  $g(4686\text{\AA})$ ,  $r(6165\text{\AA})$ ,  $i(7481\text{\AA})$  и  $z(8931\text{\AA})$  цветах, взятые из веб-страницы SDSS с адресом <http://www.sdss.org/dr5> (2.5m telescope Apache Point Observatory, New Mexico) [13]. Прямые снимки приведены на рис.10.

Из этих снимков видно, что изображения галактики во всех цветах имеют почти ту же структуру, какую она имела на снимке 6-м телескопа, приведенном в [5]. Области I, IV и V (рис.10a) более четко выделяются на изображении галактики в  $u$  цвете, где области IV и V полностью

отделены. Переходя к изображениям в более длинноволновых цветах, размеры областей IV и V постепенно увеличиваются и в *g* цвете они соприкасаются, а начиная с *r* цвета, они сливаются. Область I самая яркая в *u* цвете, переходя к более длинноволновым цветам ее яркость уменьшается,

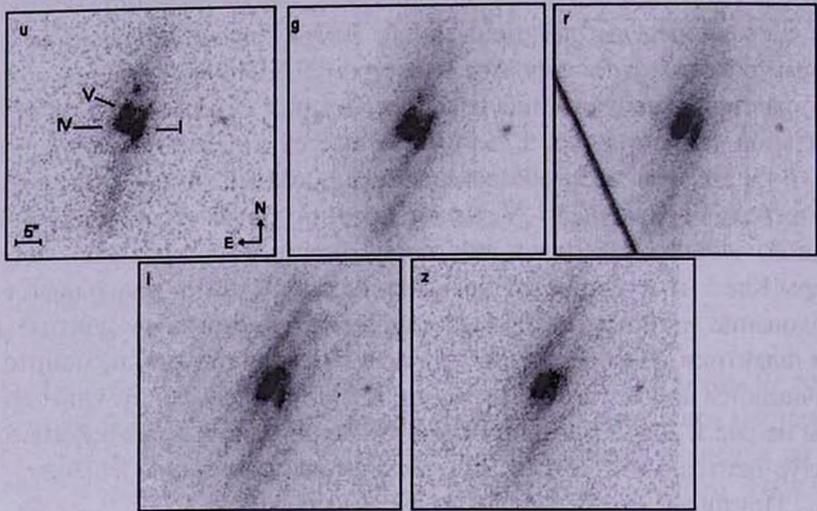


Рис.10. Репродукция снимков Каз 5 в цветах *u*, *g*, *r*, *i*, *z*.

и в цвете *z* она едва заметна. Полоса между областями I и IV+V, отмеченной выше, по виду, мало изменяется переходя от *u* к *z*. Однако различия структур изображений в разных цветах небольшие, и по всей вероятности являются следствием того, что поглощение в разных цветах не одинаковое, размер поглощения постепенно уменьшается от *u* к *z*. Что касается изменения яркости области I, то она по-видимому является голубым объектом.

После этого анализа мы приходим к выводу, что вышеотмеченные различия структур изображений объясняются главным образом низкой разрешающей способностью используемого нами телескопа с ВАГР-ом. Некоторую роль играет также поглощающая материя.

Ось вращения галактики Каз 5 мало отклоняется от большого диаметра центральной части галактики, приведенного на рис.1а (приблизительно  $20^\circ$ ). Возможно, такая необычная ориентация оси вращения галактики является следствием того, что мы рассматривали распределение радиальных скоростей только в центральной части галактики. Возможно также, что отдельные области I, IV и V в центральной части галактики имеют такие собственные движения, которые, суммируясь с общим вращением галактики, дают подобную картину. Поэтому для выяснения многих кинематических и морфологических особенностей этой галактики необходимо более детальное изучение.

Ось вращения галактики Kaz 92 совпадает с направлением двух секторов, один из которых находится на северо-западе, другой - на юго-востоке. В плоскости вращения галактики, как было отмечено выше, находится яркая область II. Ее радиальная скорость на 100 км/с больше скорости "центра" галактики.

Из рис.9а, б и с видно, что в спектрах вышеотмеченных самых ярких областей Kaz 390 практически не наблюдаются линии [NII]  $\lambda\lambda 6584, 6548$ , кроме этого, "дефицит" азота виден также из рис.3б и е, которые являются изображениями галактики в области непрерывного спектра  $\lambda\lambda 6630 - 6700\text{\AA}$  и в линии [NII]  $\lambda 6584 + \text{cont}$ . Эти изображения почти не отличаются, так как на рис.3е вложение азота незаметно. Однако в [14] показано, что в галактике имеются отдельные области, в спектрах которых наблюдаются линии [NII]  $\lambda\lambda 6584, 6548$ .

Резюмируя вышеприведенные результаты, можно сделать следующие выводы:

1. Определены массы галактик Kaz 5 и Kaz 92, которые равны  $8.6 \times 10^8 M_{\odot}$  и  $6.1 \times 10^9 M_{\odot}$ , соответственно.

2. Определены электронные плотности и массы газовых составляющих в центрах областей I и IV галактики Kaz 390, охватывающие размер 1 pix, которые равны: I область,  $n_e = 230 \text{ см}^{-3}$ ;  $M_{\text{gas}} = 100 M_{\odot}$ , II область,  $n_e = 500 \text{ см}^{-3}$ ;  $M_{\text{gas}} = 48 M_{\odot}$ .

3. Морфологическая структура центральной части галактики Kaz 5 в изучаемой области спектра  $\lambda\lambda 6400 - 6800\text{\AA}$  совершенно отличается от структуры той же части галактики, наблюдавшейся на снимках 6-м и 2.5-м телескопах. Показано, что такие различия структур в изображениях Kaz 5 в основном объясняются сравнительно низкой разрешающей способностью используемого нами телескопа с ВАГР-ом. Некоторую роль играет также поглощающая материя.

4. Показано, что в исследуемой области Kaz 390 (круг с диаметром 40") не наблюдаются линии [NII]  $\lambda\lambda 6584, 6548$ , т.е. наблюдается "дефицит" азота.

В работе использовались данные от пятой базы данных Слоановского цифрового обзора неба (SDSS DR5), открытой для свободного доступа в - <http://www.sdss.org/dr5>.

Ереванский государственный университет,  
Армения, e-mail: [adbvardan@rambler.ru](mailto:adbvardan@rambler.ru)

# THE MORPHOLOGICAL AND SPECTRAL INVESTIGATION OF GALAXIES KAZ 5, KAZ 92 AND KAZ 390

V.Zh.ADIBEKYAN, M.A.KAZARIAN, E.L.KARAPETIAN

The results of morphological and spectral investigations of galaxies Kaz 5, Kaz 92 and Kaz 390 are presented. The observations were made on the 2.6-m telescope at the Byurakan Observatory in combination with a microlenses ВАГР spectrograph. The isophotes of the images of galaxies in emission lines  $H\alpha$ , [NII]  $\lambda\lambda 6584$ ,  $6548$  and [SII]  $\lambda\lambda 6731$ ,  $6717$  and in continuum have been constructed. The masses of galaxies Kaz 5 and Kaz 92 are determined to be  $8.6 \times 10^8 M_{\odot}$  and  $6.1 \times 10^9 M_{\odot}$  respectively. The masses of gaseous component in the center of I and IV regions of Kaz 390, covering 1 pix, are also determined. The morphological structure of central region of Kaz 5 in studied spectral region  $\lambda\lambda 6400 - 6800\text{\AA}$  absolutely differs from the structure of the same region of galaxy observed with 6-m and 2.5-m telescopes. It is shown that the basic cause of such differences of structures in images Kaz 5 is the comparatively low resolution of a system telescope+ВАГР. Absorbing matter also plays some role. It is also shown that in investigated region of Kaz 390 (the circle with a diameter 40") the "deficiency" of nitrogen is observed.

Key words: *galaxies:UV-excess:spectra*

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, Т.А.Мовсисян, *Астрофизика*, **48**, 291, 2005.
2. М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян, В.Ж.Адибекян, *Астрофизика*, **50**, 507, 2007.
3. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **15**, 5, 1979.
4. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **18**, 512, 1982.
5. М.А.Казарян, Э.Е.Хачикян, *Астрофизика*, **13**, 415, 1977.
6. T.Chattopadhyay, A.K.Chattopadhyay, *Astron. J.*, **131**, 2452, 2006.
7. I.Marquez, J.Masegosa, M.Moles et al., *Astron. Astrophys.*, **393**, 389, 2002.
8. D.Marchesini, E.D'Onghia, G.Chincarini et al., *Astrophys. J.*, **575**, 801, 2002.
9. W.J.G. de Blok, A.Bosma, *Astron. Astrophys.*, **385**, 816, 2002.
10. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **20**, 35, 1984.
11. А.Д.Код, Сб.: "Звездные атмосферы" ИЛ., М., 1963.
12. В.В.Соболев, "Курс теоретической астрофизики", изд. Наука, М., 1975.
13. J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agueros, S.S.Alam et al., 2007yCat.2276....0A
14. М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян, *Астрофизика*, **45**, 559, 2002.

## О ВОЗМОЖНОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ СКОПЛЕНИЯ СОМА

Н.Г.КОГОШВИЛИ<sup>1</sup>, Г.А.МАЛАСИДЗЕ<sup>2</sup>, Т.М.БОРЧХАДЗЕ<sup>1</sup>

Поступила 8 августа 2008

Принята к печати 12 ноября 2008

Рассмотрена связь кривых вращения галактик с распределением массы и углового момента внутри галактик. Выводы теории передачи углового момента приложены к наблюдаемым свойствам галактик. Изучена зависимость между динамической массой спиральной галактики и ее светимостью. Большинство спиральных галактик в подскоплениях вокруг NGC 4889, NGC 4874 и NGC 4839 в скоплении Сомы являются галактиками меньшей светимости с  $M_r$  слабее  $-21^m.5$ . Эти галактики характеризуются большим значением отношения массы к светимости в сравнении с галактиками большей светимости с  $M_r$  ярче  $-21^m.5$ , что позволяет предположить о присутствии в спиральных галактиках подскоплений большей фракции темной материи.

Ключевые слова: *галактики.динамическая масса:скопление Сомы - темная масса*

1. *Введение.* Согласно наблюдениям полная масса спиральных галактик зачастую прослеживается далеко за пределами светящейся материи. В свою очередь, кривая вращения галактик свидетельствует, что динамическая масса галактики растет с ее радиусом и предположительно может включать наряду со светящейся материей массивное темное гало. Еще Рубин и др. [1] обратили внимание на изменение профилей кривых скорости вращения спиральных галактик с их светимостью. Авторы [2,3] рассмотрели корреляцию между формой кривой вращения и светимостью спиральных галактик в качестве ключевой проблемы для понимания их внутренней структуры и пришли к выводу о существовании в галактиках темной материи.

2. *О возможной форме связи кривой вращения галактик с их некоторыми глобальными характеристиками.* Для сравнения выводов теории передачи углового момента с некоторыми наблюдаемыми свойствами галактик желательно изучить связь кривых вращения галактик с распределением массы и углового момента внутри галактик. Прямая зависимость существует только в случае равновесия между силой тяготения и центробежной силой. В то же время, равновесие преобладает над случайными движениями внутри галактики. Такое условие должно выполняться внутри плоского диска спиральной галактики.

Поверхностная плотность  $\mu(R)$  тонкого диска связана с его кривой вращения, согласно Тумре [4], следующим образом:

$$\mu(R) = 2 \int_0^{\infty} \rho dz = \frac{1}{2\pi G} \int_{S=0}^{\infty} \frac{dV^2(S)}{dS} \int_{k=0}^{\infty} J_0(kR) J_0(Sk) dk dS, \quad (1)$$

где  $J_0(kR)$  - функции Бесселя нулевого порядка,  $R$  - расстояние от оси симметрии, а  $z$  - характеризует удаление точки от плоскости симметрии галактики.

Протогалактика, в которой нет уравновешивающей центробежной силы (или давления), должна сжиматься. Проще всего сжатие происходит при сохранении каждым элементом вещества своего углового момента без каких-либо турбулентных перемешиваний и внутренних моментов вращения. Процесс сжатия продолжается до тех пор, пока не образуется тонкий диск радиуса  $R_D$ , находящийся в центробежном равновесии.

Поверхностная плотность диска  $\mu(R)$ , нормированная соответствующей центральной поверхностной плотностью  $\mu(0)$ , связана с кривой вращения следующим образом:

$$\mu(R) = \mu_0 \left(1 + \frac{R}{V} \frac{dV}{dR}\right)_{R=0}^{-1} \left(1 + \frac{R}{V} \frac{dV}{dR}\right) \left(1 - \frac{R^2}{R_D^2}\right)^{1/2} \quad (2)$$

В частном случае, когда образовавшийся диск характеризуется твердотельным вращением, получается простое выражение поверхностной плотности для всего диска, в соответствии с [5]:

$$\mu(R) = \mu_0 \left(1 - \frac{R^2}{R_D^2}\right)^{1/2}. \quad (3)$$

Не менее интересным является случай следующего закона изменения круговой скорости, который отметили Антонов, Железняк [6]:

$$V = \alpha R (R^2 + R_D^2)^{-1/2}, \quad (4)$$

и для которого поверхностная плотность имеет вид:

$$\mu(R) = \frac{\mu_0}{2} \left(2 + \frac{R^2}{R_D^2}\right) \left(1 - \frac{R^2}{R_D^2}\right)^{-1} \left(1 + \frac{R^2}{R_D^2}\right)^{-3/2}. \quad (5)$$

По указанным здесь общим принципам можно получить интересные оценки по порядку величины, характеризующие связь между массой спиральной галактики, максимальной скоростью вращения, светимостью и полным угловым моментом. Для полного углового момента  $K = MR_D V$  при равновесии  $GM = R_D V^2$  имеем:

$$K = \frac{GM^2}{V} = \frac{R_D^2 V^3}{G} = \frac{R_D^5 \omega^3}{G}, \quad (6)$$

где  $M = \pi \mu_0 R_D^2$  - характерная масса центральной части диска спиральной

галактики вплоть до некоторого характерного масштаба  $R_D$ . С учетом условия равновесия получаем, что

$$V^2 = G \pi \mu_0 R_D = G(\pi \mu_0 M)^{1/2}. \quad (7)$$

Следовательно, полный угловой момент принимает вид:

$$K = \left( \frac{G^2}{\pi \mu_0} \right)^{1/4} M^{7/4} - R_D^{7/2}. \quad (8)$$

Если предположить, что  $L \sim M$ , то все эти зависимости можно будет выразить через светимость центральной области галактик, которая составляет основную часть их полной светимости, и тогда характерный масштаб изменений светимости в центральной области галактик соответствует масштабу изменений их поверхностной плотности. Другими словами это означает, что соотношение масса-светимость мало меняется вблизи центра, и тогда  $V^4 \sim L \sim M$ .

Для обобщения этого вывода на многие галактики необходимо, чтобы коэффициент пропорциональности, учитывающий соотношение масса-светимость, поверхностную плотность в центре и различные характерные длины, был общим для галактик. Имеются определенные, хотя и не вполне однозначные свидетельства этого.

3. *Анализ наблюдательных данных.* В работах [2,3] рассмотрено поведение поля скорости по наблюдаемому профилю кривых вращения 58 спиральных галактик со светимостями в интервале  $-17^m.5 \geq M_B \geq -23^m.2$ . Внутри видимой области галактик с радиусом  $R_{opt} = 3.2R_D$  принято считать, что поле скорости вращения полностью определено, а  $R_D$  рассматривается как радиус той области галактики, где возможна максимальная концентрация темной и светлой материи. Между светимостью и радиусом  $R_D$  спиральной галактики авторы этих работ установили связь:

$$R_D = 6.5 \left( \frac{L_B}{L_B^*} \right)^{1/2} \text{ кпк}, \quad (9)$$

где  $L_B^*$  соответствует  $M_B^* = -21^m.2$ . Условие центробежного равновесия  $M_{dyn} = G^{-1}V^2R$  позволило авторам [2,3] выразить динамическую массу галактики и отношение массы к светимости как функцию светимости в единицах массы Солнца:

$$\frac{M_{dyn}}{M_\odot} \approx 2 \cdot 10^{11} \left( \frac{L_B}{L_B^*} \right) \left[ 1 + 0.05 \left( 1 - 2 \log \frac{L_B}{L_B^*} \right) \right]^2, \quad (10)$$

$$\frac{M_{dyn}}{L_B} \sim 3.5 \left( 1.0 - 0.2 \log \frac{L_B}{L_B^*} \right). \quad (11)$$

Здесь имеется в виду, что  $M_{dyn} = M(R_{opt})$ .

Для рассмотренных в [3] 58 галактик с надежной  $B_V$  фотометрией и кривыми вращения мы вычислили отношения:  $L_B/L_B^*$ ,  $M_{dyn}/M_\odot$ ,  $M_{dyn}/L_B$ ,  $\mu_0$  и  $K/K_0$ , которые приведены в табл.1 вместе с NGC/IC/UGC номерами и абсолютной величиной галактики  $M_B$ . При этом  $L_B^* = 6 \cdot 10^{10} h_{50}^{-1} L_{B_0}$ , а  $K_0 = 2 \cdot 10^{11} M_\odot \text{ кпк км с}^{-1}$ .  $M_B$  определена по видимой величине  $m_B$  из RCG3 каталога.

На основе наших подсчетов, приведенных в табл.1, галактики меньшей светимости показывают систематически более высокие значения отношения массы к светимости  $M_{dyn}/L_B$  и плотности центральной области  $\mu_0$  при меньшем угловом моменте  $K/K_0$  в сравнении с галактиками большей светимости. В частности, для галактик в интервале абсолютных величин  $-17^m \geq M_B \geq -23^m$  диапазон изменения отношения массы к светимости

Таблица 1

## РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ ДЛЯ 58 ГАЛАКТИК ИЗ РАБОТ [2,3]

| NGC/<br>IC/<br>UGC/<br>WR | $M_B$  | $L_B/L_B^*$ | $M_{dyn}/M_\odot$<br>$2 \cdot 10^{11}$ | $M_{dyn}/L_B$ | $\mu_0$<br>$2 \cdot 10^{11}$<br>$M_\odot/\text{пк}^2$ | $K/K_0$ | NGC/<br>IC/<br>UGC/<br>WR | $M_B$  | $L_B/L_B^*$ | $M_{dyn}/M_\odot$<br>$2 \cdot 10^{11}$ | $M_{dyn}/L_B$ | $\mu_0$<br>$2 \cdot 10^{11}$<br>$M_\odot/\text{пк}^2$ | $K/K_0$ |
|---------------------------|--------|-------------|--|---------------|---|---------|---------------------------|--------|-------------|--|---------------|---|---------|
| N488                      | -22.52 | 2.56        | 2.76                                   | 3.20          | 8.1   | 9422    | N4682                     | -20.85 | 0.54        | 0.63                                   | 2.47          | 8.7   | 457     |
| N753                      | -22.60 | 1.00        | 1.10                                   | 3.50          | 8.3   | 1442    | N4800                     | -20.00 | 0.04        | 0.04                                   | 4.48          | 7.5   | 79      |
| N1035                     | -19.69 | 0.12        | 0.16                                   | 4.13          | 9.6   | 36      | N5033                     | -21.30 | 3.41        | 3.37                                   | 3.13          | 7.4   | 8492    |
| N1085                     | -22.55 | 2.37        | 2.41                                   | 3.24          | 7.1   | 7382    | N5055                     | -21.55 | 0.82        | 0.92                                   | 3.56          | 8.4   | 1086    |
| N1300                     | -21.47 | 1.00        | 1.10                                   | 3.50          | 8.3   | 1430    | N5290                     | -21.51 | 0.72        | 0.81                                   | 3.60          | 8.5   | 920     |
| N1325                     | -20.87 | 0.77        | 0.67                                   | 3.58          | 6.6   | 546     | N5371                     | -22.60 | 2.46        | 2.51                                   | 3.23          | 7.7   | 5975    |
| N1417                     | -22.28 | 1.55        | 1.61                                   | 3.37          | 8.2   | 3380    | N5383                     | -22.50 | 0.85        | 0.95                                   | 3.45          | 8.4   | 237     |
| N1421                     | -20.80 | 1.63        | 1.72                                   | 3.35          | 8.0   | 2277    | N5426                     | -21.24 | 0.94        | 1.04                                   | 3.52          | 8.3   | 1029    |
| N1620                     | -21.90 | 1.87        | 1.96                                   | 3.31          | 7.9   | 3480    | N5673                     | -20.50 | 0.29        | 0.35                                   | 3.88          | 9.1   | 130     |
| N2336                     | -22.50 | 5.91        | 5.61                                   | 2.96          | 7.2   | 21942   | N5905                     | -21.84 | 6.44        | 6.06                                   | 2.93          | 7.1   | 22607   |
| N2708                     | -20.60 | 0.44        | 0.52                                   | 3.75          | 9.0   | 407     | N5908                     | -22.00 | 2.05        | 2.13                                   | 3.28          | 7.8   | 6783    |
| N2715                     | -21.21 | 1.87        | 1.96                                   | 3.31          | 7.9   | 2275    | N7083                     | -22.40 | 3.41        | 3.37                                   | 3.13          | 7.4   | 8761    |
| N2742                     | -20.54 | 0.34        | 0.41                                   | 3.83          | 9.0   | 216     | N7171                     | -21.25 | 1.30        | 1.40                                   | 3.42          | 8.1   | 2135    |
| N2815                     | -22.00 | 2.00        | 2.08                                   | 3.29          | 7.8   | 5199    | N7331                     | -22.40 | 2.66        | 2.71                                   | 3.20          | 7.7   | 6238    |
| N2997                     | -21.19 | 1.03        | 1.13                                   | 3.49          | 8.3   | 1193    | N7531                     | -21.14 | 0.34        | 0.41                                   | 3.83          | 9.0   | 280     |
| N2998                     | -22.00 | 1.63        | 1.72                                   | 3.35          | 8.0   | 2939    | N7537                     | -21.23 | 0.32        | 0.39                                   | 3.84          | 9.1   | 199     |
| N3054                     | -21.63 | 0.69        | 0.79                                   | 3.61          | 8.6   | 868     | N7591                     | -21.21 | 0.97        | 1.07                                   | 3.51          | 8.3   | 1335    |
| N3145                     | -22.58 | 2.97        | 2.98                                   | 3.17          | 7.6   | 8746    | N7606                     | -22.54 | 1.59        | 1.69                                   | 3.36          | 8.0   | 3860    |
| N3198                     | -20.60 | 0.44        | 0.59                                   | 3.75          | 9.0   | 315     | N7631                     | -21.17 | 0.74        | 0.84                                   | 3.59          | 8.6   | 819     |
| N3200                     | -22.87 | 5.18        | 4.71                                   | 3.00          | 6.8   | 1830    | N7664                     | -21.60 | 0.29        | 0.35                                   | 3.88          | 9.1   | 224     |
| N3223                     | -22.64 | 3.18        | 3.18                                   | 3.15          | 7.5   | 9298    | N7723                     | -21.57 | 0.54        | 0.63                                   | 3.68          | 8.7   | 638     |
| N3672                     | -21.75 | 0.91        | 0.99                                   | 3.53          | 8.2   | 1114    | 1467                      | -20.55 | 0.52        | 0.61                                   | 3.70          | 8.8   | 353     |
| N3963                     | -22.37 | 1.30        | 1.39                                   | 3.42          | 8.1   | 1783    | U807                      | -21.80 | 3.18        | 3.18                                   | 3.15          | 7.5   | 7783    |
| N3992                     | -21.70 | 1.83        | 1.92                                   | 3.32          | 7.9   | 4345    | U2259                     | -17.50 | 0.06        | 0.72                                   | 4.35          | 8.9   | 67      |
| N4062                     | -19.50 | 0.40        | 0.47                                   | 3.78          | 8.9   | 247     | U4375                     | -20.02 | 0.26        | 0.32                                   | 3.91          | 9.4   | 179     |
| N4254                     | -21.51 | 0.46        | 0.54                                   | 3.73          | 8.9   | 396     | U11810                    | -21.10 | 1.83        | 1.92                                   | 3.32          | 7.9   | 2783    |
| N4321                     | -21.53 | 1.13        | 1.22                                   | 3.46          | 8.2   | 1621    | U12417                    | -20.05 | 0.29        | 0.35                                   | 3.88          | 9.1   | 118     |
| N4565                     | -23.20 | 4.12        | 4.04                                   | 3.07          | 7.4   | 13545   | U12810                    | -22.40 | 2.97        | 2.97                                   | 3.26          | 7.5   | 6994    |
| N4605                     | -18.59 | 0.02        | 0.03                                   | 4.64          | 9.6   | 2       | WR66                      | -20.77 | 1.51        | 1.60                                   | 3.37          | 8.0   | 2048    |

составляет:  $4 \geq M_{dyn}/L_B \geq 3$ , что подтверждает вывод авторов [2,3], что галактики низкой светимости богаче темной материей в сравнении с галактиками высокой светимости.

Полученный вывод основывался на выборке спиральных галактик в [3], отобранных в широком диапазоне лучевых скоростей: 500-6000 км/с и экваториальных координат вне области Местной системы галактик. Для этих галактик скорости вращения определялись либо на основе спектров галактик, полученных с длинной щелью, либо по профилю линии 21 см путем вычисления  $V_r = w_{50}/2\sin i$ .

Отмеченный эффект интересно было проверить на выборке спиральных галактик в узком диапазоне координат и лучевых скоростей. С этой целью в Абастуманском Сводном Каталоге Галактик (MerCG) [7] нами были отобраны спиральные галактики по 3-D координатам: ( $\alpha$ ,  $\delta$  и  $V$ ) ярче  $15^m.5$  по оценкам Цвикки в области, ограниченной скоплениями Coma и A1367. Звездные величины  $B_r$  и ширина профиля линии водорода  $w_{20}$  для вычисления скоростей вращения с помощью  $V_r = w_{20}/2\sin i$  были заимствованы из каталога RCG3 Вокулера и др. [8].

На рис.1a приводится график зависимости  $\log V_r = f(M_B)$  для 58 спиральных галактик из списка, приведенного в [3], а на рис.1b - для

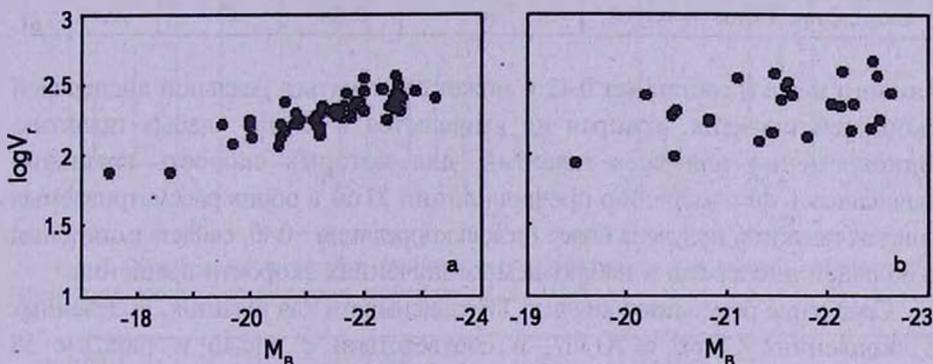


Рис.1. Зависимость скорости вращения от абсолютной величины для: а) 58 спиральных галактик из [2,3], б) спиральных галактик в скоплениях Coma и A1367.

спиральных галактик в скоплениях Coma и A1367. Одновременно в табл.2 приведены параметры зависимости Талли-Фишер (TF) [9]:  $\log V_r = aM_B + b$ , где  $a$  - наклон,  $b$  - разброс и  $R$  - коэффициент корреляции для:

- 1) 58 спиральных галактик из [3],
- 2) спиральных галактик слабее  $-21^m.5$  из [3],
- 3) спиральных галактик ярче  $-21^m.5$  из [3],
- 4) спиральных галактик со значениями  $V_r = w_{50}/2\sin i$  [3],
- 5) спиральных галактик со значениями  $V_r = w_{20}/2\sin i$  [3],
- 6) спиральных галактик в скоплении Coma,

- 7) спиральных галактик в скоплении A1367,  
 8) спиральных галактик в скоплениях Coma и A1367.

Согласно табл.2 и рис. 1а наибольшая корреляция между светимостью и скоростью вращения галактик отмечена для всех 58 галактик из списка [2,3] и составляет 0.83 и вероятнее всего связана с использованием надежных кривых вращения для примерно половины галактик из приводимого списка. В то же время для галактик ярче  $-21^m.5$  из этого же списка корреляция

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ ТАЛЛИ-ФИШЕР  $\log V_r = aM_B + b$  ДЛЯ  
 РАССМАТРИВАЕМЫХ ВЫБОРОК ГАЛАКТИК

| Выборки галактик                   | Число галактик | $a$   | $b$   | $R$  |
|------------------------------------|----------------|-------|-------|------|
| Галактики из списка                |                |       |       |      |
| Персик-Саллуци [3]                 | 58             | -0.10 | 0.09  | 0.83 |
| $M_B \leq -21^m.5$ [3]             | 27             | -0.10 | 0.09  | 0.78 |
| $M_B \geq -21^m.5$ [3]             | 31             | -0.07 | 0.82  | 0.42 |
| $\log V_r = w_{50} / 2 \sin i$ [3] | 28             | -0.05 | 1.34  | 0.38 |
| $\log V_r = w_{20} / 2 \sin i$ [3] | 26             | -0.06 | 1.12  | 0.40 |
| Скопление Coma                     | 13             | -0.07 | 0.71  | 0.42 |
| Скопление A1367                    | 13             | -0.13 | -0.43 | 0.46 |
| Скопления Coma и A1367             | 26             | -0.10 | 0.21  | 0.44 |

намного ниже и составляет 0.42 и может объясняться реальной дисперсией скоростей галактик, которая не выявляется в случае слабых галактик. Одновременно для всех галактик, для которых скорость вращения вычислялась по измерению профиля линии 21 см в обоих рассматриваемых списках галактик, получена более низкая корреляция  $\sim 0.40$ , свидетельствующая о большей дисперсии в наблюдаемых значениях скорости вращения.

Сравнение результатов анализа TF зависимости для галактик, выделенных в скоплениях Coma и A1367, в соответствии с рис.1б и табл.2 с 58 галактиками из списка [3] показывает близкие значения коэффициента  $a$ , который характеризует наклон в TF зависимости и объясняется использованием во всех рассматриваемых выборках  $V_r$  величин из RCG3. С другой стороны, значительное расхождение в оценке коэффициента  $b$  для отобранных нами спиральных галактик в большинстве рассматриваемых выборок, выраженное в большем разбросе точек на графике, свидетельствует о реальной дисперсии скоростей вращения, основанных на измерении профиля линии 21 см и приводимых в каталогах и связаны с отсутствием более точных спектральных наблюдений галактик.

Для спиральных галактик в выделенных нами подскоплениях и в поле скопления Coma, согласно Когошвили и др. [10], были вычислены отношения массы к светимости  $M_{dyn}/L_B$  в интервале величин  $-19^m \geq M_B \geq -23^m$  с

использованием зависимости (11) на основе обработки данных MerCG.

Гистограммы частотного распределения галактик по абсолютной величине  $M_B$  (рис.2) и по отношению массы к светимости  $M_{dyn}/L_B$  (рис.3) приведены для:

N1) спиральных галактик, выделенных нами в двух центральных подскоплениях вокруг NGC 4889, NGC 4874 и в SW сгущении галактик вокруг NGC 4839 в скоплении Coma с общим числом  $n=41$ , для которых  $M_B$  вычислялись с использованием  $B_T$  величин из RCG3 каталога,

N2) спиральных галактик в поле скопления Coma, для которых  $M_B$  вычислялись с использованием  $B_T$  величин из RCG3 с общим числом  $n=14$ ,

N3) спиральных галактик с общим числом  $n=21$  в поле скопления Coma, имеющих только звездные величины Цвикки в каталоге MerCG и для которых  $M$  вычислялось по оценкам  $B_T$  на основе сравнения звездных величин по данным двух каталогов: MerCG и RCG3.

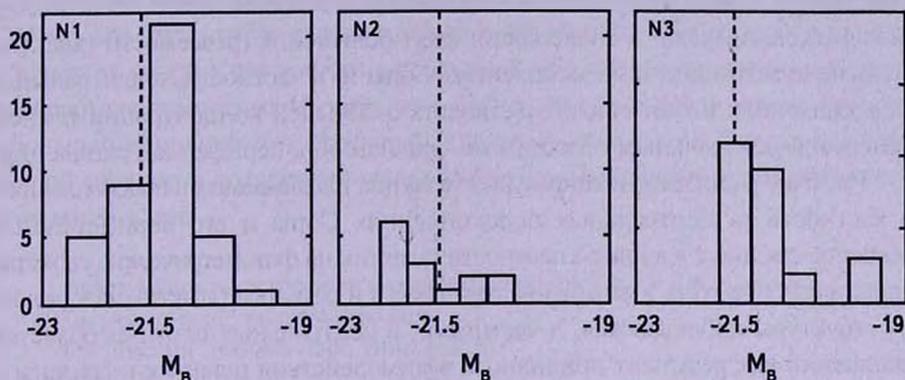


Рис.2. Гистограмма частотного распределения галактик по абсолютной величине  $M_B$ . Штриховая линия соответствует значению  $M_B = -21^m.5$ .

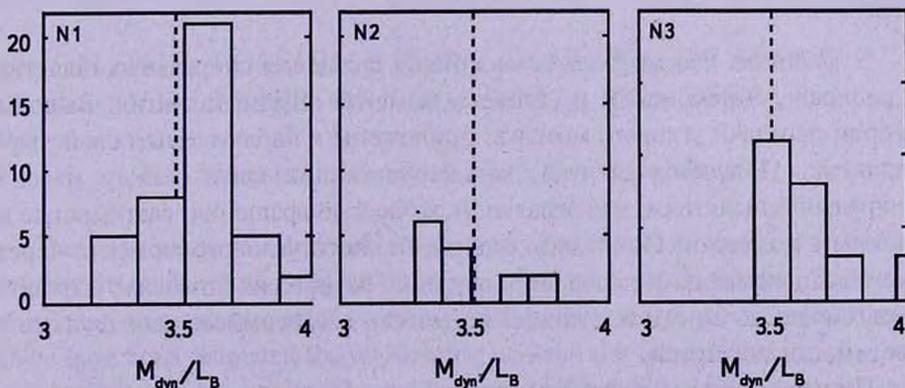


Рис.3. Гистограмма частотного распределения галактик по отношению массы к светимости  $M_{dyn}/L_B$ . Штриховая линия соответствует значению  $M_{dyn}/L_B = 3.5$ .

4. *Обсуждение результатов.* Большинство спиральных галактик, выделенных в подскоплениях Coma, являются галактиками меньшей, чем  $M_B = -21^m.5$  светимости (рис.2, N1), а подсчет отношения массы к светимости  $M_{dyn}/L_B$  для них находится в пределах 3.5-4.0 (рис.3, N1). В то же время, спиральные галактики поля скопления Coma со значениями  $M_B$ , вычисленными по  $B_T$  величинам из RCG3, являются в большинстве случаев галактиками большей светимости с  $M_B$  ярче, чем  $-21^m.5$  (рис.2, N2) и показывают превышение в числе галактик с меньшим отношением массы к светимости в пределах: 3.0-3.5 (рис.3, N2). Однако учет менее надежных оценок  $M_B$  для 21 галактики поля скопления Coma (рис.2, N3) позволяет отметить некоторый перевес в числе галактик с меньшей светимостью (рис.3, N3).

Наблюдение значительного числа спиральных галактик меньшей светимости с  $M_B$  слабее, чем  $-21^m.5$  и отношением массы к светимости в пределах 3.5-4.0 в скоплении Coma позволяет предположить, что в этих галактиках содержится больше фракции темной материи в сравнении с галактиками большей светимости. В то же время факт большей встречаемости галактик меньшей светимости в подскоплениях Coma и, в частности, в центральных подскоплениях может свидетельствовать о большей концентрации темной материи к центральным областям по сравнению с периферией скопления.

Различие в светимости спиральных галактик, наблюдаемых в подскоплениях, в частности, в центральных подскоплениях Coma и его периферийных областях, связано с влиянием плотности галактик на фотометрические свойства спиральных галактик. Уменьшение светимости и размеров галактик, искажение их структуры наблюдаются, в частности, в центральных плотных областях скоплений как результат приливного взаимодействия галактик и связаны с потерей газа и звезд из гало галактик. В то же время галактики в областях с низкой плотностью не показывают чаще всего следов приливного взаимодействия.

5. *Выводы.* Рассмотрена связь кривых вращения спиральных галактик с распределением массы и углового момента внутри галактик. Выводы теории передачи углового момента приложены к наблюдаемым свойствам галактик. Получены оценки, характеризующие связь между массой спиральной галактики, максимальной скоростью вращения, светимостью и угловым моментом. Приведена оценка полного углового момента через светимость галактик. Условие центробежного равновесия позволило выразить динамическую массу и отношение массы к светимости как функцию светимости галактики.

По измеренным значениям диаметров галактик был определен радиус  $R_D = R_{opt}/3.2$ , где возможна максимальная концентрация темной и светлой материи. По вычисленной абсолютной величине и радиусу  $R_D$  галактики

определялось отношение  $L_B/L_B^*$ . С учетом условия центробежного равновесия  $M_{dyn} = G^{-1}V^2R$  отношение массы к светимости было выражено в функции светимости.

Для 58 галактик из [3] с надежной  $B_T$  фотометрией и кривыми вращения вычислены значения:  $L_B/L_B^*$ ,  $M_{dyn}/M_\odot$ ,  $M_{dyn}/L_B$ ,  $\mu_0$  и  $K/K_0$ , на основе которых подтвержден вывод, что галактики меньшей светимости характеризуются большим значением отношения массы к светимости, что может свидетельствовать о большем вкладе темной материи в их массу.

Для спиральных галактик, отмеченных нами в подскоплениях и поле скопления Coma в интервале величин  $-19^m \geq M_B \geq -23^m$ , были подсчитаны отношения  $M_{dyn}/L_B$  по вычисленным абсолютным величинам галактик на основе  $B_T$  величин.

Большинство спиральных галактик в подскоплениях, выделенных вокруг галактик NGC 4889, NGC 4874 и NGC 4839 в скоплении Coma, являются галактиками меньшей светимости с абсолютной величиной  $M_B$  слабее, чем  $-21^m.5$ . Эти галактики соответственно показывают большие значения отношения массы к светимости в пределах 3.5-4.0 в сравнении с галактиками большей светимости с  $M_B$  ярче, чем  $-21^m.5$ , что позволяет предположить о большей концентрации спиральных галактик с большей фракцией в них темной материи в подскоплениях в сравнении с периферийными областями скопления Coma.

<sup>1</sup> Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Грузия, e-mail: nmnt@yahoo.com

<sup>2</sup> Грузинский технический университет

## ON THE POSSIBLE DARK MATTER IN SPIRAL GALAXIES OF THE COMA CLUSTER

N.G.Kogoshvili<sup>1</sup>, G.A.Malasidze<sup>2</sup>, T.M.Borchkhadze<sup>1</sup>

The correlation of rotational curves with distribution of mass and angular momentum inside galaxies was studied for spiral galaxies. Conclusions of the theory of angular momentum transfer were applied to observed properties of galaxies. There have been estimated the relationship between the dynamical mass of spiral galaxies and their luminosity. The majority of spiral galaxies in subclusters around NGC 4889, NGC 4874 and NGC 4839 in the Coma cluster appeared to be galaxies of low luminosity with  $M_B$  fainter than  $-21^m.5$ . These galaxies represent

the increased values of mass-to-luminosity ratio compared to high luminosity galaxies with  $M_b$  brighter than  $-21^m.5$ , that made it possible to conclude that spiral galaxies inside Coma subclusters include more fraction of dark matter.

Key words: *galaxies:dynamical mass:Coma cluster - dark matter*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *V.C.Rubin, D.Burstein, W.K.Jr.Ford, N.Thonnard*, *Astrophys. J.*, **289**, 81, 1985.
2. *M.Persic, P.Salucci*, *Astrophys. J.*, **355**, 44, 1990.
3. *M.Persic, P.Salucci*, *Astrophys. J.*, **368**, 60, 1991.
4. *A.Toomre*, *Astrophys. J.*, **385**, 138, 1963.
5. *M.Mestel*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **126**, 553, 1963.
6. *В.А.Антонов, О.А.Железняк*, *Астрон. ж.*, **65**, 461, 1988.
7. *Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе*, *Абастум. астрофиз. обсерв. Бюлл.*, **77**, 2004.
8. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin et al.*, *The Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Springer-Verlag, 1991.
9. *R.B.Tully, J.R.Fisher*, *Astr. Ap.*, **54**, 661, 1977.
10. *Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе, А.Т.Каллоглян*, *Астрофизика*, **48**, 515, 2005.

ИТОГИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS

П.К.СИНАМЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 30 апреля 2008

Принята к печати 12 ноября 2008

Приводятся результаты спектральных наблюдений 10 голубых звездных объектов FBS на телескопах ОНР-1.93м и БАО-2.6м, а также общие итоги всех спектральных наблюдений и классификации FBS BSO в течение 1987-2000гг. и классификации этих объектов из всех доступных источников, всего для 753 объектов из 1103. Приводятся и обсуждаются примерные щелевые спектры для основных типов объектов в сопоставлении с оцифрованными низкодисперсионными спектрами из DFBS. По итогам спектральных исследований рассматривается природа объектов FBS. Построены двухцветные диаграммы по данным SDSS, что позволило найти области, занимаемые разными типами для дальнейшего выяснения неизвестных по природе объектов.

Ключевые слова: *звездные объекты:спектры:классификация*

1. *Введение.* Основной целью обзоров голубых звездных объектов является составление полной выборки квазаров, белых карликов, катаклизмических переменных и других интересных типов объектов и их дальнейшее исследование. Одной из таких работ является Первый Бюраканский Обзор (FBS, [1]), и в частности, его вторая часть [2]. Для 1103 отобранных FBS голубых звездных объектов (BSO) опубликован электронный каталог в CDS [3], в работе [4] приведен обзор исследований по FBS BSO, а в работе [5] приведены точные координаты объектов, что позволило провести точные кросс-идентификации с известными каталогами и подготовить новый переработанный и дополненный многоволновой каталог FBS BSO [6].

Для значительной части объектов, отобранных в этом обзоре, начиная с 1987г., были проведены спектральные наблюдения с целью классификации и определения их физических свойств [7-13]. Однако большая часть этого богатого наблюдательного материала, полученного в течение 5 лет на 2.6-м телескопе БАО с помощью спектрографа UAGS [14] в 1987-1991гг., оставалась необработанной до недавнего времени и лишь с появлением мощных профессиональных сканеров стало возможным его оцифрование и обработка (более 650 щелевых спектров голубых звездных объектов трех полос FBS с центральными склонениями  $\delta = +43^\circ$ ,  $+39^\circ$  и  $+35^\circ$ ). Эти спектры опубликованы в [11-13]. Последние наблюдения FBS BSO проводились в 1997-2000гг. уже с помощью CCD на 1.93-м телескопе

обсерватории Верхнего Прованса (ОНР, Франция) с помощью спектрографа CARELEC [15] и на 2.6-м телескопе БАО с помощью спектральной камеры ВууFOSC [16]. Так как эти последние наблюдения проводились с целью поиска новых ярких квазаров [8,9], спектры выявленных звезд не классифицировались и не публиковались.

В данной работе приводятся данные для 10 звезд FBS с  $\delta \geq +61^\circ$  по спектральным наблюдениям 1997-1999гг., чем завершается цикл спектральных исследований FBS BSO, и итоги всех спектральных наблюдений в 1987-2000гг. По итогам всех наблюдений проанализированы возможности низкодисперсионного спектрального материала FBS в плане отбора и опознавания различных типов объектов. Проведены повсеместный анализ полученных данных и оценка состава и эффективности обзора FBS.

2. *Общие итоги спектральных наблюдений FBS BSO.* В табл.1 приведен список 10 голубых звездных объектов FBS в полосах с  $\delta \geq +61^\circ$ , которые наблюдались в 1997-1999гг. В последовательных столбцах приведены: 1 - номер FBS, 2 - обозначение FBS, 3 - низкодисперсионный спектральный (low-dispersion spectrum, LDS) тип, 4 - звездная величина

Таблица 1

## СПИСОК 10 FBS BSO НАБЛЮДАВШИХСЯ В 1997-1999гг.

| FBS № | FBS название | LDS тип | <i>B</i> | <i>B-V</i> | Аппаратура | Дата набл. | Эксп. с | FWOI Å | FWHM Å | Спектр класс |
|-------|--------------|---------|----------|------------|------------|------------|---------|--------|--------|--------------|
| 760   | 0632+663     | N3e:    | 16.38    | 0.93       | CARELEC    | 28.10.1997 | 900     | 86.2   | 28.1   | sdB          |
| 854   | 1755+663     | N2      | 16.34    | 0.54       | CARELEC    | 26.05.1998 | 1200    | 99.8   | 18.7   | F0           |
| 876   | 0929+733     | B3:     | 16.82    | 0.39       | ВууFOSC    | 25.11.1998 | 2400    | 92.3   | 24.1   | sdOD         |
| 878   | 0944+713     | B3e:    | 17.62    | -0.55      | CARELEC    | 14.01.1999 | 1200    | 102.0  | 28.4   | DA:          |
| 942   | 0421+740     | B1      | 14.90    |            | CARELEC    | 28.10.1997 | 1200    | 72.8   | 20.6   | sdB          |
| 1021  | 1452+762     | N2e     | 16.30    | 0.59       | CARELEC    | 25.05.1998 | 1200    | 104.6  | 19.4   | sdB          |
| 1022  | 1500+752     | B2a     | 16.97    |            | CARELEC    | 25.05.1998 | 1200    | 55.2   | 22.8   | DA:          |
| 1055  | 0744+818     | B1e     | 16.44    | 0.29       | CARELEC    | 14.01.1999 | 1200    | 55.5   | 19.8   | sdB:         |
| 1068  | 1049+803     | N1e     | 16.98    | 0.63       | ВууFOSC    | 25.11.1998 | 1200    | 63.1   | 12.6   | sdF:         |
| 1080  | 1401+865     | N1e:    | 16.64    | 1.27       | CARELEC    | 25.05.1998 | 1200    |        |        | DZ           |

*B* и *B-V* - показатель цвета *B-V* согласно суммарной фотометрии MAPS [17] и USNO-B1.0 [18], 6 - наблюдательная аппаратура, 7 - дата наблюдений, 8 - длительность экспозиции в секундах, 9 - средняя ширина линий на нулевой интенсивности (FWOI), 10 - средняя полуширина FWHM для бальмеровских линий в ангстремах и 11 - спектральный класс объектов.

Классификация проводилась по схеме, приведенной в [19], а подтипы белых карликов взяты по аналогии с [20]. Для разделения WD, sd и HBB, как и в предыдущих работах, приняты следующие пределы для FWOI и FWHM бальмеровских линий: для WD  $FWOI > 50 \text{ \AA}$  и/или  $FWHM > 25 \text{ \AA}$ ; для sd  $25 \text{ \AA} < FWOI < 50 \text{ \AA}$  и/или  $10 \text{ \AA} < FWHM < 25 \text{ \AA}$  и для HBB

$FWOI < 25A$  и/или  $FWHM < 10A$ . Также учтена величина бальмеровского скачка для разделения между sd и HBB.

В общей сложности по программе спектральных исследований FBS BSOs проведено 120 ночей наблюдений, включая 111 ночей на 2.6-м телескопе БАО со спектрографом UAGS (1987-1991), 4 ночи на 1.93-м телескопе ОНР с CARELEC и 5 ночей на 2.6-м телескопе БАО с VuFOSC. Статистика наблюдений приводится в табл.2, где в последовательных столбцах дано количество наблюдаемых объектов и полученных спектров для разных полос FBS для фотографических (в 1987-1991гг.) и CCD (в 1997-2000гг.) спектров БАО и ОНР в отдельности. Всего было наблюденно и классифицировано 485 спектров для 406 объектов, причем некоторые объекты имели опубликованные спектральные классы, однако после нашей классификации они пересмотрены.

Таблица 2

### СТАТИСТИКА ВСЕХ НАБЛЮДЕНИЙ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS

| Полоса FBS | БАО-2.6<br>1987-1991гг. |         | ОНР-1.93<br>1997-1999гг. |         | БАО-2.6<br>1998-2000гг. |         | Всего*  |         |
|------------|-------------------------|---------|--------------------------|---------|-------------------------|---------|---------|---------|
|            | объекты                 | спектры | объекты                  | спектры | объекты                 | спектры | объекты | спектры |
| +35        | 126                     | 139     | 6                        | 7       | 0                       | 0       | 127     | 146     |
| +39        | 130                     | 151     | 3                        | 3       | 1                       | 2       | 131     | 156     |
| +43        | 134                     | 158     | 11                       | 11      | 2                       | 2       | 136     | 171     |
| +63+ +86   | -                       | -       | 9                        | 9       | 3                       | 3       | 12      | 12      |
| Всего      | 390                     | 448     | 29                       | 30      | 6                       | 7       | 406     | 485     |

\* Некоторые объекты наблюдались как фотографическим, так и цифровым методами, поэтому суммарное количество отличается от суммы цифр, приведенных в отдельных столбцах.

Для разработки принципов классификации наших спектров и для уточнения классов некоторых объектов, наблюдались также некоторые объекты с известной классификацией, которые также включены в числа, приведенные в табл.2.

Выявлены новые белые карлики, горячие субкарлики, звезды HBB, катаклизмические переменные, планетарные туманности, а также внегалактические объекты: квазары и голубые галактики.

3. *Основные результаты классификации FBS BSO.* Результаты спектральных наблюдений и классификации FBS BSO нами опубликованы в [7-13], а также в первой части данной работы. Однако, наряду с нашими наблюдениями, объекты выборки FBS исследовались и в других работах. В частности, большое количество объектов (277) пересекается с PG каталогом [19], где приведены их спектральные типы (133 sd, 89 WD, 14 CV, 23 AGN и др.). В обзоре HQS [27] имеется 24 FBS объекта (4 AGN и 20 звезд).

С появлением SDSS [22] стали известны или подтвердились спектральные классы еще для 120 объектов FBS, включая 39 AGN, 2 CV, 31 WD, 42 sd и др. (следует заметить, что спектральные классы для звезд в SDSS не приведены, и классификация проводилась нами по вышеуказанным критериям). Проводились также кросс-отождествления FBS BSO с базами данных SIMBAD и NED, а также с каталогами AGN [23], PNN [24], CV [25] и WD [26] (так как ряд этих объектов отсутствует в SIMBAD и NED).

Таким образом, кроме 406 объектов, классифицированных по нашим работам, дополнительно имеется 347 FBS BSO с известными спектральными классами. В общей сложности классифицировано 753 из 1103 голубых звездных объектов FBS (68.3%).

Таблица 3

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ FBS BSO ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ТИПАМ

| Спектральный тип | Полоса $\delta = +35^\circ$ | Полоса $\delta = +39^\circ$ | Полоса $\delta = +43^\circ$ | Полоса $\delta = +63^\circ + +86^\circ$ | Всего | %     |
|------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|---|-------|-------|
| Star*            |                             | 3                           | 7                           | 5                                       | 15    | 2.0   |
| HBB/NHB          | 9                           | 9                           | 12                          | 2                                       | 32    | 4.2   |
| Sd               | 77                          | 115                         | 119                         | 60                                      | 371   | 49.3  |
| WD               | 40                          | 41                          | 41                          | 95                                      | 217   | 28.8  |
| CV               | 8                           | 3                           | 8                           | 19                                      | 38    | 5.0   |
| PNN              |                             | 2                           | 1                           | 2                                       | 5     | 0.7   |
| AGN**            | 11                          | 10                          | 14                          | 19                                      | 54    | 7.2   |
| Gal              | 2                           | 5                           | 2                           | 5                                       | 14    | 1.9   |
| cont/nonstellar  | 2                           | 3                           | 1                           | 1                                       | 7     | 0.9   |
| Всего известных  | 149                         | 191                         | 205                         | 208                                     | 753   | 100.0 |
| Неизвестные      | 61                          | 20                          | 28                          | 241                                     | 350   |       |
| Всего            | 210                         | 211                         | 233                         | 449                                     | 1103  |       |

\* содержит звезды Главной последовательности типов AFG.

\*\* содержит QSO, Sy и III.

В табл.3 приводится распределение FBS BSO по спектральным типам и по полосам  $\delta = +35^\circ$ ,  $+39^\circ$ ,  $+43^\circ$  и  $+61^\circ + +86^\circ$ .

Как видно, наиболее большими населенными представлены субкарлики и белые карлики, которые вместе составляют 78.1% всех FBS BSO. Распределение, приведенное в табл. 3, довольно близко к составу объектов PG [19] с некоторым преимуществом в количестве наиболее интересных объектов (27.0% WD, 3.7% CV и 6.8% AGN в обзоре PG). Этот факт можно объяснить как преимуществом спектрального (FBS) отбора по сравнению с колориметрическим (PG), так и более глубоким пределом FBS по сравнению с PG (относительное число слабых квазаров больше).

4. *Природа голубых звездных объектов FBS.* После получения щелевых спектров и классификации звездообразных объектов FBS, а также

учитывая результаты спектральной классификации этих объектов другими авторами (в общей сложности примерно для 68% объектов всей выборки), выяснилось, что около 62% оказались звездами. Среди них наиболее многочисленными являются подвыборки горячих субкарликов sd (49.3% от общего числа классифицированных объектов) и белых карликов WD (28.8%).

Следует напомнить, что одной из основных целей отбора BSO являлся поиск ярких квазаров, в ходе которого в число кандидатов в квазары попадали и ряд объектов, не имеющих очевидного УФ-избытка, однако, показывающие пекулярное распределение энергии в спектре. Впоследствии (после получения щелевых спектров) некоторые из этих объектов классифицировались как звезды Главной последовательности типов F-G. Отсюда и наличие некоторых таких звезд в нашей выборке, что, строго говоря, является следствием неправильного отбора.

Голубые звездные объекты включают в себя целый ряд интересных объектов, что было выявлено еще в первом большом обзоре Паломара-Грина (PG, [19]): компактные (звездообразные) внегалактические объекты - квазары (QSO), лацертиды (BLL) и сейфертовские галактики (Sy), относительно редкие звезды Главной последовательности ранних O-B классов, звезды типа В горизонтальной ветви (HBB), горячие субкарлики (sd), белые карлики (WD), катаклизмические переменные (CV), центральные звезды (ядра) планетарных туманностей (PNN), а также другие пекулярные объекты. Наличие УФ-избытка у них имеет разное физическое объяснение, однако это общее наблюдаемое свойство позволяет открыть все эти классы в обзорах по поиску голубых звездных объектов (точнее, объектов с УФ-избытком). Все эти объекты важны для изучения происхождения и эволюции звезд и галактик.

Оцифровка пластинок обзора FBS и создание его оцифрованного варианта (DFBS - Digitized First Byurakan Survey, [21]) позволили проанализировать цифровые LDS спектры FBS BSO, имея их щелевые аналоги намного лучшего разрешения, и создать обратную связь между этими спектрами с целью дальнейшего более качественного и однородного отбора аналогичных объектов. Более того, при дальнейшем отборе будут уже исключены LDS спектры объектов, оказавшиеся неправильно отобранными, а также будут использованы смоделированные спектры для ряда других интересных типов объектов.

На рис.1 приведены примеры одномерных LDS спектров из DFBS (Интернет портал DFBS находится по адресу <http://byurakan.phys.uniroma1.it> и в ближайшем будущем будет доступен также по <http://arvo.sci.am/>) и соответствующие щелевые спектры для разных типов голубых звездных объектов FBS как по нашим фотографическим и CCD наблюдениям, так и по данным SDSS (Sloan Digital Sky Survey, [22]): квазара QSO, абсорбционной галактики Gal, планетарной туманности PN, катаклизмической переменной CV, белых карликов подклассов DA и DAB, субкарликов подклассов

sdB-O, sdB, sdOB, sdOA и sdA-F, звезд горизонтальной ветви HBB.

Ниже приведено описание спектров основных типов BSO и сравнительный анализ между LDS и щелевыми спектрами.

*Активные галактические ядра (AGN).* Имеют широкие эмиссионные линии и незвездное (плоское) распределение энергии, заметное также на низкодисперсионных спектрах. Однако при слабом спектре линии часто незаметны, а это распределение приближается к распределению обычных звезд, что приводит к отбору ряда ошибочных кандидатов в AGN. Граница между QSO и Sy определяется по абсолютной звездной величине: объекты ярче  $-23^m$  причисляются к квазарам, а слабее - к Sy1. Среди активных галактик также встречаются HII, активность которых, однако, не приписывается к ядру. Согласно каталогу AGN [23], в числе FBS BSO имеются 54 активные галактики. Их красные смещения занимают диапазон 0.015-2.726, что дает понятие о возможности отбора AGN по FBS LDS в этих пределах (объекты с большими  $z$  уже не имеют УФ-избытка).

*Галактики (Gal).* В число FBS BSO попали несколько галактик, по видимому пропущенные в обзоре Маркаряна. Спектральные наблюдения показывают, что они, в основном, являются абсорбционными галактиками. На LDS выделяются наличием УФ-избытка.

*Ядра планетарных туманностей (PNN).* Планетарные туманности в FBS выделяются их типичным эмиссионным спектром, а их ядра, как правило являющиеся белыми карликами или субкарликами ранних спектральных классов, по УФ-избытку. Многие слабые PN теряются на фоне яркого неба, поэтому их выявление по их ядрам является эффективным методом их обнаружения. Согласно каталогу PN [24], в числе FBS BSO имеется 5 планетарных туманностей.

*Катаклизмические переменные (CV).* Имеют узкие эмиссионные линии бальмеровской серии, а часто и гелия HeI, и HeII. Выделяется также полоса Боуэна на 4640 Å. Однако из-за малых значений эквивалентных ширин этих линий (например, по сравнению с линиями квазаров), на LDS крайне трудно их заметить, в том числе на оцифрованных спектрах (рис.1). С другой стороны, спектры CV не имеют такого значительного УФ-избытка, как например sd или WD, и в итоге отбор кандидатов в CV становится практически невозможным. Таким образом, CV среди FBS BSO найдены среди ничем не выделяющихся объектов, т.е. практически случайно. Согласно последнему каталогу CV [25], в число FBS BSO входит 38 катаклизмических переменных. Среди них выделяются подтипы карликовых новых (DN) и новоподобных переменных (NL) и один объект подтипа DQ Her.

*Белые карлики (WD).* Имеют широкие бальмеровские и некоторые другие линии поглощения (HeI, HeII, линии металлов у объектов сравнительно поздних подклассов). Как правило, эти линии (в основном бальме-

ровские) легко заметны на FBS LDS, что облегчает их отбор даже в случае умеренного УФ-избытка (рис.1). Согласно каталогу WD [26], в составе FBS BSO имеется 217 белых карликов. Среди них встречаются подклассы DO, DOB, DB, DAB, DA, DAZ, DZ (с подклассами), DQ, и DC. Основную часть (85%) составляют DA карлики. Наряду с тем, что WD имеют высокую плотность вещества ( $10^5$ - $10^6$  г/см<sup>3</sup>) и содержат вырожденный газ, некоторые из них показывают переменность (карлики типа ZZ Ceti), а другие имеют сильные магнитные поля (магнитные белые карлики), что ставит этот класс в ряд самых интересных объектов с точки зрения физики и эволюции звезд. Создание и исследование подвыборки FBS WD представляет большой интерес, так как отбор по низкодисперсионным спектрам можно осуществить как по УФ-избытку, так и по широким абсорбционным линиям.

*Горячие субкарлики (sd).* Имеют бальмеровские и некоторые другие линии поглощения средней ширины (см. выше), которые в некоторых случаях (при больших значениях эквивалентной ширины) заметны также на FBS LDS. Наряду с некоторыми, WD являются самыми горячими звездами и обычно имеют максимальный УФ-избыток, что ставит эти объекты в ряд самых легко выделяемых объектов на наших пластинках. Учитывая большой процент sd среди FBS BSO (49%), при отсутствии других характерных особенностей (типичных для AGN, PNN или WD), объект с большой вероятностью оказывается субкарликом. Встречаются sd типов sdOA, sdOB, sdOC, sdOD, sdO, sdB-O, sdB, sdA, sdA-F. Типом sd обозначены объекты с неуверенной классификацией.

*Звезды типа В горизонтальной ветви (HBB).* Имеют бальмеровские линии поглощения меньшей ширины (см. выше). Характерной особенностью является резкий бальмеровский скачок, который использовался как дополнительный критерий для разделения классов sdB и HBB. Наряду с HBB, используется также тип NHB, который обозначает промежуточные объекты между HBB и звездами Главной последовательности. Понятно, что как в случае разделения между WD и sd, так и между sd и HBB, также имеется ряд промежуточных объектов, классификация которых в некоторой степени условна.

*Звезды Главной последовательности ранних OB классов.* Имеют узкие бальмеровские линии поглощения и линии гелия HeI и HeII. Как известно, эти объекты довольно редки по сравнению со звездами промежуточных и поздних классов AFGKM, что позволило отобрать сравнительно большое количество WD, sd и HBB с помощью УФ-избытка.

Среди голубых звездных объектов встречается также ряд других интересных типов, таких как двойные (Bin), красные карлики в стадии вспышечной активности (Me) и т.п.

Наличие 510 объектов FBS в обзоре SDSS [22] и высокоточных

звездных величин в пяти фотометрических полосах  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$  и  $z$  позволяет построить двухцветные диаграммы для FBS BSO и исследовать неизвестные по своей природе объекты по их распределению. На рис.2 приведены такие диаграммы, построенные по цветам  $u-g/g-r$  и  $g-r/r-i$ .

Из 510 объектов 388 имеют известные спектральные классы (как по наблюдениям в SDSS, так и из всех возможных других источников).

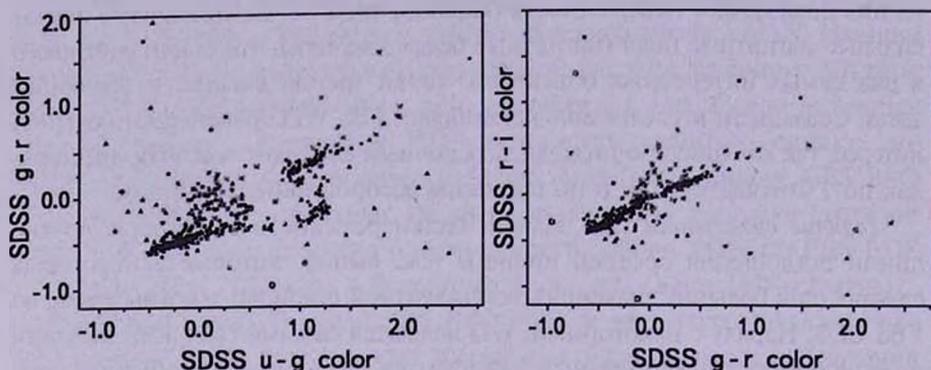


Рис.2. Распределение 510 FBS BSO на двухцветных диаграммах SDSS  $u-g/g-r$  и  $g-r/r-i$ . Символы обозначают: звездочки - внегалактические объекты (AGN и Gal), светлые кружки - PNN, звезды - CV, темные квадраты - WD, треугольники - sd, светлые квадраты - HBB, символы Земли - звезды Главной последовательности и темные кружки - неизвестные объекты.

Наиболее отчетливо выделяется скучивание AGN, которые явно разделяются от звезд (что и позволило провести спектральные наблюдения для отобранных таким образом кандидатов в квазары в SDSS). Для более наглядного разделения типов объектов в табл.4 приводятся средние и предельные значения показателей цвета для отдельных типов объектов.

Как видно из таблицы (а также из рис.2), сопоставление различных показателей цвета позволяет найти подходящие объекты. Объекты sd и WD занимают примерно одинаковые области по всем трем показателям цвета и их распределение подчиняется скорее всего температурной последовательности, т.е. объекты расположены справа налево по возрастанию температуры их

Таблица 4

#### СРЕДНИЕ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА SDSS ДЛЯ FBS BSO

| Объекты | $u-g$ |        |      | $g-r$ |        |      | $r-i$ |        |      |
|---------|-------|--------|------|-------|--------|------|-------|--------|------|
|         | min   | средн. | max  | min   | средн. | max  | min   | средн. | max  |
| AGN     | -0.22 | 0.27   | 1.38 | -0.22 | 0.10   | 1.08 | -0.24 | 0.14   | 0.70 |
| CV      | -2.23 | 0.05   | 1.12 | -0.50 | 0.09   | 2.03 | -4.01 | -0.65  | 0.13 |
| WD      | -0.56 | 0.11   | 2.47 | -2.28 | -0.32  | 1.73 | -1.21 | -0.23  | 1.70 |
| Sd      | -2.00 | 0.16   | 2.26 | -3.26 | -0.30  | 1.94 | -3.22 | -0.26  | 2.32 |
| HBB     | -0.34 | 0.63   | 3.30 | -2.31 | -0.65  | 0.49 | -1.34 | 0.11   | 1.50 |

поверхности. Однако остальные типы объектов имеют характерное распределение по крайней мере по одному из показателей цвета. Например, если по  $u-g$  CV не сильно отличаются от sd и WD, то их легко различить по  $g-r$  или по  $r-i$ . С другой стороны, по  $g-r$  CV близки к AGN, но зато они легко различимы по  $u-g$  и особенно по  $r-i$ . Звезды HBB также легко различимы по этим цветам.

Типичное (плоское) распределение энергии в спектрах AGN дает примерно одинаковые показатели цвета  $u-g$ ,  $g-r$  и  $r-i$  (за исключением тех отдельных случаев, когда эмиссионная линия попадает в одну из указанных полос и сильно меняет цвет данного объекта), тогда как у звезд эти показатели сильно меняются из-за градиента теплового распределения и места его максимума.

Таким образом, наряду с низкодисперсионными спектрами и многоволновыми данными, цветовые диаграммы являются дополнительным критерием для разбивания еще неизвестных по своей природе объектов на подгруппы вероятных кандидатов в QSO, CV, WD, sd, HBB и т.п.

**5. Заключение и дальнейшее исследование FBS BSO.** В данной работе приведены результаты спектральных наблюдений 10 FBS BSO и общие итоги спектрального исследования всех этих объектов. В общей сложности нами получено 485 спектров для 406 объектов, которые классифицировались согласно однородным критериям. Из других источников привлечены данные для еще 347 классифицированных объектов FBS. В результате классифицированы 753 FBS BSO, среди них 54 AGN, 5 PNN, 38 CV, 217 WD, 371 sd, 32 HBB/NHB и др. Это количество позволяет оценить общее статистическое число объектов соответствующих типов в обзоре FBS в целом: 22 звезды Главной последовательности, 47 HBB, 543 sd, 318 WD, 56 CV, 7 PNN, 79 AGN, 21 Gal и 10 континуальных спектров, которые в конечном итоге оказываются AGN (BLL) или WD (типа DC). Это означает, что среди FBS BSO можно ожидать еще около 25 AGN, что крайне важно для оценки поверхностной плотности ярких квазаров. Открытие каждой CV (их ожидается около 20) также представляет интерес, а также новых интересных WD и sd.

В дальнейшем для создания подвыборок кандидатов разных типов объектов будут использованы как цветовые показатели, так и многоволновые данные и оцифрованные низкодисперсионные спектры из DFBS [21] рентгеновского излучения, собственные движения и переменность звезд.

С использованием всех имеющихся данных намечается детальное исследование собственных движений и переменности FBS BSO, с помощью которых будут выявлены новые белые карлики и катаклизмические переменные. Будет проведено также изучение рентгеновских, ИК и радио свойств объектов FBS, что позволит найти новые квазары, CV и WD. Отдельные работы будут посвящены наиболее интересным подвыборкам

WD, CV и AGN. Наконец, после сопоставления LDS спектров с щелевыми, будут моделированы шаблоны спектров для отдельных типов объектов для дальнейшего автоматического поиска голубых звездных объектов на всей площади (17000 кв. гр.) DFBS, что увеличит их число примерно в 4 раза.

Авторы выражают благодарность фонду CRDF за поддержку данной работы грантом ARP1-2849-YE-06, фонду МНТЦ за поддержку работы грантом А-1451 и фонду ANSEF за грант в 2007г.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,  
Армения, e-mail: spk77@rambler.ru      aregmick@apaven.am

## RESULTS OF SPECTRAL INVESTIGATIONS OF THE FBS BLUE STELLAR OBJECTS

P.K.SINAMYAN, A.M.MICKAELIAN

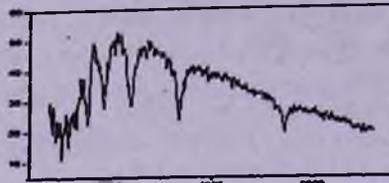
The results of spectral observations of 10 FBS blue stellar objects on OHP-1.93m and BAO-2.6m telescopes, as well as the general results of all spectral observations and classification of FBS BSOs during 1987-2000 and the classification of these objects from all available sources are given, altogether 753 objects out of 1103. The typical slit spectra for the main types of objects in comparison with the digitized low-dispersion spectra from the DFBS are given and discussed. The nature of the FBS objects is considered on the basis of the results of spectral investigations. Color-color diagrams based on the SDSS data are built allowing to find regions of location of various types for further understanding of objects of unknown nature.

Key words: *stellar objects:spectra:classification*

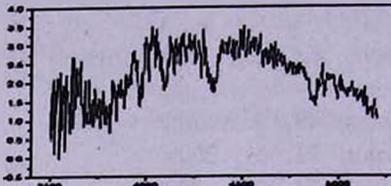
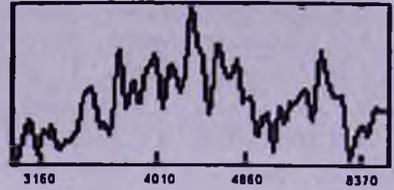
## ЛИТЕРАТУРА

1. B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian et al., Commun. Special Astrophys. Obs., 62, 5, 1989.
2. H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian, Astrophysics, 39, 315, 1996.
3. H.V.Abrahamian, V.A.Lipovetsky, A.M.Mickaelian, J.A.Stepanian, CDS, Strasbourg, Catalog No. II/223, 1999.

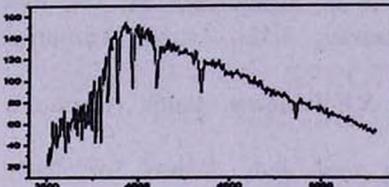
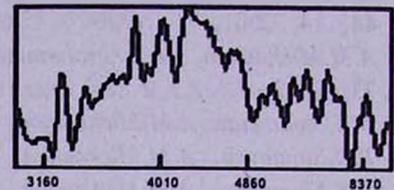
4. *A.M.Mickaelian*, *Astron. Astrophys. Transactions*, **18**, 557, 2000.
5. *A.M.Mickaelian*, *Astron. Astrophys.*, **426**, 367, 2004.
6. *A.M.Mickaelian*, *Astron. J.*, 2008, in press.
7. *H.V.Abrahamian*, *A.M.Mickaelian*, *Astrophysics*, **35**, 363, 1991.
8. *A.M.Mickaelian*, *A.C.Gonçalves*, *M.P.Véron-Cetty*, *P.Véron*, *Astrophysics*, **42**, 5, 1999.
9. *A.M.Mickaelian*, *A.C.Gonçalves*, *M.P.Véron-Cetty*, *P.Véron*, *Astrophysics*, **44**, 14, 2001.
10. *A.M.Mickaelian*, *H.V.Abrahamian*, *J.Guibert*, *R.Chesnel*, *Astrophysics*, **45**, 73, 2002.
11. *P.K.Sinamyan*, *A.M.Mickaelian*, *Astrophysics*, **49**, 333, 2006.
12. *P.K.Sinamyan*, *A.M.Mickaelian*, *Astrophysics*, **51**, 51, 2008.
13. *P.K.Sinamyan*, *A.M.Mickaelian*, *Astrophysics*, **51**, 277, 2008.
14. *G.I.Bryukhnevich*, *L.V.Gyavgyanzen*, *E.I.Zak et al.*, *Astrophysics*, **21**, 379, 1984.
15. *G.Lemaitre*, *D.Kohler*, *D.Lacroix*, *J.-P.Meunier*, *A.Vin*, *Astron. Astrophys.*, **228**, 546, 1989.
16. *T.H.Movsessian*, *J.Boulesteix*, *J.-L.Gach*, *S.V.Zaratsian*, *Baltic Astronomy*, **9**, 652, 2000.
17. *J.E.Cabanela*, *R.M.Humphreys*, *G.Aldering et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **115**, 837, 2003.
18. *D.G.Monet*, *S.E.Levine*, *B.Casian et al.*, *Astron. J.*, **125**, 984, 2003.
19. *R.F.Green*, *M.Schmidt*, *J.Liebert*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **61**, 305, 1986.
20. *E.M.Sion*, *J.L.Greenstein*, *J.Landstreet et al.*, *Astrophys. J.*, **269**, 253, 1983.
21. *A.M.Mickaelian*, *R.Nesci*, *C.Rossi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **464**, 1177, 2007.
22. *J.K.Adelman-McCarthy*, *M.A.Agueros*, *S.S.Allam et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **175**, 297, 2008.
23. *M.-P.Véron-Cetty*, *P.Véron*, *Astron. Astrophys.*, **455**, 773, 2006.
24. *L.Kohoutek*, *Astron. Astrophys.*, **378**, 843, 2001.
25. *H.Ritter*, *U.Kolb*, *Astron. Astrophys.*, **404**, 301, 2003 (Version 2008 in CDS, Catalog No. B/cb).
26. *G.P.McCook*, *E.M.Sion*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **121**, 1, 1999 (Version 2006 in CDS, Catalog No. III/235A).
27. *H.-J.Hagen*, *D.Groote*, *D.Engels*, *D.Reimers*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **111**, 195, 1995.



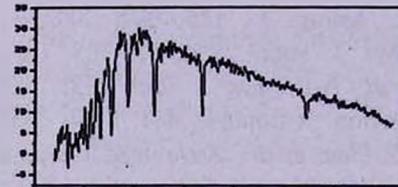
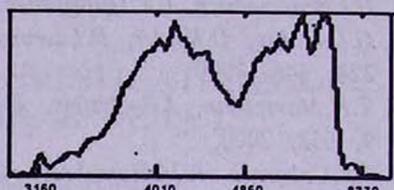
DA



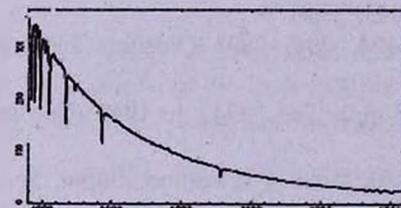
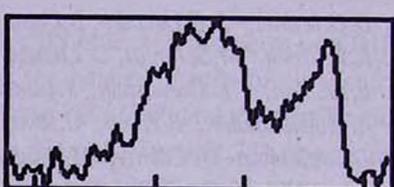
DAB



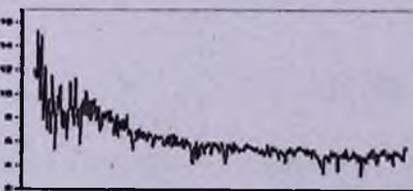
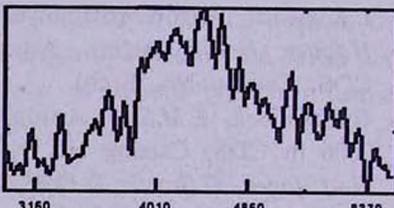
sdB



sdB-O



sdOA



sdOB

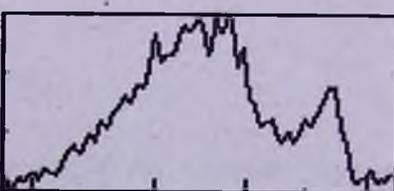


Рис.1. Примеры двумерных и одномерных LDS спектров из DFBS и соответствующие щелевые спектры для разных типов FBS BSO.

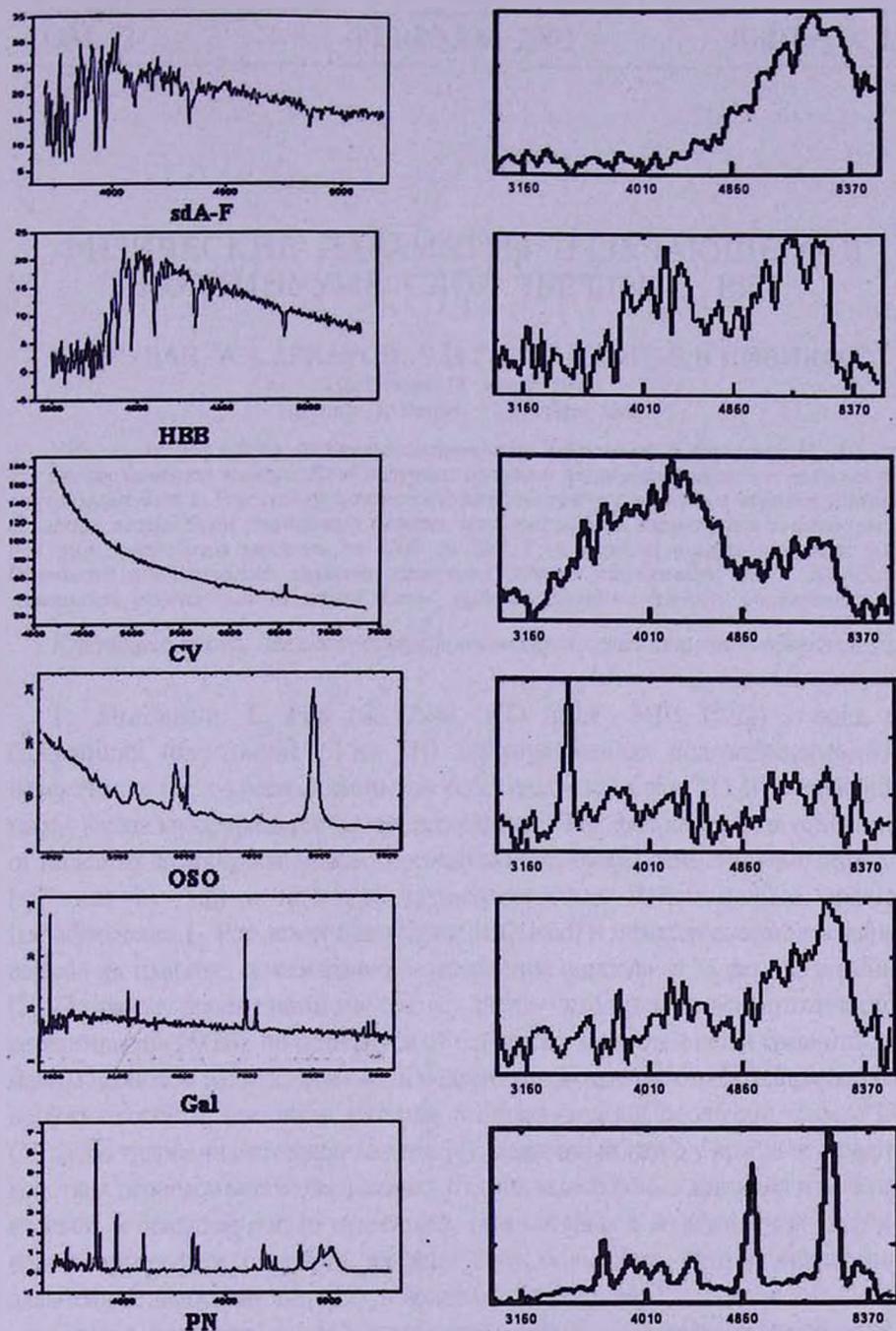


Рис.1. Окончание.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ИЗЛУЧАЮЩЕГО В КОНТИНУУМЕ СЛОЯ ЗВЕЗДЫ $L_2$ Pup

Е.В.РУБАН, А.А.АРХАРОВ, Е.И.ГАГЕН-ТОРН, В.В.НОВИКОВ

Поступила 18 июня 2008

Принята к печати 12 ноября 2008

На основе результатов спектрофотометрических наблюдений в диапазоне 485-1105 нм для разных моментов времени были получены основные физические параметры излучающего в континууме слоя  $L_2$  Pup: спектрофотометрические температуры, радиусы и скорости удаления от центра звезды. Были установлены фазовые зависимости этих параметров в течение цикла, при этом температура менялась от 2300 до 2900 К, изменения радиуса достигали 60%. Отмечается эпизодический характер изменения радиуса излучающего слоя, обнаружена зависимость радиуса слоя от длины волны, оценены вариации скорости расширения.

Ключевые слова: *звезды:спектрофотометрия:переменность - объект:  $L_2$  Pup*

1. *Введение.*  $L_2$  Pup (BS 2748, HD 56096, HIP 34922) - одна из ближайших (расстояние 61 пк [1]) полуправильных долгопериодических переменных звезд-красных гигантов (спектральный класс M5 III), теряющих массу. Звезда классифицируется как переменная SRb. Этот класс звезд отличается от типичных долгопериодических переменных типа Миры меньшими амплитудами ( $<3^m$  для  $L_2$  Pup) и нечеткой периодичностью. Действительно, период нестабильности  $L_2$  Pup лежит в интервале (132-146d) и характеризуется небольшой волной на графике, показывающем изменение периода за 75 лет наблюдений [2]. По своему эволюционному статусу звезда находится на асимптотической ветви гигантов (AGB), но отличается от остальных звезд этой ветви сравнительно малым периодом пульсаций и очень медленным звездным ветром: направленные наружу скорости движения материи в околосредней оболочке  $\sim 3$  км/с [3]. Согласно гидродинамической модели [4], медленный ветер у красных гигантов коротких периодов может быть связан с очень малой ролью давления излучения на пыль и большой ролью пульсаций, при которых в возмущенной ударной волной фотосфере скорости должны быть большими. Они и определяют дальнейшее движение материи в более высоких слоях.

Однако фотосфера данной звезды, как и других звезд поздних спектральных классов, практически не изучалась из-за больших трудностей выделения континуума в спектре звезды. Эти трудности и методы по их преодолению при исследовании континуумов холодных звезд подробно рассмотрены нами в [5,6]. В настоящей работе используются те же методы для исследования

непрерывного спектра  $L_2$  Pup. Цель исследования - определение физических параметров (спектрофотометрической температуры, относительного радиуса и скорости расширения) излучающего в континууме слоя звезды в различных фазах цикла переменности ее блеска. Исследования основаны на результатах наблюдений, имеющихся в Пулковской базе спектрофотометрических данных (ПБСД) и опубликованных в [7,8].

2. *Результаты наблюдений.* Спектрофотометрические наблюдения звезды  $L_2$  Pup проводились в Боливии в 1988-1989гг на телескопе АЗТ-7 в спектральном диапазоне 485-1105нм [7]. В табл.1 приведены номера наблюдений по порядку,  $N$ , и даты наблюдений в юлианских днях, JD. Здесь же даны соответствующие датам фазы цикла,  $ph$ , вычисленные от нулевой эпохи 2448506.9JD, приведенной в [1]. Поскольку эпоха представленных наблюдений предшествовала нулевой эпохе на 7 циклов, то положение максимума в наблюдаемый период было получено от нулевой эпохи назад с периодами, соответствующими каждому предшествовавшему циклу [2]. В рассматриваемую эпоху период изменения блеска звезды составлял 138.0 d [2].

Таблица 1

## ДАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

| $N$ | JD2447... | $ph$ | $N$ | JD2447... | $ph$ |
|-----|-----------|------|-----|-----------|------|
| 1   | 450       | 0.31 | 10  | 561       | 1.12 |
| 2   | 464       | 0.41 | 11  | 576       | 1.22 |
| 3   | 465       | 0.42 | 12  | 581       | 1.26 |
| 4   | 470       | 0.46 | 13  | 600       | 1.40 |
| 5   | 473       | 0.48 | 14  | 602       | 1.41 |
| 6   | 509       | 0.74 | 15  | 619       | 1.54 |
| 7   | 544       | 0.99 | 16  | 666       | 1.88 |
| 8   | 545       | 1.00 | 17  | 668       | 1.89 |
| 9   | 555       | 1.07 | 18  | 670       | 1.91 |

Как видно из таблицы, наблюдения звезды охватывали полтора цикла переменности блеска (220 дней), что позволяло провести исследования результатов наблюдений в разных фазах.

Значения наблюденных абсолютизированных звездных величин,  $m_\lambda$ , полученные в разные даты, нанесены на рис.1 в зависимости от длины волны: а - для дат с номерами  $N = 1 + 9$ ; б - для дат с номерами  $N = 10 + 18$ . По оси абсцисс отложена длина волны,  $\lambda$ , в нм; по оси ординат - величина  $m_\lambda = -2.5 \log E_\lambda$ , где  $E_\lambda$  - квазимонохроматическая освещенность от звезды на внешней границе земной атмосферы, представленная в эргсм<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>. На вертикальных отрезках (здесь и на последующих рисунках) отложены максимальные величины случайных ошибок [9].

На рисунке хорошо видны различия полученных в разные даты распределений энергии в спектре звезды. Используя наблюденные величины, мы

определили физические параметры, ответственные за эти распределения: температуру и радиус излучающего слоя.

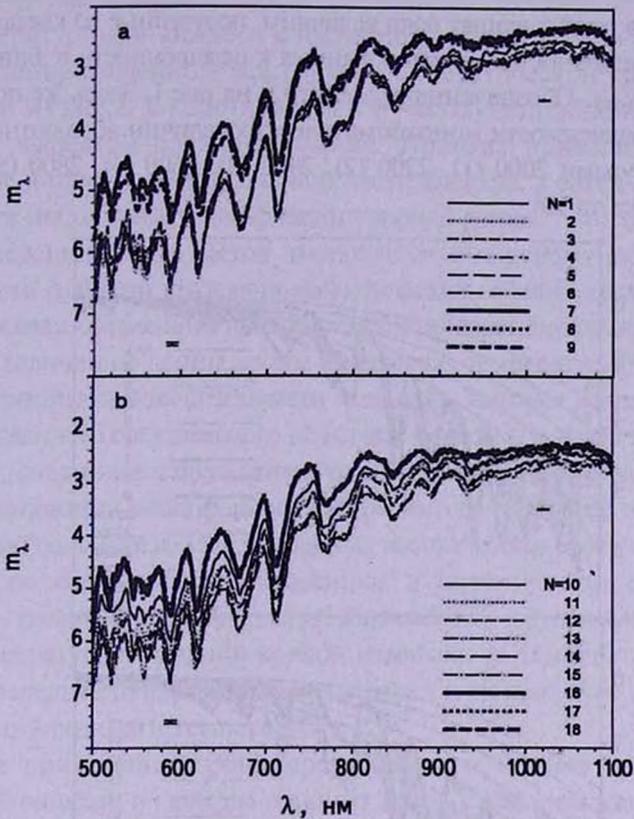


Рис.1. Спектральные зависимости наблюдаемых квазимonoхроматических величин звезды, полученные в разные даты:  $N = 1, \dots, 9$  (a);  $N = 10, \dots, 18$  (b).

**3. Спектрофотометрические температуры.** Основным параметром, характеризующим распределение энергии в спектре звезды, является спектрофотометрическая температура  $T_s$ , т.е. температура слоя, из которого излучается непрерывный спектр. Эта температура, по определению, равна температуре абсолютно черного тела, распределение энергии в спектре которого совпадает с распределением энергии в спектре звезды.

Как было отмечено выше, сравнение теоретических и наблюдаемых распределений энергии для звезд поздних спектральных классов связано с большими трудностями. Эти трудности обуславливаются огромным количеством линий и полос, blanketing непрерывный спектр так, что "чистого" континуума практически нет. Большая неопределенность континуума сказывается и на большой неопределенности спектрофотометрической температуры. В предыдущих работах [5,6] для уменьшения ошибки мы использовали два графических метода сравнения наблюдаемых

и теоретических данных: абсолютный и дифференциальный. Этими же методами мы воспользовались и в настоящем исследовании.

Абсолютный метод сравнения иллюстрируется на рис.2, где приведены для разных дат в разных длинах волн величины, полученные из квазимонохроматических освещенностей, нормированных к освещенности в длине волны 1040 нм,  $m_\lambda - m_{1040}$ . Обозначения те же, что и на рис.1. Здесь же построены спектральные зависимости монохроматических величин абсолютно черных тел с температурами 2000 (1), 2200 (2), 2400 (3), 2600 (4), 2800 (5), 3000К (6). Нормировка та же.

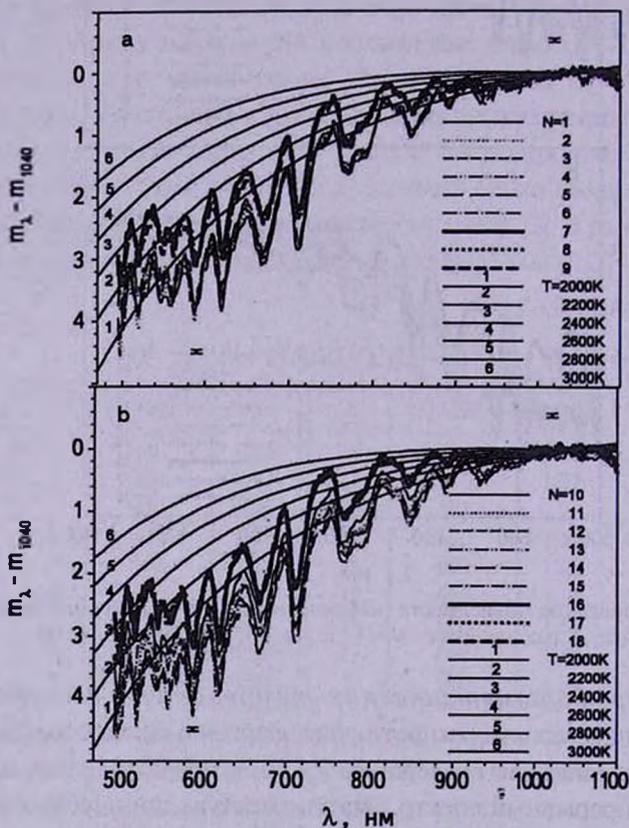


Рис.2. Распределения энергии в спектре звезды, полученные в разные даты:  $N=1, \dots, 9$  (а);  $N=10, \dots, 18$  (б), - и теоретические распределения энергии в спектрах абсолютно черных тел различных температур. Нормировка в  $\lambda = 1040$  нм.

На рисунке видно, что наблюдаемые кривые, полученные в разные даты, располагаются веерообразно относительно длины волны нормировки. "Веером" располагаются и теоретические кривые для разных температур. Из сравнения наблюдаемых и теоретических данных следует, что наблюдаемые температуры лежат в диапазоне  $2300 \pm 2900$  К. Такой разброс температур в 600 К

значительно превосходит случайный разброс, который в графическом методе равен половине интервала температур между соседними теоретическими кривыми (у нас  $\pm 100$  K).

Температуру для каждого конкретного случая можно определить из совпадения наблюдаемого континуума с теоретической кривой. Однако, как видно из рис.2, в коротковолновой части спектра континуум сильно занижен эффектом бланкетирования. Поэтому приходится проводить сравнение лишь в длинноволновой части спектра, а затем для уточнения результата использовать дифференциальный метод.

Дифференциальный метод заключается в определении спектральной зависимости разности квазимонохроматических величин двух наблюдений и в последующем сравнении этой зависимости с теоретическими зависимостями разности величин от длины волны для разных температур. Если учесть, что эффект бланкетирования практически одинаково занижает непрерывный спектр всех звезд данного спектрального подкласса (могут быть лишь незначительные вариации, связанные с возможным различием температур разных звезд), то при использовании в дифференциальном методе разностей величин разных наблюдений одной звезды эта постоянная составляющая спектров исключается. Поэтому по совпадению наблюдаемых и теоретических кривых можно установить различие температур слоя, излучающего наблюдаемый континуум. Если температура для одной кривой известна, то температуру для другой легко определить путем введения поправки к температуре первой кривой на величину разности температур.

Перед применением дифференциального метода для уменьшения случайной ошибки, в качестве опорных данных при определении разностей мы приняли усредненные результаты 2-го и 3-го наблюдений (даты этих наблюдений различаются на 1 день). Поскольку освещенности от звезды в эти даты были наименьшие (см. рис.1а), то, обозначив усредненные величины как " $\min I_\lambda$ ", мы сопоставили их с результатами всех наблюдений, вычислив  $\Delta m_\lambda = m_\lambda - \min I_\lambda$ . При этом температуру кривой  $\min I_\lambda(\lambda)$  определили как 2400 K (температура 2-й и 3-й кривой) из абсолютного метода (см. рис.2а).

На рис.3 нанесены в зависимости от длины волны разности  $\Delta m_\lambda$  для разных дат. Обозначения те же. Здесь же построены аналогичные зависимости разностей монохроматических величин абсолютно черных тел с температурами, различающимися на  $200 \div 600$  K:  $\Delta m_\lambda = m_\lambda(T) - m_\lambda(2400)$ , где  $T = 2000 \div 3000$  K. В качестве исходной температуры для теоретических кривых принята температура 2400 K. По оси ординат отложена величина  $\Delta m_\lambda - \Delta m_{1040}$ , по оси абсцисс -  $\lambda$ , в нм. Длина волны нормировки та же.

Как отмечалось в работах [5,6], несмотря на сложный вид наблюдаемой дифференциальной кривой (наличие "пилы", "волн", "горбов", привнесенных спектрами поглощения и эмиссии), составляющая непрерывного спектра

в ней является монотонной функцией длины волны. Поэтому ход кривых  $\Delta m_\lambda(\lambda)$  определяется различием температур непрерывных спектров.

Так, из рис.3а видно, что все наблюдаемые зависимости обуславливаются равными или более высокими, чем 2400 К, температурами. То же относится почти ко всем зависимостям, представленным на рис.3б. Лишь кривые, полученные в 13-й и 14-й датах, определяются более низкими температурами.

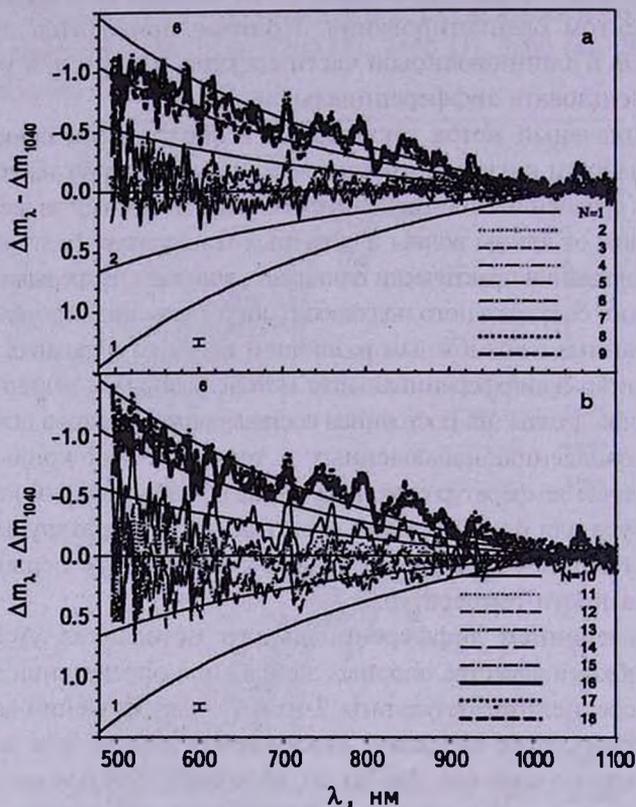


Рис.3. Спектральные зависимости наблюдаемых разностей  $\Delta m_\lambda(N) = m_\lambda(N) - \min_\lambda$ :  $N=1, \dots, 9$  (а);  $N=10, \dots, 18$  (б) - и теоретических,  $\Delta m_\lambda(T) = m_\lambda(T) - m_\lambda(2400)$ :  $T=2000$  К(1),  $T=2200$  К(2),  $T=2400$  К(3),  $T=2600$  К(4),  $T=2800$  К(5),  $T=3000$  К(6). Нормировка та же.

После согласования результатов обоих методов мы получили спектрофотометрические температуры, характеризующие наблюдаемые в разные даты распределения энергии в спектре звезды. Номера наблюдений по порядку,  $N$ , и полученные для каждого наблюдения температуры,  $T_c$ , приведены в табл.2.

Согласно данным таблицы, минимальное различие температур составляет 100 К, что совпадает с величиной ошибки определения температуры. Как следует из теории ошибок, доверительная вероятность реальности такого различия превосходит вероятность случайности и составляет 70%. Вероятность реальности всех остальных различий еще больше, а при различиях, превы-

шающих 300 К, доверительная вероятность превосходит 99%. Кроме того, приведенные температуры взаимно подтверждены двумя методами. Поэтому они реальны с большой степенью достоверности.

Таблица 2

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ,  $T_c$ 

| $N$ | $T_c$ , К | $N$ | $T_c$ , К |
|-----|-----------|-----|-----------|
| 1   | 2400      | 10  | 2600      |
| 2   | 2400      | 11  | 2500      |
| 3   | 2400      | 12  | 2400      |
| 4   | 2500      | 13  | 2300      |
| 5   | 2500      | 14  | 2300      |
| 6   | 2500      | 15  | 2500      |
| 7   | 2900      | 16  | 2800      |
| 8   | 2900      | 17  | 2900      |
| 9   | 2800      | 18  | 2900      |

4. *Относительные радиусы.* Как и в [5,6], для определения отношения радиусов излучающего слоя в разные моменты наблюдений мы воспользовались известной формулой, связывающей абсолютную величину звезды в длине волны  $\lambda$  с ее температурой,  $T$ , и радиусом,  $R$ . Если учесть, что разность абсолютных величин звезды в разные моменты наблюдений равна разности ее видимых величин  $m_\lambda$ , можно вывести формулу, опре-

Таблица 3

НАБЛЮДЕННЫЕ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ  
ВЕЛИЧИНЫ,  $m_\lambda$ 

| $N$ | $m_{540}$ | $m_{580}$ | $m_{610}$ | $m_{660}$ | $m_{700}$ | $m_{820}$ | $m_{880}$ | $m_{980}$ | $m_{1040}$ |
|-----|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|------------|
| 1   | 5.718     | 5.866     | 5.386     | 5.303     | 4.333     | 3.000     | 2.824     | 2.656     | 2.531      |
| 2   | 5.880     | 5.872     | 5.483     | 5.203     | 4.316     | 3.165     | 2.977     | 2.845     | 2.648      |
| 3   | 5.982     | 5.970     | 5.458     | 5.197     | 4.327     | 3.138     | 2.991     | 2.858     | 2.669      |
| 4   | 5.850     | 5.834     | 5.356     | 5.127     | 4.248     | 3.129     | 2.964     | 2.865     | 2.652      |
| 5   | 5.559     | 5.660     | 5.239     | 5.045     | 4.187     | 3.122     | 3.025     | 2.720     | 2.628      |
| 6   | 5.418     | 5.654     | 5.244     | 5.104     | 4.140     | 3.057     | 2.891     | 2.791     | 2.613      |
| 7   | 4.616     | 4.699     | 4.241     | 4.253     | 3.473     | 2.513     | 2.442     | 2.440     | 2.323      |
| 8   | 4.722     | 4.751     | 4.427     | 4.244     | 3.406     | 2.583     | 2.528     | 2.550     | 2.363      |
| 9   | 4.809     | 4.972     | 4.553     | 4.451     | 3.455     | 2.621     | 2.498     | 2.504     | 2.407      |
| 10  | 5.028     | 5.206     | 4.943     | 4.619     | 3.718     | 2.760     | 2.603     | 2.559     | 2.353      |
| 11  | 5.578     | 5.472     | 5.007     | 4.908     | 4.028     | 2.846     | 2.683     | 2.561     | 2.378      |
| 12  | 5.579     | 5.614     | 5.263     | 4.921     | 3.972     | 2.849     | 2.714     | 2.555     | 2.370      |
| 13  | 5.952     | 5.959     | 5.478     | 5.370     | 4.369     | 3.139     | 2.939     | 2.759     | 2.539      |
| 14  | 6.113     | 5.817     | 5.508     | 5.265     | 4.344     | 3.138     | 2.950     | 2.789     | 2.509      |
| 15  | 5.481     | 5.741     | 5.306     | 5.135     | 4.416     | 3.243     | 3.028     | 2.889     | 2.665      |
| 16  | 4.663     | 4.786     | 4.326     | 4.320     | 3.362     | 2.511     | 2.425     | 2.414     | 2.322      |
| 17  | 4.477     | 4.631     | 4.295     | 4.270     | 3.276     | 2.477     | 2.406     | 2.404     | 2.354      |
| 18  | 4.472     | 4.721     | 4.277     | 4.304     | 3.378     | 2.440     | 2.403     | 2.408     | 2.368      |

деляющую отношение радиусов в моменты  $N1$  и  $N2$ :

$$\log(R_{\lambda, N2}/R_{\lambda, N1}) = 1.56(1/T_{N2} - 1/T_{N1})/5\lambda - (m_{\lambda, N2} - m_{\lambda, N1})/5. \quad (1)$$

В табл.3 приведены наблюдаемые квазимонохроматические величины  $m_{\lambda}$  из [7,8], полученные в разные даты ( $N$ ), в избранных длинах волн  $\lambda$ , соответствующих локальным максимумам на рис.1.

Используя наблюдаемые величины из табл.3 и температуры излучающего слоя из табл.2, мы вычислили отношения радиусов слоев, полученных в разные даты, относительно усредненного радиуса во 2-й и 3-й датах,  $(R_N/R_{\min})_{\lambda}$ . Отношения приведены в табл.4 для каждой даты,  $N$ , в тех же длинах волн,  $\lambda$ . В последних двух столбцах даны усредненные по длинам волн отношения,  $(R_N/R_{\min})_{cp}(cp(N))$ , и стандартные отклонения отдельных значений от среднего,  $s_N$ .

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ РАДИУСЫ ИЗЛУЧАЮЩЕГО СЛОЯ,  
 $(R_N/R_{\min})_{\lambda}$ , ДЛЯ РАЗНЫХ  $N$  И  $\lambda$ , УСРЕДНЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ  
 РАДИУСА,  $cp(N)$ , И СТАНДАРТНЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ  
 СРЕДНЕГО,  $s_N$

| $N$ | $\lambda 540$ | $\lambda 580$ | $\lambda 610$ | $\lambda 660$ | $\lambda 700$ | $\lambda 820$ | $\lambda 880$ | $\lambda 980$ | $\lambda 1040$ | $cp(N)$ | $s_N$ |
|-----|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|----------------|---------|-------|
| 1   | 1.10          | 1.03          | 1.04          | 0.95          | 0.99          | 1.07          | 1.08          | 1.09          | 1.06           | 1.04    | 0.05  |
| 2   | 1.02          | 1.02          | 0.99          | 1.00          | 1.00          | 0.99          | 1.00          | 1.00          | 1.00           | 1.01    | 0.01  |
| 3   | 0.98          | 0.98          | 1.01          | 1.00          | 1.00          | 1.01          | 1.00          | 1.00          | 1.00           | 0.99    | 0.01  |
| 4   | 0.83          | 0.85          | 0.87          | 0.86          | 0.87          | 0.87          | 0.88          | 0.86          | 0.89           | 0.86    | 0.02  |
| 5   | 0.95          | 0.92          | 0.91          | 0.90          | 0.90          | 0.88          | 0.88          | 0.88          | 0.90           | 0.91    | 0.02  |
| 6   | 1.01          | 0.92          | 0.91          | 0.87          | 0.92          | 0.90          | 0.91          | 0.91          | 0.91           | 0.92    | 0.04  |
| 7   | 0.70          | 0.72          | 0.76          | 0.71          | 0.71          | 0.72          | 0.71          | 0.71          | 0.71           | 0.72    | 0.02  |
| 8   | 0.67          | 0.70          | 0.69          | 0.71          | 0.73          | 0.69          | 0.69          | 0.68          | 0.70           | 0.70    | 0.02  |
| 9   | 0.76          | 0.74          | 0.76          | 0.74          | 0.81          | 0.76          | 0.77          | 0.76          | 0.74           | 0.76    | 0.02  |
| 10  | 0.99          | 0.93          | 0.87          | 0.92          | 0.95          | 0.90          | 0.92          | 0.90          | 0.92           | 0.93    | 0.04  |
| 11  | 0.94          | 1.00          | 1.02          | 0.95          | 0.96          | 0.99          | 1.00          | 1.01          | 1.01           | 0.98    | 0.03  |
| 12  | 1.18          | 1.15          | 1.10          | 1.14          | 1.17          | 1.15          | 1.13          | 1.15          | 1.14           | 1.15    | 0.03  |
| 13  | 1.01          | 1.02          | 1.00          | 1.08          | 1.02          | 0.99          | 0.98          | 0.96          | 0.95           | 1.01    | 0.04  |
| 14  | 1.09          | 0.95          | 1.02          | 1.03          | 1.01          | 0.99          | 0.98          | 0.97          | 0.93           | 1.00    | 0.05  |
| 15  | 0.65          | 0.75          | 0.76          | 0.81          | 0.88          | 0.90          | 0.89          | 0.90          | 0.89           | 0.81    | 0.09  |
| 16  | 0.81          | 0.81          | 0.84          | 0.78          | 0.84          | 0.80          | 0.80          | 0.79          | 0.77           | 0.81    | 0.03  |
| 17  | 0.75          | 0.74          | 0.74          | 0.70          | 0.77          | 0.73          | 0.73          | 0.73          | 0.70           | 0.73    | 0.03  |
| 18  | 0.75          | 0.71          | 0.74          | 0.69          | 0.74          | 0.74          | 0.73          | 0.72          | 0.70           | 0.73    | 0.02  |

Как следует из таблицы, средние значения радиуса,  $cp(N)$ , для разных дат лежат в диапазоне  $0.7 \div 1.15$ , т.е. разброс средних значений составляет 0.45, что значительно превосходит случайный разброс:  $s_N = 0.01 \div 0.09$ . Следовательно, полученные изменения радиуса между датами действительно имели место.

Рассмотрим фазовые зависимости полученных параметров.

5. *Фазовые зависимости параметров.* Используя период  $p=138.0d$  [2], мы совместили данные всех наблюдений по фазам, сосредоточив их в одном цикле, и построили на рис.4 зависимости наблюдаемых квазимонохроматических величин звезды в избранных длинах волн (см. табл.3),  $m_\lambda$  (a), а также спектрофотометрической температуры,  $T_c$  (b), и усредненного по длинам волн относительного радиуса,  $(R_N/R_{\min})_{cp}$  (c), от фазы,  $ph_1$ ,

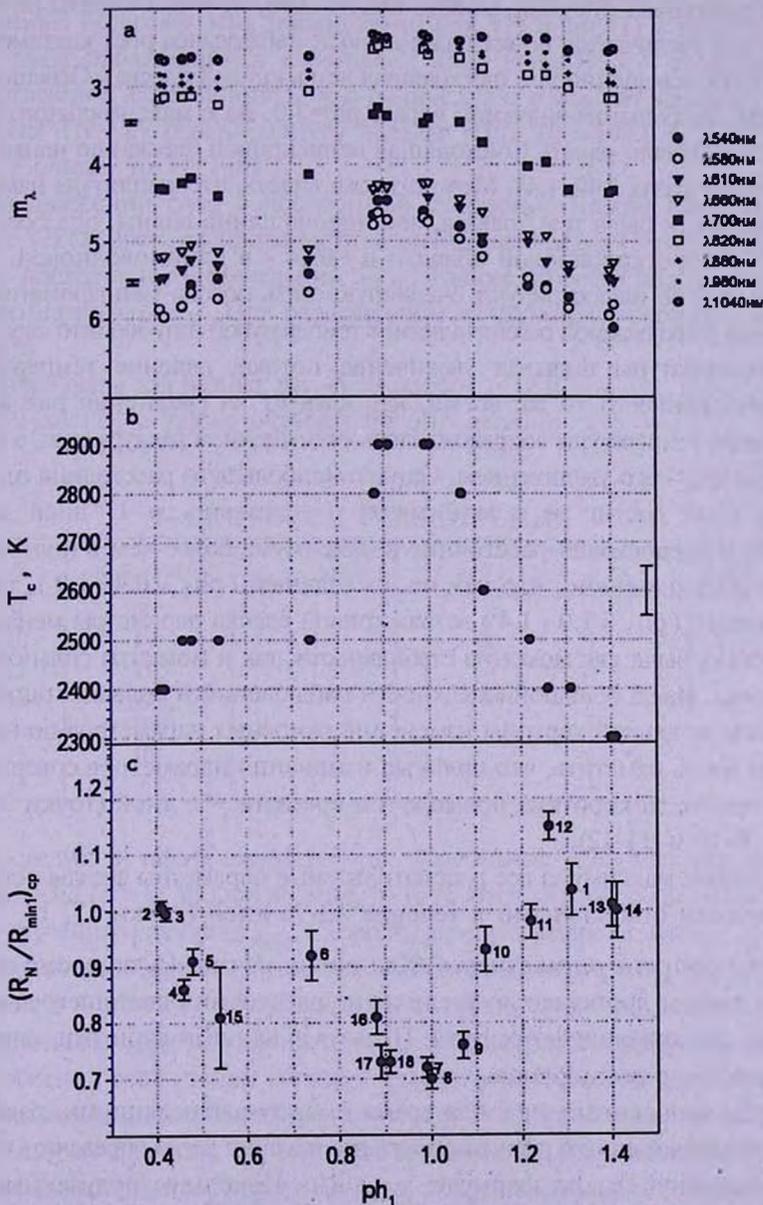


Рис.4. Величина  $m_\lambda$  (a) в длинах волн  $\lambda$ , температура,  $T_c$  (b), и радиус слоя  $(R_N/R_{\min})_{cp}$  (c), в различных фазах цикла  $ph_1$ ; число - номер наблюдения - N.

внутри одного цикла. На рис.4с у каждой точки на отрезках отложены ошибки,  $\pm s_p$ , которые показывают разброс значений радиуса в отдельных длинах волн. Возможная ошибка по фазе из-за объединения результатов соседних циклов составляет  $\sim 1.5\%$  (различие периодов  $\pm 2$  дня), что меньше размера точек построения. Отметим, что у 15-й точки ошибки в 2-3 раза больше ошибок остальных точек. Причину этого мы рассмотрим ниже.

Рассматривая рисунок, можно видеть, что, начиная с фазы  $ph=0.41$  в сторону ее увеличения, во всех длинах волн наблюдался рост квазимонохроматических освещенностей (восходящая ветвь кривой блеска). Освещенности достигли наибольших значений в фазе  $ph=1.0$ , фазе максимального блеска. Далее они начали падать (нисходящая ветвь кривой блеска) до наименьших значений в фазах 1.40, 1.41. Можно также видеть, что амплитуда изменения освещенности была тем больше, чем короче длина волны: она составляла  $\sim 1^m.5$  - в коротковолновой области и  $\sim 0^m.4$  - в длинноволновой.

Рис.4а и 4б иллюстрируют очевидную связь потока монохроматического излучения (наблюдаемой освещенности) с температурой излучающего слоя звезды: рост температуры вызывал увеличение потока, падение температуры - его уменьшение. В то же время, как следует из сравнения рис.4б и 4с, увеличение температуры сопровождалось уменьшением радиуса слоя, а падение температуры - его увеличением. Однако наибольшего расстояния от центра звезды слой достиг не в минимуме, а примерно за 17 дней до него ( $N=12$ ) и превосходил расстояние в максимуме более чем в полтора раза.

Из рисунка видно, что как на восходящей ( $ph_1 = 0.4 \div 1.0$ ), так и на нисходящей ( $ph_1 = 1.0 \div 1.4$ ) ветвях кривой блеска параметры менялись не монотонно: были как моменты стабильности, так и моменты сильного роста и падения. Из-за большой скважности наблюдений и больших ошибок мы не имеем детальной картины изменений основных параметров по времени. Можем лишь отметить, что сильные изменения параметров совершались, как правило, за короткие промежутки времени,  $< 6$  дней (точки 3-4, 4-5, 16-17, 9-10 и 11-12).

В районе максимума все рассматриваемые параметры звезды оставались практически стабильными в течение 13-15 дней (точки 17, 18, 7, 8).

**6. Скорости расширения.** Как видно из рис.4с, во время падения блеска звезды происходило увеличение расстояния светящегося слоя от центра - расширение фотосферы. Пользуясь нашими данными, определим скорость этого расширения.

Путь, пройденный слоем за время  $t$  между наблюдениями, равен  $\Delta R$ , и при предположении о равномерности расширения легко определить скорость движения слоя,  $v$ , по формуле:  $v = \Delta R/t$ . Используя полученные выше относительные радиусы слоев (относительно  $R_{wh1}$ , см. табл.4), можно определить относительные скорости в разные моменты наблюдений. Для

перевода их в абсолютные, км/с, надо знать в абсолютных единицах значение радиуса слоя во время одного из наблюдений и из табл.4 определить  $R_{\min 1}$ . Тогда формула для определения скорости примет следующий вид:

$$v_{N2,N1} = k \cdot (R_{N2}/R_{\min 1} - R_{N1}/R_{\min 1}) / (JD_{N2} - JD_{N1}), \quad (2)$$

где  $v_{N2,N1}$  - средняя скорость расширения слоя за время между наблюдениями N2 и N1;  $R_{N2}/R_{\min 1}$ ,  $R_{N1}/R_{\min 1}$  - усредненные относительные радиусы слоя, полученные во время этих наблюдений ( $\text{cp}(N2)$  и  $\text{cp}(N1)$  в табл.4);  $JD_{N2}$ ,  $JD_{N1}$  - даты наблюдений в юлианских днях (табл.1);  $k$  - коэффициент абсолютизации. Если принять, что радиус слоя в момент максимального излучения ( $N=8$ ) равен радиусу звезды [10]:  $R_8 = 109.6 R_{\odot}$ , где  $R_{\odot}$  - радиус Солнца, то  $k=1261$ .

При движении слоя с постоянной скоростью можно вычислить по формуле (2) скорость расширения от момента максимума ( $N=8$ ) до момента каждого последующего наблюдения,  $v_{8,N}$ , а также скорости между соседними наблюдениями,  $v_{(N-1),N}$ . При равномерном движении все скорости должны совпадать.

В табл.5 даны для разных дат,  $N$ , скорости  $v_{8,N}$  и  $v_{(N-1),N}$ , вычисленные по формуле (2), а также ошибки их определения  $s_{8,N}$  и  $s_{(N-1),N}$ .

Таблица 5

## СКОРОСТИ РАСШИРЕНИЯ

| $N$ | $v_{8,N}$ , км/с | $s_{8,N}$ , км/с | $v_{(N-1),N}$ , км/с | $s_{(N-1),N}$ , км/с |
|-----|------------------|------------------|----------------------|----------------------|
| 9   | 8                | 4                | 8                    | 4                    |
| 10  | 18               | 4                | 36                   | 9                    |
| 11  | 11               | 1                | 4                    | 4                    |
| 12  | 16               | 1                | 43                   | 11                   |
| 1   | 10               | 2                | -                    | -                    |
| 13  | 10               | 1                | -                    | -                    |
| 14  | 7                | 1                | -                    | -                    |

Как следует из табл.5, скорости  $v_{8,N}$ , полученные за промежутки времени от максимума ( $N=8$ ) до любой даты, различаются между собой значительно больше случайного разброса  $s_{8,N}$ . Скорости между соседними датами,  $v_{(N-1),N}$ , различаются еще больше. Несмотря на большие ошибки,  $s_{(N-1),N}$ , различия скоростей и в этом случае превосходят ошибки в несколько раз.

Следовательно, предположение о постоянстве скорости расширения неверно: на протяжении всей стадии падения блеска звезды скорость излучающего слоя менялась неоднократно, причем за короткие промежутки времени (<6 дней). Поэтому скорости, сосчитанные для больших временных интервалов,  $v_{8,N}$ , сильно занижены. Скорости  $v_{(N-1),N}$ , определенные для более коротких промежутков времени, ближе к реальности, хотя из-за неравномерности расширения реальные скорости и в этом случае больше, чем  $v_{(N-1),N}$ .

После 12-й даты, за ~17 дней до минимума, расширение прекратилось. Произошел, по-видимому, отрыв внешних частей (~10% от радиуса слоя), в результате которого несколько уменьшился радиус, но температура излучения оставалась низкой. Началась не очень стабильная (перепады температуры в ~100 К) стадия минимального блеска звезды (точки 13, 14, 2, 3 на рис.4).

Остановимся на восходящей ветви. При рассмотрении рис.4 видно, что и во время роста освещенности, когда температура излучения росла, а радиус излучающего слоя уменьшался, наблюдались отдельные эпизоды расширения слоя (точки 4, 5 и 15, 6). Последующие после расширения уменьшения радиуса слоя могли так же, как и в случае 12-й даты, означать отрыв его внешних частей. Мы вычислили скорость движения слоев между 4-м и 5-м наблюдениями, отстоящими друг от друга всего на 3 дня. Скорость оказалась равной 21 км/с.

Чтобы оценить возможность отрыва внешних слоев с вычисленными скоростями, мы воспользовались законом всемирного тяготения. Предполагая, что масса внешних частей фотосферы пренебрежимо мала по сравнению с массой звезды, скорость отрыва можно вычислить по формуле:  $v_1 = \sqrt{GM/R}$ , где  $G$  - постоянная тяготения,  $M$  - масса звезды,  $R$  - радиус звезды. Используя, в соответствии с [10],  $M = 2.6 M_{\odot}$ ,  $R = 109.6 R_{\odot}$ , где  $M_{\odot}$ ,  $R_{\odot}$  - масса и радиус Солнца соответственно, мы получили, что  $v_1 \approx 60$  км/с.

Сравнивая  $v_1$  со скоростями, определенными по нашим данным, можно заметить, что скорость в 12-й дате близка к  $v_1$ , если учесть, что реальная скорость больше значения, представленного в табл.5. Поэтому естественно предположить, что вблизи 12-й даты скорость расширения достигла первой космической скорости, в результате чего и произошел отрыв внешних частей излучаемого слоя фотосферы. Что касается других дат (в частности, 5-й), во время которых наблюдался сильный рост скорости с последующим значительным уменьшением радиуса, то с полученными для этих дат скоростями отрыв произойти не мог.

**7. Спектральная зависимость радиуса.** Остановимся теперь на ошибках у 15-й точки на рис.4с. Большие ошибки у этой точки означают, что разброс значений радиуса в разных длинах волн почти в 3 раза превысил среднюю случайную ошибку.

Мы проверили наличие спектральной зависимости радиуса для 15-го наблюдения и, для сравнения, для всех наблюдений. На рис.5 (а и б - для восходящей и нисходящей ветвей, соответственно) нанесли для каждой даты значения радиуса в избранных длинах волн. Через точки провели линии линейной регрессии.

Из рисунка видно, что большинство линий или параллельны оси абсцисс, или имеют небольшую тенденцию к увеличению радиуса (на ~4-5%)

в коротковолновую сторону. Тенденция небольшая, но пренебречь ею нельзя, поскольку она является характерной для всех, практически, наблюдений на восходящей ветви (рис.5а). Наиболее же существенна она в минимуме ( $N=13, 14$ ): здесь увеличение радиуса в коротковолновом участке спектра составляет  $\sim 10\%$ .

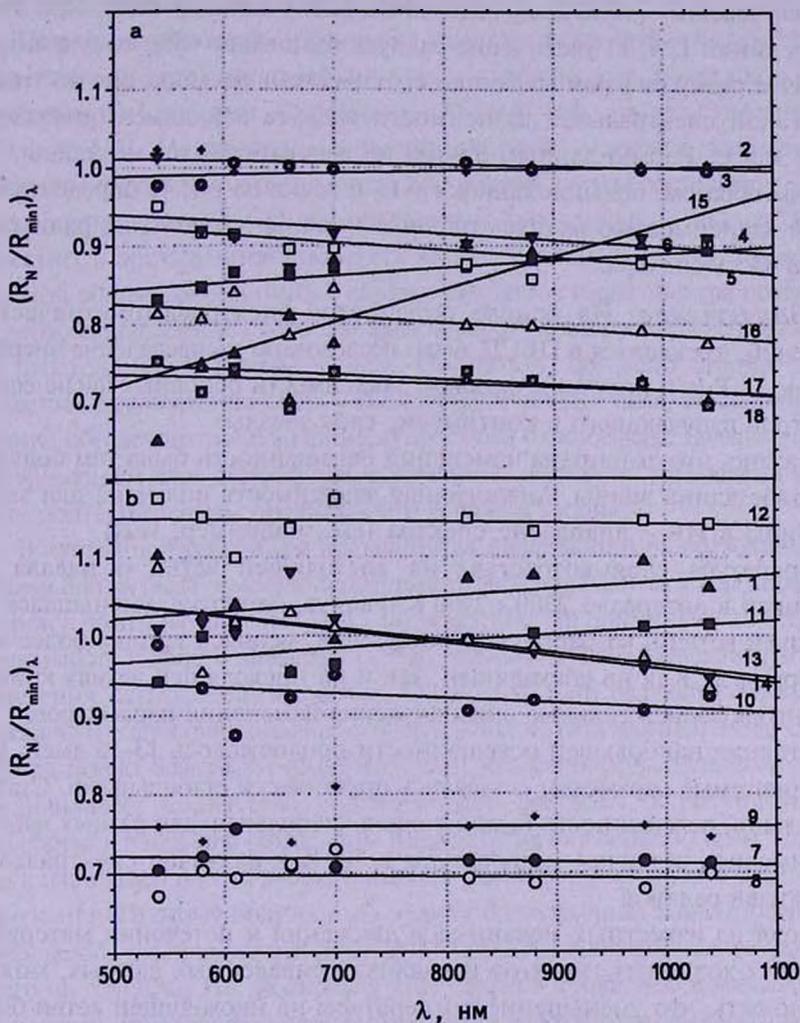


Рис.5. Зависимость относительного радиуса  $(R_N / R_{min})_\lambda$ , от длины волны,  $\lambda$ , на восходящей (а) и нисходящей (б) ветвях кривой блеска; число - номер наблюдения -  $N$ .

Полученный результат подтверждают данные работы [11], авторы которой обнаружили для  $L_2$  Pup увеличение углового диаметра при уменьшении длины волны в диапазоне 650-1000 нм.

Заметим, что радиусы в другом минимуме ( $N=2, 3$ ) такого эффекта не показывают. Это связано с нормировкой всех значений радиусов к значению

радиуса в эти даты. Несовпадение же наклонов линий в двух минимумах ( $N=2, 3$  и  $N=13, 14$ ) может указывать на нестабильность минимальной фазы (температуры слоя в представленных датах также несколько различаются, см. точки 13, 14, 2, 3 на рис.4b).

Некоторые линии регрессии на рис.5 ( $N=1, 4, 11, 15$ ) имеют противоположный наклон - увеличение радиуса в сторону длинных волн. При этом если для линий 1, 4, 11 увеличение радиуса составляет ~6%, то для линии 15 различие радиусов в разных концах спектра очень большое, оно достигает ~25%. Такой спектральной зависимости радиуса в видимом диапазоне спектра для  $L_2$  Pup по данным других исследователей мы не нашли.

Таким образом, большие ошибки у 15-й точки на рис.4с определяются сильной зависимостью радиуса от длины волны: увеличение радиуса в красную часть спектра.

8. *Заключение.* На основе результатов спектрофотометрических наблюдений, имеющихся в ПБСД, было исследовано распределение энергии в спектре  $L_2$  Pup и получены фазовые зависимости основных физических параметров излучающего в континууме слоя звезды.

Показано, что амплитуда изменений освещенности была тем больше, чем короче длина волны. Аналогичная зависимость получена для звезд типа Миры в ИК - диапазоне спектра (см., например, [12]).

Температура слоя возрастала на восходящей ветви и падала на нисходящей в интервале 2300 + 2900 К. Радиус, напротив, уменьшался на восходящей ветви и возрастал на нисходящей, меняясь за цикл более чем в полтора раза. Как на восходящей, так и на нисходящей ветвях кривой блеска наблюдались сильные эпизодические изменения параметров.

Состояние наибольшей освещенности продолжалось 13-15 дней. Все рассматриваемые параметры оставались практически стабильными. Стадия минимальной освещенности была не очень стабильная: для разных наблюдений имелись различия температуры в 100 К и различия спектральных зависимостей радиуса.

Исходя из известных механизмов движения и истечения материи в атмосферах холодных гигантов и анализа приведенных данных, можно предположить, что уменьшение температуры на нисходящей ветви было обусловлено увеличением размера фотосферы, в результате чего излучение выходило из более удаленных и холодных слоев.

Это увеличение не было равномерным: эпизодически наблюдались сильные (до 10 раз) возрастания скорости расширения. Последнее и самое сильное увеличение скорости было получено нами за ~17 дней до минимума блеска. В это время скорость была > 43 км/с и приближалась к первой космической скорости, ~60 км/с. Произошел, очевидно, отрыв верхних частей слоя: наблюдалось уменьшение радиуса.

Началась стадия минимального блеска звезды. Но приведенные в движение на стадии расширения внешние слои продолжали, по-видимому, отрываться от звезды. В результате обнажались более глубокие, более горячие слои фотосферы - наблюдалось увеличение температуры и уменьшение радиуса слоя (восходящая ветвь кривой блеска). Однако и на этой стадии время от времени происходило увеличение радиуса.

Полученные скорости увеличения размеров фотосферы ( $> 43$  км/с) больше скоростей, определенных по линиям и полосам: амплитуда скоростей по эмиссионным линиям составляет  $\sim 25$  км/с, по линиям поглощения -  $\sim 20$  км/с [13]. Направленные наружу скорости материи, полученные по широким мазерным образованиям SiO вблизи звезды составляют  $\sim 10$  км/с, а по узким линиям CO в околозвездной оболочке -  $\sim 3$  км/с [3]. Как известно, в протяженной атмосфере красных гигантов, за счет прохождения ударной волны, эмиссионный спектр образуется ниже спектра поглощения. Поэтому приведенные скорости представляют собой распределение скоростей по расстоянию от центра звезды. Поскольку, согласно теории [4], роль давления излучения на пыль у исследуемой звезды мала, то скорость ветра должна обеспечиваться большими скоростями в фотосфере. Большие скорости в излучающем слое фотосферы, полученные по нашим наблюдениям, могут быть подтверждением правильности выводов теории.

В настоящей работе для большинства наблюдений на восходящей ветви кривой блеска была отмечена тенденция увеличения радиуса в коротковолновую сторону. Авторы работы [11], получившие аналогичную спектральную зависимость углового диаметра L<sub>2</sub> Pup, объяснили свой результат рассеянием излучения околозвездной пылью. Объяснить наш результат также можно рассеянием излучения пылью во внутренних слоях окружающей звезду оболочки. Действительно, благодаря отрыву внешних слоев фотосферы (истечению материи) увеличивалось количество рассеивающего вещества, в результате чего и наблюдалась тенденция возрастания радиуса в сторону коротких волн. Напомним, что в настоящей работе рассматривается относительный радиус и его фазовые изменения. Поэтому полученный эффект спектральной зависимости радиуса небольшой: увеличение относительного радиуса в коротковолновую сторону всего на 5%-10%. Но, поскольку этот эффект проявился в минимуме и на восходящей ветви кривой блеска, то, по всей вероятности, именно в минимуме и на стадии роста блеска звезды происходил выброс материи и пополнение околозвездного вещества.

Для некоторых наблюдений было получено увеличение радиуса в длинноволновую сторону спектра. В литературе мы такого результата для L<sub>2</sub> Pup не обнаружили. Но для другой звезды близкого класса, S Ori (тип Миры), подобное увеличение углового диаметра в длинных волнах наблюдалось в диапазоне 1.3-2 мкм [14]. Это увеличение, с точки зрения авторов, было

связано с влиянием молекул, особенно паров воды и слоев CO, лежащих выше фотосферы. К сожалению, к результатам настоящей работы такое объяснение неприменимо, так как они получены в другом спектральном диапазоне. Понять эффект, исходя только из наших данных, мы не смогли: не хватает фактов, в частности, не установлена связь этого эффекта с фазой. Требуется дополнительные наблюдения и исследования.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
Россия, e-mail: rubane@mail.ru

## THE PHYSICAL PARAMETERS OF L<sub>2</sub> PUP LAYER RESPONSIBLE FOR CONTINUUM RADIATION

E.V.RUBAN, A.A.ARKHAROV, E.I.HAGEN-THORN, V.V.NOVIKOV

The main physical parameters of L<sub>2</sub> Pup layer responsible for radiation in continuum are obtained on the base of spectrophotometric observations in the range 485-1105 nm. The spectrophotometric temperatures, radii and recession velocities from stellar center are derived for different periods. The phase dependences of parameters were found during the cycle. The temperature changed from 2300 to 2900 K, the radius variations were about 60%. The episodic character of the layer radius changing and its dependence from wavelength are found, the variations of expansion velocity are estimated.

Key words: *stars:spectrophotometry:variable - individual:L<sub>2</sub>Pup*

## ЛИТЕРАТУРА

1. The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200, ESA 1997.
2. T.R.Bedding, A.A.Zijlstra, A.Jones et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 337, 79, 2002.
3. J.M.Winters, T.Le Bertre, L.-A.Nyman, A.Omont, K.S.Jeong, Astron. Astrophys., 388, 609, 2002.
4. J.M.Winters, T.Le Bertre, K.S.Jeong, Ch.Helling, E.Sedlmayr, Astron. Astrophys., 361, 641, 2000.
5. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Т.Ю.Пузакова, Е.В.Рубан, Изв. ГАО, 216, 496, 2002.

6. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Т.Ю.Пузакова, Е.В.Рубан, *Астрофизика*, 48, 175, 2005.
7. G.A.Alekseeva, V.D.Galkin, I.N.Nikanorova, V.V.Novikov, *Baltic Astronomy*, 3, 361, 1994.
8. Е.В.Рубан, Г.А.Алексеева, А.А.Архаров и др., *Письма в Астрон. ж.*, 32, №9, 672, 2006.
9. Е.И.Гаген-Торн, *Изв. ГАО*, 211, 26, 1996.
10. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.Д.Галкин и др., "Каталог спектральных, фотометрических, пространственных и физических характеристик 693 ярких звезд", деп. в ВИНТИ, 1997, №2327 - В97, 171с.
11. M.J.Ireland, P.G.Tuthill, T.R.Bedding, J.G.Robertson, A.P.Jacob, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 350, 365, 2004.
12. B.J.Smith, D.Leisawitz, M.W.Castelaz, D.Luttermoser, *Astron. J.*, 123, 948, 2002.
13. K.A.Janes, S.Gaposchkin, *Astrophys. J.*, 139, 813, 1964.
14. M.Wittkowski, D.A.Boboltz, T.Drieble et al., *Astron. Astrophys.*, 479, L21, 2008.

## UBVRI ФОТОМЕТРИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ МОЛОДОЙ ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ ЕК СЕР

КААНТОНЮК, А.Н.РОСТОПЧИНА

Поступила 1 августа 2008

Принята к печати 12 ноября 2008

В работе представлены результаты многоцветных фотометрических и поляриметрических наблюдений затменной двойной системы ЕК Сер, полученных в Крымской астрофизической обсерватории в 1995, 2006-2007гг. Проведены поляриметрические наблюдения звезд окрестности ЕК Сер. Показано, что наблюдаемая линейная поляризация ЕК Сер определяется не только межзвездной компонентой, но и переменной околозвездной составляющей. Рассмотрены различные возможные механизмы образования собственной поляризации двойной звезды.

*Ключевые слова: звезды: фотометрия и поляриметрия - объект: двойная система ЕК Сер*

1. *Введение.* Молодые звезды - это объекты, еще не достигшие Главной последовательности. Такие объекты окружены околозвездными газо-пылевыми оболочками, имеющими форму диска. В окрестностях молодых звезд протекают сложные динамические процессы: аккреция вещества диска на молодую звезду, биполярные истечения, звездный и дисковый ветры. Еще более сложными являются процессы в окрестностях молодой двойной системы, так как в этом случае возможно формирование дисков вокруг одной из звезд пары, вокруг каждой звезды, также возможно формирование диска вокруг всей двойной системы - так называемый circumbinary disk (SB-диск).

Молодые звезды, наблюдаемые с ребра или под небольшим углом к лучу зрения - звезды типа UX Ori - демонстрируют переменность блеска, связанную с затмениями звезды околозвездными пылевыми облаками, существующими в околозвездном диске [1]. В случае молодой двойной затменной звезды, при наличии околозвездного диска хотя бы вокруг одного из компонентов системы, также возможно возникновение эффектов, вызванных присутствием околозвездной пыли. В зависимости от конфигурации такой системы, а именно - существуют ли диски вокруг каждого компонента, присутствует ли околозвездный газо-пылевой диск вокруг одной из звезд системы, или вокруг всей затменной системы, можно

ожидать появления переменности параметров поляризованного излучения.

Объектом данного исследования является переменная ЕК Сер (HD 206821) - затменная двойная звезда с периодом 4.427822 суток и наклоном орбиты  $i=89.3$  градуса [2]. Это изолированная система, не являющаяся частью какой-либо известной области звездообразования. Переменная проецируется на молекулярное облако в Цефее, но находится на значительно более близком расстоянии в 150 пк [3].

Главный компонент системы - это звезда с массой  $2.02 M_{\odot}$ , спектрального класса AIV [4], только что севшая на Главную последовательность. Вторичный компонент - звезда с массой  $1.12 M_{\odot}$  спектрального класса F или G5 [5], еще не попала на Главную последовательность. Предполагается, что вторичный компонент системы может быть звездой типа Т Тельца [6].

Из-за большой разницы в светимостях звезд, глубина вторичного минимума незначительна. Длительность главного и вторичного затмений составляет 0.050 и 0.055, соответственно.

**2. Наблюдения.** Наблюдения ЕК Сер, полученные ранее, это, в основном, фотометрические и спектральные наблюдения переменной, которые позволили определить и уточнить параметры системы (см., например, [7]).

Представленные в данной статье фотоэлектрические и поляриметрические *UBVRI* наблюдения ЕК Сер проводились на 1.25-м зеркальном телескопе АЗТ-11 КрАО с помощью финского двухлучевого модулирующего фотометра-поляриметра конструкции Пииролы [8]. Данный прибор позволяет получать одновременные измерения поляризации и блеска звезды сразу в пяти фотометрических полосах *UBVRI*, близких к системе Джонсона.

Наблюдения ЕК Сер проводились в 1995г. и 2006-2007гг. Всего за это время было получено 65 измерений поляризации и блеска переменной. Ошибка оценки блеска находится в пределах  $\pm 0^m.05$  в полосе *U* и не хуже чем  $\pm 0^m.04$  в остальных полосах. Все полученные измерения блеска были

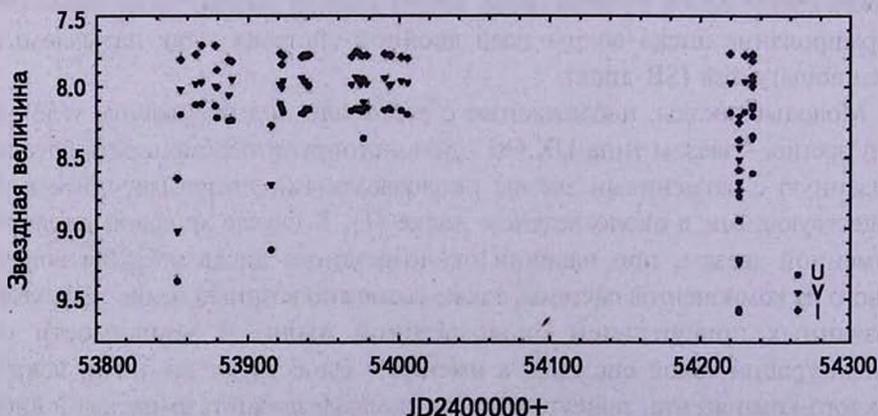


Рис.1. Фотометрические наблюдения ЕК Сер в *UBVRI* полосах.

редуцированы в систему Джонсона. Наблюдения поляризации ЕК Сер были исправлены с учетом инструментальной поляризации и нуль-пункта полуволновой пластинки, для чего проводились регулярные измерения стандартов с большой и малой поляризацией.

3. *Результаты.* Результаты наблюдений переменной представлены на рис.1. Наблюдения, выполненные в 1995 и 2005-2006гг., хорошо

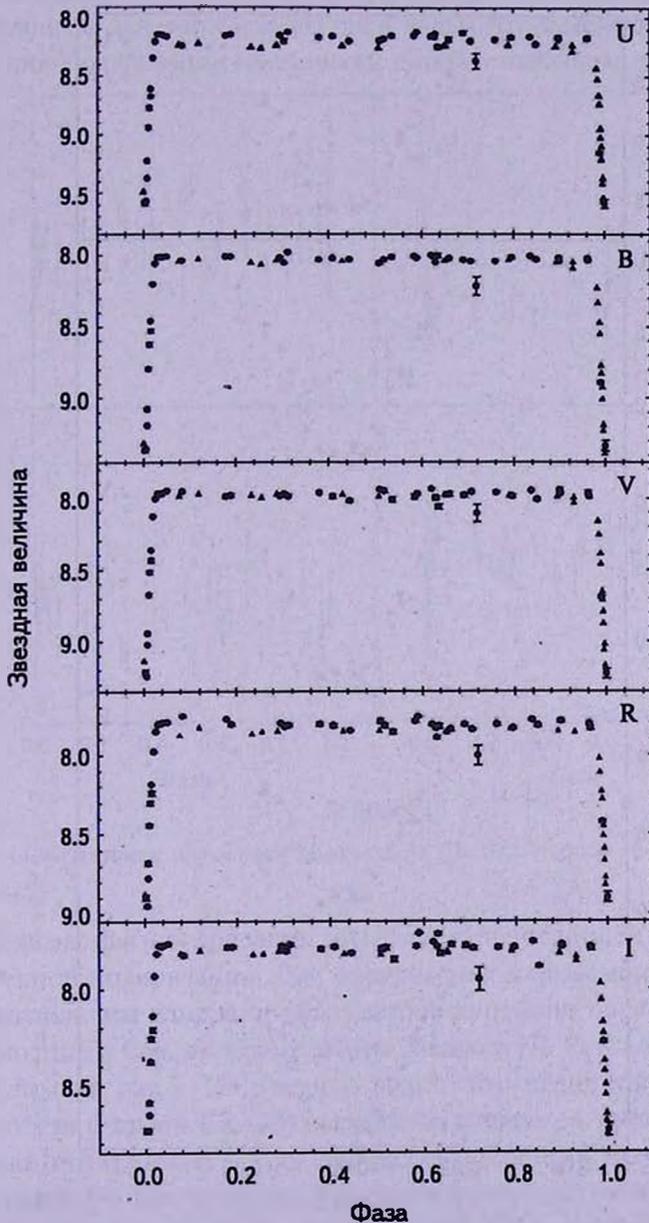


Рис.2. Свертка кривой блеска ЕК Сер с периодом 4.427822 сутки.

согласуются между собой для всех пяти фотометрических полос. На кривых блеска и параметров линейной поляризации не заметно каких-либо трендов, но разброс точек на постоянной части кривой блеска превышает значение ошибок фотометрических наблюдений.

На рис.2 представлена свертка кривой блеска ЕК Сер с орбитальными параметрами [7]. За три сезона наблюдений удалось прописать как нисходящую, так и восходящую ветви минимума. Отличий между наблюдениями,

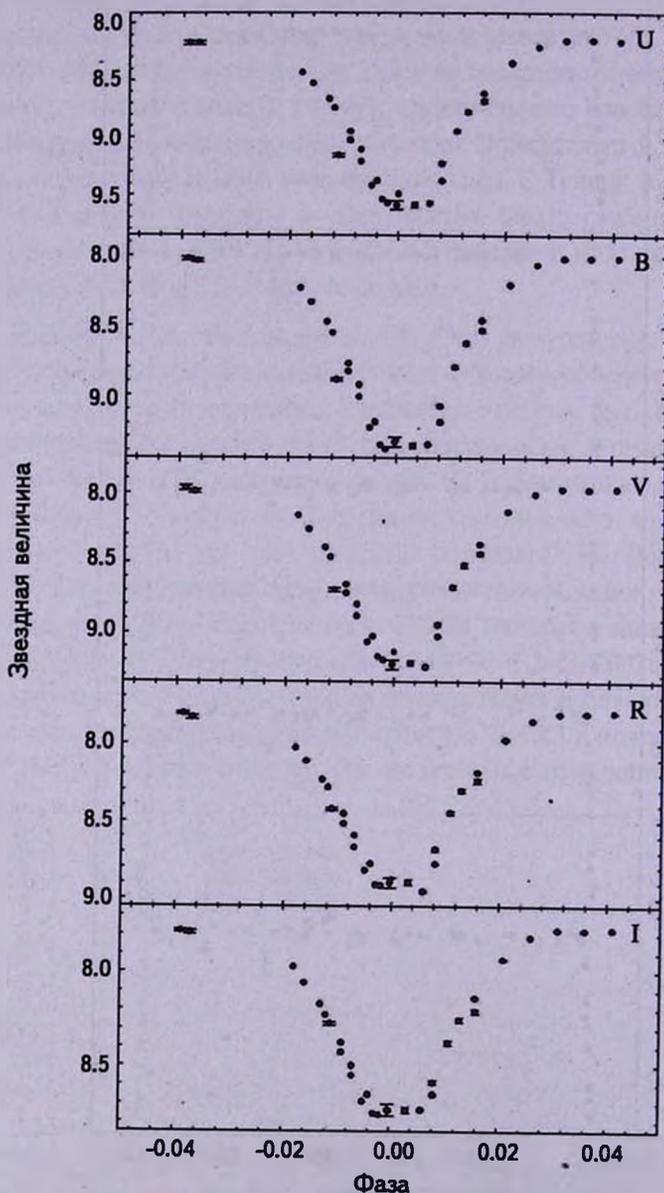


Рис.3. Главный минимум ЕК Сер в *UBVRI* полосах.

полученными с интервалом в 10 лет, не наблюдается. В главном минимуме (рис.3) происходит полное затмение с остановкой блеска, что согласуется с полученными ранее фотометрическими наблюдениями. Вторичный минимум не прослеживается ни в одной полосе, что также согласуется с литературными данными.

Рис.4 демонстрирует изменения нормализованных параметров Стокса  $Q$  и  $U$ , степени линейной поляризации  $P$  и позиционного угла плоскости поляризации  $\theta$  для полосы  $R$ . Из рис.4 видно, что изменения наблюдаемых параметров поляризации превышают ошибки наблюдений.

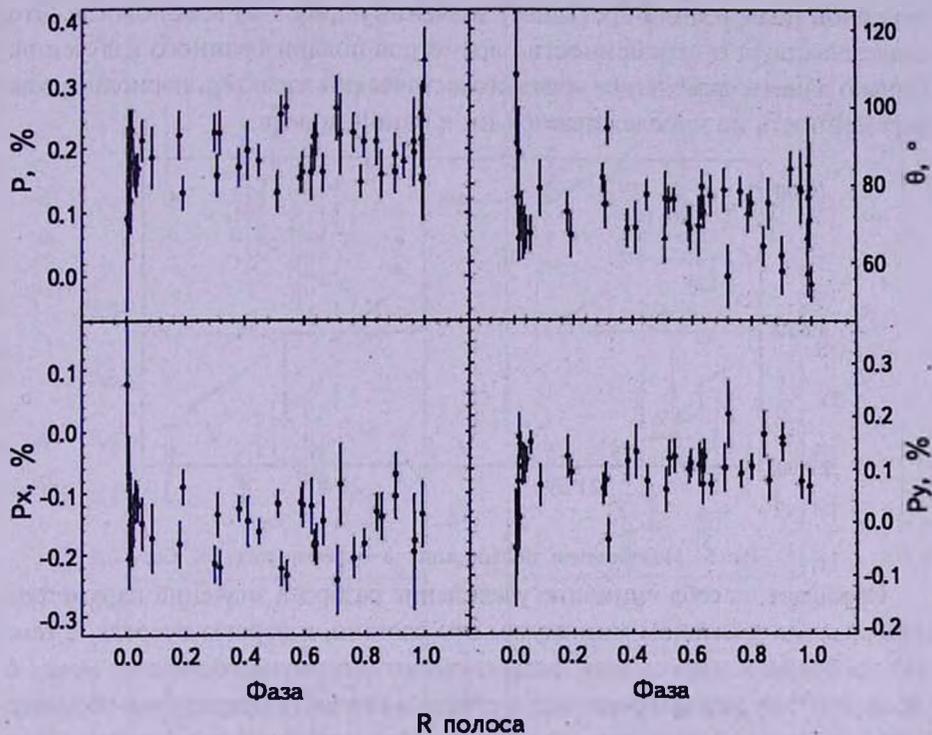


Рис.4. Зависимости параметров поляризации ЕК Сер от фазы орбитального периода в полосе  $R$ .

Наблюдаемая поляризация является суперпозицией межзвездной и собственной поляризации. Для определения межзвездной поляризации были выполнены измерения параметров линейной поляризации 8 звезд окрестности ЕК Сер, взятых из работы Закирова [7]. Результаты наблюдений приведены на рис.5. Из рисунка видно, что позиционные углы звезд окрестности и самой ЕК Сер выстроены с высокой точностью. Среднее значение позиционного угла плоскости линейной поляризации звезд окрестности ЕК Сер в полосе  $V$  составляет  $74^{\circ}.8 \pm 2^{\circ}.1$ . Степень линейной поляризации звезд окрестности меняется для разных звезд от  $0.33 \pm 0.12\%$

до  $0.92 \pm 0.11\%$ . Из-за большого разброса степени линейной поляризации звезд окрестности не представляется возможным провести точный учет вклада межзвездной компоненты в наблюдаемую поляризацию. Однако можно сказать, что в наблюдаемую нами линейную поляризацию ЕК Сер значительный вклад вносит межзвездная составляющая.

На рис.4 показаны изменения параметров линейной поляризации ЕК Сер на всем интервале фаз. Средние значения позиционного угла для всех длин волн совпадают с точностью до ошибок наблюдений.

На внезатменной части кривой амплитуда переменности степени линейной поляризации превышает значения ошибок во всех полосах. Это свидетельствует о переменности параметров поляризованного излучения. Однако данные изменения носят стохастический характер, периодическая переменность не прослеживается ни в одной полосе.

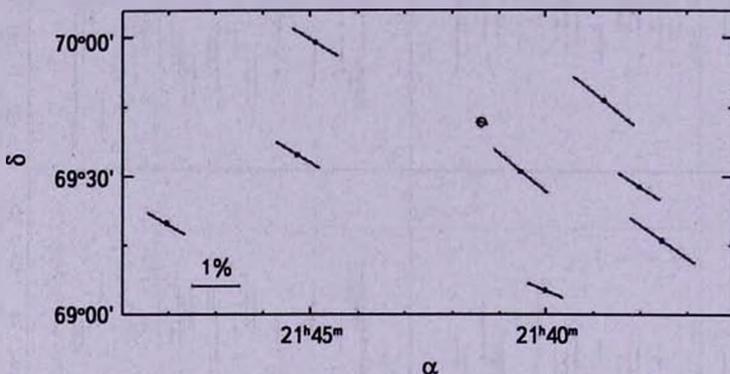


Рис.5. Межзвездная поляризация в окрестностях ЕК Сер.

Обращает на себя внимание увеличение разброса значений параметров поляризации в главном минимуме. Это связано, в первую очередь, с тем, что продолжительность всей фазы главного минимума составляет менее 6 часов, поэтому при наблюдаемых значениях степени поляризации - порядка  $0.2\%$  - не удастся накопить достаточное для повышения точности число измерений параметров поляризации. Более детальный анализ участка кривой соответствующего главному минимуму (рис.6) не показывает наличия значимой поляриметрической переменности. Сравнение параметров поляризации во внезатменной части кривой и участка между 2 и 3 контактами не показывает существенных различий параметров поляризованного излучения. Изменение параметров поляризованного излучения в главном минимуме не превышает, в пределах ошибок наблюдений, изменения параметров поляризации на внезатменной части кривой. При этом наблюдения различных сезонов хорошо согласуются между собой как для главного минимума, так и для внезатменной части периода.

В табл.1, 2 приведены средние значения степени поляризации  $P$  и

фазового угла  $PA$  с их ошибками в пяти цветах  $UBVRI$  для момента минимума блеска переменной (усредненное значение по всем наблюдениям между 2 и 3 касаниями) и для состояния блеска вне затмения. Видно, что позиционные углы плоскости линейной поляризации в главном минимуме

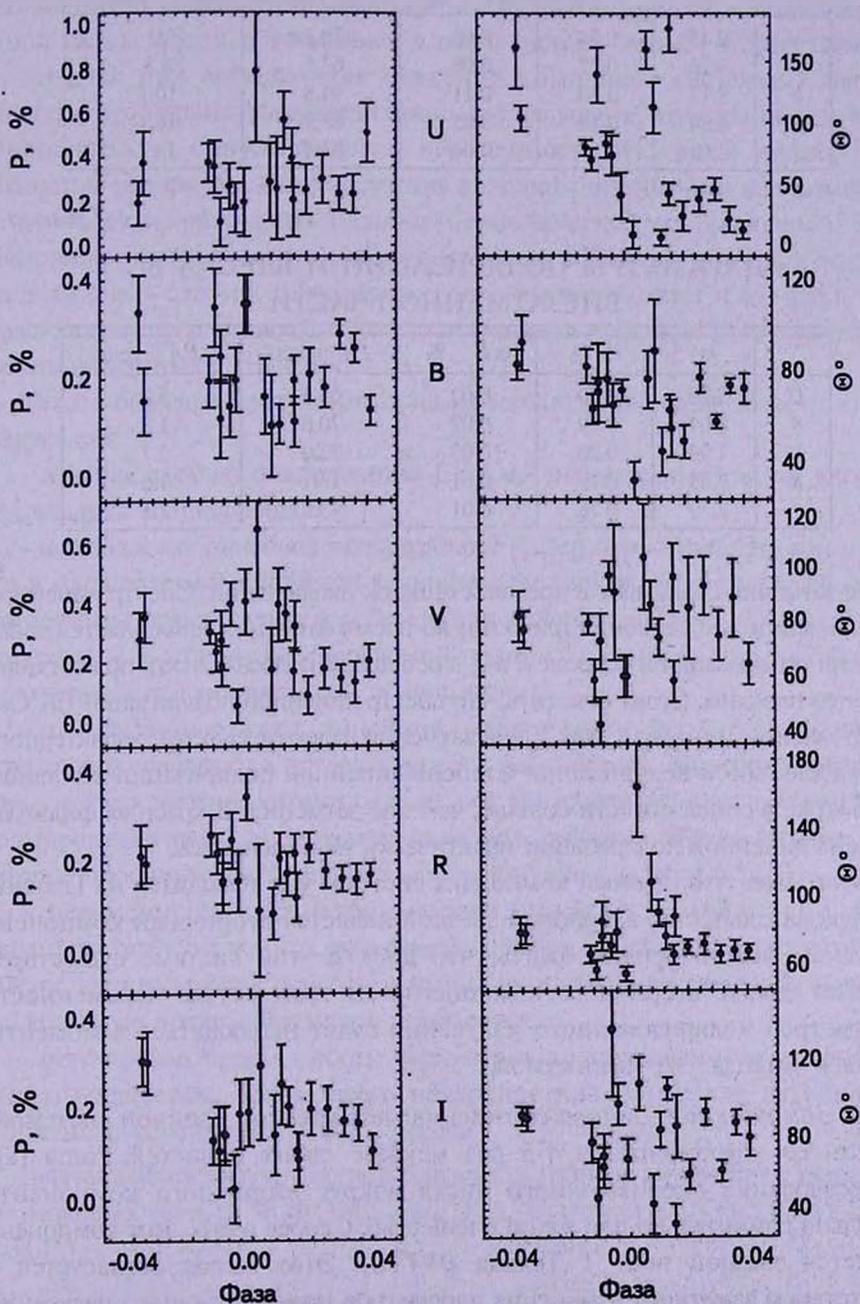


Рис.6. Изменения поляризации в главном минимуме.

Таблица 1

## ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ И БЛЕСКА В ГЛАВНОМ МИНИМУМЕ

|     | $m$  | $P, \%$ | $\sigma P, \%$ | $PA, \text{град.}$ | $\sigma PA, \text{град.}$ |
|-----|------|---------|----------------|--------------------|---------------------------|
| $U$ | 9.45 | 0.34    | 0.09           | 70.1               | 21                        |
| $B$ | 9.26 | 0.27    | 0.08           | 63.5               | 8.3                       |
| $V$ | 9.11 | 0.30    | 0.11           | 94.8               | 10.7                      |
| $R$ | 8.84 | 0.18    | 0.05           | 88.9               | 16.1                      |
| $I$ | 8.69 | 0.17    | 0.04           | 83.4               | 14.2                      |

Таблица 2

## ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ И БЛЕСКА ВО ВНЕЗАТМЕННОЙ ЧАСТИ

|     | $m$  | $P, \%$ | $\sigma P, \%$ | $PA, \text{град.}$ | $\sigma PA, \text{град.}$ |
|-----|------|---------|----------------|--------------------|---------------------------|
| $U$ | 8.20 | 0.20    | 0.02           | 63.1               | 5.3                       |
| $B$ | 8.04 | 0.19    | 0.02           | 70.8               | 1.8                       |
| $V$ | 7.99 | 0.20    | 0.03           | 72.9               | 2.7                       |
| $R$ | 7.83 | 0.19    | 0.01           | 73.1               | 1.6                       |
| $I$ | 7.79 | 0.16    | 0.01           | 73.2               | 2.1                       |

и вне затмения совпадают в пределах ошибок наблюдений. Спектр линейной поляризации вне затмения плоский, во время затмения наблюдается завал степени поляризации в полосах  $R$  и  $I$ , в остальных полосах спектр поляризации остается плоским. Стоит отметить, что спектр линейной поляризации ЕК Сер как в главном минимуме, так и вне затмения далек от спектра, характерного для межзвездной поляризации. Степень линейной поляризации в главном минимуме в синей области больше, чем вне затмения. В красных фильтрах степень линейной поляризации практически не изменилась.

Учитывая, что главный компонент системы уже находится на Главной последовательности, а молодой звездой является вторичный компонент системы, можно предположить, что диск в этой системе существует именно вокруг вторичного компонента. В этом случае переменность параметров поляризованного излучения будет наблюдаться в моменты входа и выхода из минимумов.

4. *Заключение.* Данная система является тесной двойной системой, и хотя ее компоненты в 4-5 раз меньше своих полостей Роша [8], существование околозвездного диска вокруг вторичного компонента довольно сомнительно или же он очень слаб. Скорее всего, этот компонент является звездой пост Т Тельца (WTTS). Этот вывод согласуется с отсутствием заметного изменения параметров поляризованного излучения в указанные моменты. Степень линейной поляризации в моменты входа

и выхода из минимума не отличается существенным образом от степени линейной поляризации вне затмения.

Альтернативным является наличие диска вокруг всей тесной двойной системы (так называемого *circumbinary* диска, SB-диска). В этом случае переменность параметров поляризации будет связана не с затмениями одной звезды другой, а с наличием в такой системе "теней", отбрасываемых на SB-диск при орбитальном движении компонент системы. Следует ожидать, что параметры поляризованного излучения должны показывать периодическую синусоидальную переменность. Из рис.4 видно, что параметры поляризованного излучения в главном минимуме и вне затмения не позволяют заподозрить наличие периодической составляющей. Это свидетельствует о том, что система не имеет SB-диска или диск вокруг системы очень слабый. В поддержку этого свидетельствует и тот факт, что к настоящему времени не обнаружено источников инфракрасного излучения, ассоциированных с EK Cep.

Таким образом, полученные нами наблюдения свидетельствуют о следующем:

- в наблюдаемую поляризацию EK Cep значительный вклад вносит межзвездная составляющая;
- наблюдаемая линейная поляризация EK Cep переменна. Это означает, что в наблюдаемой линейной поляризации звезды кроме межзвездной компоненты присутствует и собственная поляризация. На это указывает и тот факт, что спектр наблюдаемой поляризации не похож на спектр, характерный для межзвездной поляризации;
- позиционные углы линейной поляризации затменной и звезд окрестности совпадают в пределах ошибок наблюдений. Это свидетельствует о том, что межзвездное магнитное поле, под контролем которого происходило формирование звезд, в направлении на молекулярное облако в Цефее, на которое проецируется затменная, имеет регулярную структуру;
- переменность параметров поляризованного излучения EK Cep свидетельствует о том, что околос звездный или SB-диск или отсутствует, или же слишком слаб, для того, чтобы вносить существенный вклад в наблюдаемую поляризационную переменность.
- источником переменности параметров поляризованного излучения системы является, скорее всего поверхностная магнитная активность вторичного компонента - WTT звезды.

Данная работа выполнена при поддержке грантов Президента Украины для молодых ученых № Ф13/47-2007 (К.А.А.) и гранта INTAS 03-51-6311 (А.Н.Р.).

UBVRI PHOTOMETRY AND POLARIMETRY OF  
YOUNG ECLIPSING BINARY EK CEP

К.А.Антонюк, А.Н.Ростопчина

The results of multicolor photometric and polarimetric observations of eclipsing binary EK Cep, carried out in Crimean astrophysical observatory in 1995, 2006, 2007, are presented. It is shown that observed linear polarization of EK Cep is defined not only by interstellar component, but also by variable circumstellar constituent. The different possible mechanisms of the proper polarization formation in binaries are considered.

Key words: *stars:photometry and polarimetry -individual:eclipsing binary EK Cep*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *V.Grinin*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **62**, 63, 1994.
2. *J.Tomkin*, Astrophys. J., **271**, 717, 1983.
3. *D.Popper*, Astrophys. J., **313**, L81, 1987.
4. *G.Hill, R.Hilditch, F.Younger, W.Fisher*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **78**, N2, 131, 1975.
5. *G.Hill, E.Ebbighausen*, Astron. J., **89**, 1256, 1984.
6. *J.Marques, J.Fernandes, M.Monteiro*, Astron. Astrophys., **422**, 239, 2004.
7. *М.Закуров*, КФНТ, **96** вып. 3, 55, 1993.
8. *T.Korhonen, V.Pirola*, ESO Messenger, 1984.

## СЛОЖНАЯ СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДЫ HD 45583

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ<sup>1</sup>, Е.ГЕРТ<sup>2</sup>

Поступила 16 июня 2008

Принята к печати 12 ноября 2008

Получены предварительные данные о структуре магнитного поля уникальной магнитной звезды HD 45583. Наблюдательные данные хорошо описываются конфигурацией из двух магнитных диполей, расположенных на противоположных сторонах относительно центра звезды, причем оси диполей направлены приблизительно в радиальном направлении. Положительные монополи оказываются ближе к поверхности, а отрицательные - к центру звезды. По этой причине на поверхности звезды оказываются два положительных магнитных полюса и отсутствуют отрицательные полюса. Высказывается необходимость дополнительных наблюдений этого уникального объекта.

Ключевые слова: *звезды-магнитные поля - объект: HD 45583*

1. *Введение.* В течение выполнения программы поиска новых магнитных звезд на 6-м телескопе была обнаружена звезда HD 45583 [1], имеющая сложную, уникальную магнитную конфигурацию. Продольное поле этой звезды меняется несинусоидально в пределах от -2000 до +4000 Гс. Предварительное исследование магнитного поля [1] с помощью программы FLDCURV, разработанной Ландстритом, показало, что фазовая кривая магнитного поля хорошо описывается структурой, представляющей собой комбинацию нецентрального диполя и октуполя, коаксиального с диполем. Среднее поверхностное поле при этом предсказывается изменяющимся в пределах 20-30 кГс. Вследствие оригинальной структуры поля, несмотря на недостаток наблюдательных данных, было решено углубить исследование этой звезды с использованием метода "магнитных зарядов" [2].

2. *Физические параметры звезды.* В соответствии с данными [3] звезда HD 45583 Si-типа пекулярности имеет эффективную температуру  $T_e = 12900$  К и абсолютную болометрическую величину  $M_b = 1.3$ . Отсюда радиус звезды в солнечных единицах равен  $R = 3.2R_\odot$ . В работе [4] приводится скорость вращения звезды  $v \sin i = 70$  км/с. Период вращения звезды  $P = 1^d.177177$  и начальная фаза JD 2453272.490 были определены в работе [5]. Затем Семенко и др. [6] уточнили период  $P = 1^d.177000$ . Учитывая известную формулу  $v = 50.6 P/R$  с помощью  $v \sin i$  получаем угол наклона звезды к лучу зрения  $i = 39^\circ \pm 5^\circ$ , необходимый для

моделирования магнитного поля. Наиболее вероятная ошибка угла  $i$  оценена с учетом ошибок вышеперечисленных параметров.

Измеренные значения эффективного магнитного поля  $B_e$  взяты из работ [1,6]. Они отложены точками на рис.1. В этих работах достаточно подробно описаны условия получения зеемановских спектров и их измерений. Хорошо видно, что форма фазовой зависимости несинусоидальная. Наиболее

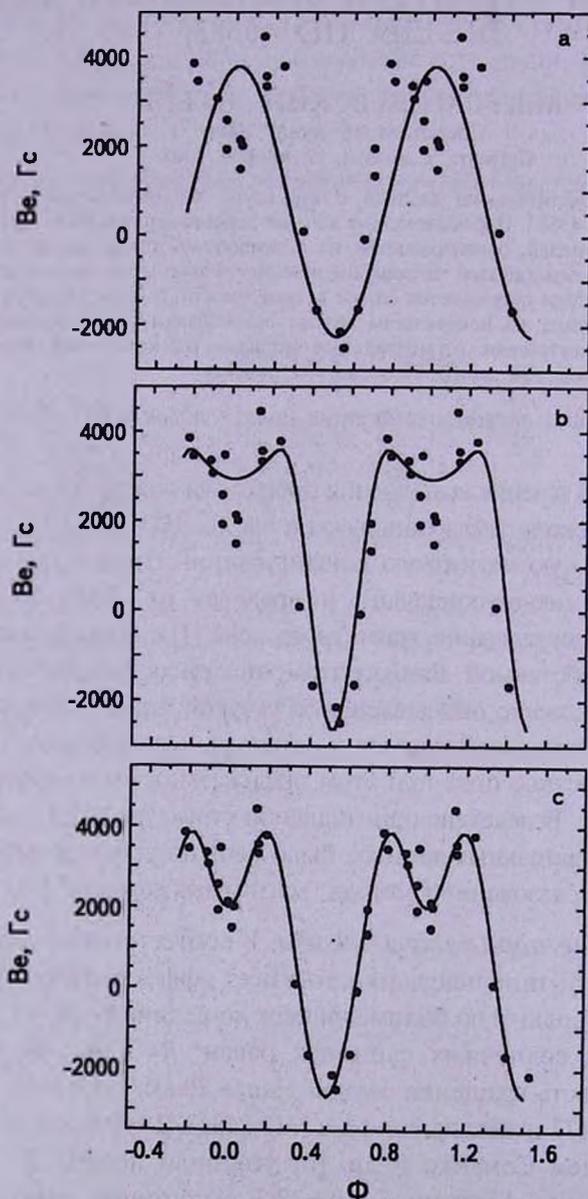


Рис.1. Сравнение наблюдательных данных (кружки) с модельными (сплошная линия): а - модель центрального диполя; б - модель смещенного диполя; с - двухдипольная модель.

часто встречаются следующие конфигурации магнитного поля: поле центрального диполя, поле смещенного диполя, более сложные конфигурации (например HD 32633 [7], HD 137909 [8]). Рассмотрим последовательно применимость к HD 45583 всех трех моделей.

3. *Модель центрального диполя.* Форма вычисленной фазовой зависимости при предположении центрального диполя сильно отличается от наблюдаемой, поэтому мы выбирали амплитуду модельной фазовой зависимости приблизительно, на глаз. Координаты магнитных зарядов по долготе  $\lambda$  и широте  $\delta$ , а также величина поля в магнитных полюсах  $B_p$  на поверхности звезды указаны в табл.1. В вычислениях использовался угол  $i = 39^\circ$ , как было найдено в предыдущем параграфе.

Таблица 1

## ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ ЦЕНТРАЛЬНОГО ДИПОЛЯ

| Знак заряда | Долгота, $\lambda$ | Широта, $\delta$ | $B_p$ , Гс |
|-------------|--------------------|------------------|------------|
| +           | $0^\circ$          | $+5^\circ$       | 16200      |
| -           | 180                | -5               | 16000      |

На рис.1а вычисленная фазовая зависимость проведена сплошной линией. Хорошо видно, что она совершенно не удовлетворяет наблюдательным данным. В области положительной полуволны наблюдаемые значения образуют широкий максимум, в центре которого намечается падение поля от 4000 до 2000 Гс. Модельная фазовая зависимость приводит в этой области к узкому максимуму.

4. *Модель смещенного диполя.* Следующий шаг - попытка построить модель смещенного диполя. Как оказалось, наилучший результат получается в том случае, когда смещение диполя происходит в сторону отрицательного заряда на величину 0.6 радиуса звезды. Столь сильное смещение при моделировании необходимо для того, чтобы описать глубокий минимум на фазе 0. Другие параметры представлены в табл.2. Вычисленная фазовая зависимость в таком варианте показана на рис.1б, на котором видно, что в первом приближении полученная фазовая зависимость похожа на наблюдаемую. Однако вблизи широкого максимума она представляется

Таблица 2

## ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ СМЕЩЕННОГО ДИПОЛЯ

| Знак заряда | Долгота, $\lambda$ | Широта, $\delta$ | $B_p$ , Гс |
|-------------|--------------------|------------------|------------|
| +           | $0^\circ$          | $-7^\circ$       | 9400       |
| -           | 180                | 9                | -314000    |

плохо. Достаточно глубокого минимума на фазе 0.0 в такой модели достичь невозможно. Кроме того часть зависимости вблизи фазы 0.5 из модели получается более узкой, чем наблюдаемая. Кажется слишком большой величина поля на отрицательном полюсе. С целью получения лучшего результата мы попытались усложнить модель, добавив еще один диполь.

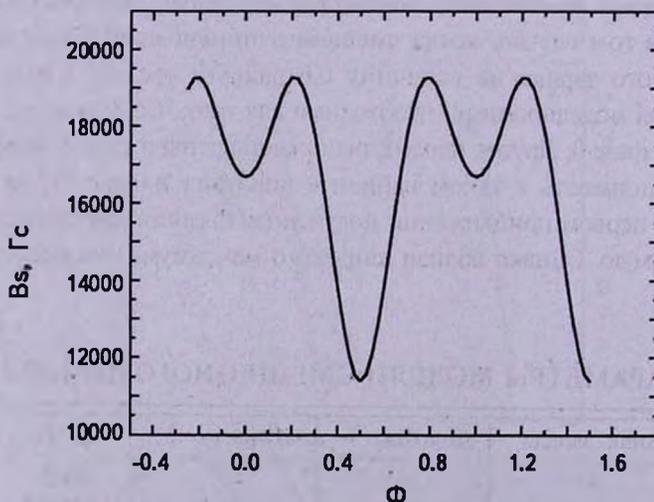
5. *Двухдипольная модель.* Методом последовательных приближений такая модель для звезды HD 45583 была построена. Параметры наилучшего варианта приведены в табл.3.

Таблица 3

## ПАРАМЕТРЫ ДВУХДИПОЛЬНОЙ МОДЕЛИ

| Знак монополя | Долгота, $\lambda$      | Широта, $\delta$       | $V_p$ , Гс         |
|---------------|-------------------------|------------------------|--------------------|
| +             | $283^\circ \pm 1^\circ$ | $21^\circ \pm 3^\circ$ | $158000 \pm 20000$ |
| -             | $283 \pm 1$             | $-7 \pm 1$             | -                  |
| +             | $68 \pm 1$              | $21 \pm 3$             | $158000 \pm 20000$ |
| -             | $68 \pm 1$              | $-7 \pm 1$             | -                  |

Угол наклона звезды  $i = 39^\circ$ , расстояние обоих диполей от центра получилось равным  $\Delta a = 0.6 \pm 0.1$  радиуса звезды. Сравнение вычисленной фазовой зависимости с наблюдениями приведено на рис.1с. Фазовая зависимость среднего поверхностного магнитного поля  $B_s$ , вычисленная из полученной модели, приведена на рис.2. Среднее поверхностное магнитное поле  $B_s$  меняется от 11400 до 19300 Гс, однако вследствие близости положительного монополя к поверхности напряженность  $V_p$  очень большая. Магнитные монополи располагаются на расстоянии 0.8 и

Рис.2. Фазовая зависимость  $B_s - \Phi$ , вычисленная из двухдипольной модели.

0.4 радиуса звезды, т.е. в случае HD 45583 структура магнитного поля подобна полю стержневого магнита. Столь сильное смещение монополей необходимо для того, чтобы описать глубокий минимум на фазе 0. В результате этого, как видно из табл.3, величина  $V_p$  чрезвычайно большая, но поскольку площадь поверхности с такой высокой напряженностью относительно невелика (около 20%), интенсивность сильно расщепленной части спектральной линии, накладывающейся на основную, должна быть также небольшой. Шаг вычислений по  $\lambda$  и  $\delta$  был выбран равным  $1^\circ$ , потому что отклонение даже на один градус от выбранной величины заметно ухудшает значение  $\chi^2/n$ . По амплитуде шаг моделирования был выбран по той же причине равным 100 Гс.

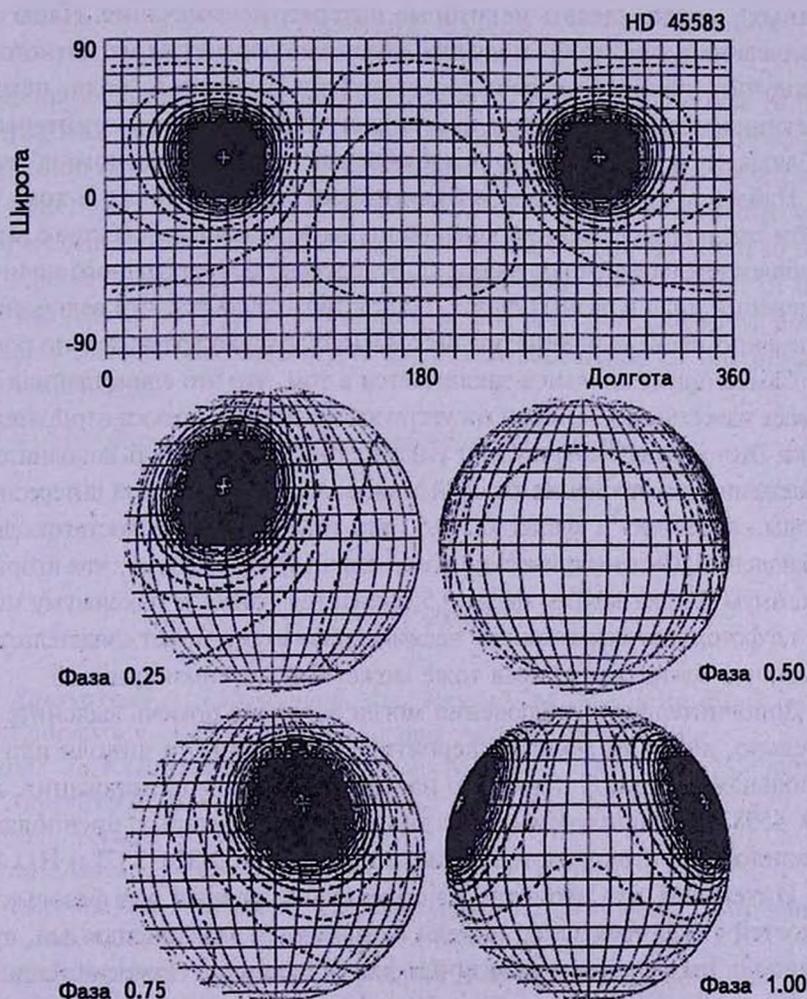


Рис.3. Распределение напряженности магнитного поля по поверхности при двухдипольной модели.

На величину  $V_r$  и другие параметры сильнее всего влияет ошибка угла  $i$ . Для выяснения того, как велико влияние этой ошибки, были построены модели с углами  $i$ , измененными от выбранного значения на величину ошибки, т.е. на  $\pm 5^\circ$ . В табл.3 указаны пределы изменения параметров при таких расчетах. Как видно они относительно невелики.

Хорошо видно, что данная модель лучше других соответствует наблюдательным данным. На рис.3 приведена меркаторская карта распределения магнитного поля по поверхности звезды и глобусы в разных фазах периода вращения.

6. *Обсуждение результатов.* Несмотря на приближенность полученной модели (вследствие недостаточного количества наблюдательных данных), можно сделать некоторые интересные замечания. Наша задача состояла не в том, чтобы получить надежные параметры магнитного поля, а получить наиболее вероятную структуру магнитного поля, исходя из имеющихся данных. Вторая задача состоит в том, чтобы заинтересовать наблюдателей в продолжении наблюдений этого интересного объекта.

Наблюдательная задача в будущем заключается также в том, чтобы найти сильно расщепленную компоненту на зеемановском спектре с высоким отношением сигнал/шум в фазе 0. Вследствие недостаточного количества измерений поля в разных фазах нельзя гарантировать, что величина поля  $V_r$  именно такой величины, но несомненно, что она сравнительно большая.

Самое примечательное заключается в том, что это единственная звезда из всех известных, у которой отсутствуют магнитные полюса отрицательного знака. Этот уникальный результат указывает на необходимость дополнительных наблюдений для уточнения фазовой зависимости и модели этой интереснейшей звезды, особенно в фазах 0.2–0.5, где наблюдается недостаток данных наблюдений. Фотометрические измерения [5] показывают, что вторичный максимум блеска вблизи фазы 0.5 находится ближе к максимуму на фазе 1.0, т.е. фотометрические кривые несимметричны. Это может свидетельствовать о том, что магнитная кривая тоже может быть несимметричной.

Дополнительные наблюдения могли бы также помочь выяснить окончательно, какая из моделей вероятнее - смещенного диполя или двухдипольная модель. С помощью нашей методики моделирования, кроме HD 45583, были изучены еще две звезды, у которых предполагается двухдипольная структура магнитного поля, это HD 32633 [7] и HD 137909 [8]. Интересно, что несмотря на совершенно разный вид фазовых зависимостей у всех трех звезд, модели оказываются двухдипольными, причем монополи расположены вблизи плоскости экватора. Ориентация диполей внутри звезд совершенно разная. Несомненно эти свойства как-то связаны с происхождением и эволюцией магнитных звезд. Эти особенности не

удается объяснить с точки зрения полоидально-тороидальной модели, рассматриваемой в работе [9].

<sup>1</sup> Специальная астрофизическая обсерватория РАН,  
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

<sup>2</sup> D-14471, Potsdam, Gontardstr 130, Germany

## THE COMPLICATED STRUCTURE OF MAGNETIC FIELD OF THE STAR HD 45583

Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth

Preliminary data are obtained on the structure of the magnetic field of the unique magnetic star HD 45583. The observational data are well described by a configuration of two magnetic dipoles located on opposite sides with respect to the center of the star, whereby the axes of the dipoles are directed approximately in radial direction. The positive monopoles appear closer to the surface, whereas the negative ones are positioned closer to the center of the star. For this reason, there are two positive magnetic poles but no negative poles on the star's surface. The necessity of additional supervision of this unique object is emphasized.

Key words: *stars:magnetic fields - individual:HD 45583*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk*, in: Physics of Magnetic Stars, ed. D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk, Nizhnij Arkhyz, 2007, p.81.
2. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, Bull. Spec. Astrophys. Obs., **56**, 25, 2003.
3. *Yu.V.Glagolevskij*, Bull. Spec. Astrophys. Obs., **53**, 33, 2002.
4. *H.Levato*, Astron. J., **79**, 890, 1974.
5. *P.North*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **69**, 371, 1987.
6. *Е.А.Семенко, Д.О.Кудрявцев, Т.А.Рябчикова, И.И.Романюк*, Астрофиз. Бюлл., **63**, 136, 2008.
7. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, Bull. SAO, ЧЧ, 2008 (in press).
8. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, in: Magnetic stars, eds. Yu.V.Glagolevskij, D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk, Nizhnij Arkhyz, 2004, p.142.
9. *J.Braithwaite, H.C.Spruit*, Astron. Astrophys., **453**, 1097, 2006.

ОБ ЭВОЛЮЦИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СТРУЙ,  
ГЕНЕРИРОВАННЫХ ВИХРЕВЫМ МЕХАНИЗМОМ

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 10 августа 2008

Принята к печати 12 ноября 2008

Рассмотрена нелинейная динамика вращающейся струи после ее извержения из компактного гравитирующего объекта вихревым механизмом. Указан сценарий расширения плотной струи с последующим ее превращением в нестационарный вихрь, состоящий из цилиндрического ядра и "шубы". На этом этапе развития сходящийся радиальный поток вещества в дифференциально вращающейся неоднородной "шубе" коллимирует джет и ускоряет вращение ядра, а также течение вещества вдоль струи по степенному или по закону "взрывной" неустойчивости, пока скачок скорости на поверхности ядра не достигает скорости звука. Такие течения имеют небольшую диссипацию энергии и могут служить своеобразными каналами для ускорения и коллимации струйных извержений от молодых звезд, ядер активных галактик и квазаров.

Ключевые слова: *вихрь; джет; эволюция; коллимация; гидродинамика*

1. *Введение.* Вращение астрофизических струйных течений установлено наблюдениями биполярных джетов от разных объектов и молодых звездных образований (например, от T Tauri звезды TH28 и RW Aur [1], от DG Tau и биполярный джет от TH 28 [2] и т.д.[3,4]). Причем, интересно, что вращение биполярных джетов происходит в противоположных направлениях.

В работе [5] на основе обобщения точных вихревых решений гидродинамических уравнений в рамках несжимаемой жидкости с учетом вязкости [6,7], нами был выдвинут вихревой механизм генерации астрофизических струй. Было показано, что полярный поверхностный слой вращающегося гравитирующего тела в виде сфероида Маклорена неустойчив по отношению к вихревым возмущениям Рэнкина, представляющим твердотельное вращение в области ствола  $r \leq r_0$  и дифференциальное вращение - во внешней области ("шуба"). Из-за перепада давления на оси ствола, через его нижнее основание возникает продольный поток вещества, который вызывает сходящийся к стволу радиальный поток, перенося из области "шубы" угловой момент и энергию в область твердотельно вращающегося ствола. Это приводит к ускорению вращения ствола, увеличивая перепад давления на оси вихря по экспоненциальному закону.

Важно заметить, что диссипация энергии в вихре очень мала, несмотря на быстрый рост угловой скорости ствола.

В результате вихревого движения, первоначально сфероидальные изобарические поверхности гравитирующего тела (протозвезда, ядро активной галактики...) в области вихря принимают форму воронки с экспоненциально углубляющимся дном.

Процесс ускорения прекращается и вихрь переходит в состояние насыщения, когда скачок азимутальной скорости на поверхности ствола достигает скорости звука  $c_0$ . За это время вихревым движением охватываются все более глубокие слои гравитирующего тела, а продольная скорость потока вдоль ствола вихря нарастает до максимального значения [5]

$$V_j \approx \alpha R_p \left( 1 - \frac{(\omega(0) + \Omega)r_0}{c_0 + \Omega r_0 \alpha t_s} \right) + V_r \frac{r_0 (c_0 + \Omega r_0 \alpha t_s)^2}{R_p (\Omega_0^2 r_0^2 + 4V_r^2)}, \quad v_{z0} = \alpha R_p (e^{\alpha t_s} - 1), \quad (1)$$

вызывая истечение массы через поверхность протозвезды в виде струи радиуса  $r_0$ . Здесь  $R_p$  - полярный радиус источника,

$$\Omega^2 = \Omega_0^2 \left( \frac{1}{A} - \frac{3}{2} + e^2 \right), \quad \Omega_0^2 = 2\pi G \rho A, \quad A = \frac{2}{e^2} - \frac{2\sqrt{1-e^2}}{e^3} \arcsin e, \quad (2)$$

$\Omega$  и  $e$  - угловая скорость вращения и эксцентриситет меридианного сечения источника [5,8],  $V_r = \alpha r_0/2$  - скорость сходящегося радиального потока на поверхности ствола вихря,  $t_s$  - время его насыщения, определяемое из уравнения [5]

$$e^{\alpha t_s} - \frac{\Omega \alpha t_s}{\omega_0 + \Omega} = \frac{c_0}{(\omega_0 + \Omega)r_0}. \quad (3)$$

Распределение давления в сечении ствола насыщенного вихря имеет вид:

$$H_0(r) \equiv \frac{P(r)}{\rho_0} \approx (c_0^2 + 2\Omega r_0 c_0 - V_r^2 - \Omega_0^2 r_0^2 (1 - e^2)) \frac{(r^2 - r_0^2)}{2r_0^2} + \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{4V_r^2}{\Omega_0^2 r_0^2} \right) \left( \Omega_0^2 (1 - e^2) r_s^2 - V_r^2 - \omega_e^2 r_0^2 - 4\Omega r_0^2 \omega_e \ln \frac{r_s}{r_0} \right). \quad (4)$$

Из протозвезды выходит голый ствол вихря, с геликоидальной траекторией движения частиц, с убывающей к оси амплитудой.

В настоящей работе будем исследовать поведение струи за пределами источника.

**2. Расширение и установившееся состояние струи.** После выхода из компактного образования ствол вихря попадает в разреженную окружающую среду. Здесь следует выделить два основных процесса: взаимодействие струи с окружающей средой с образованием ударов, и расширение струи.

Как было показано в работе [5], поверхностный слой струи является частью переходного слоя вихря, который характеризуется интенсивными турбулентными пульсациями гидродинамических полей. Эти пульсации,

учитывая также высокую относительную скорость струи, могут вызывать удары не только в головной области, но также от боковой поверхности струи.

Однако здесь мы оставим задачу взаимодействия с окружающей средой, и обратим наше внимание на процессы в струе после ее выхода наружу.

Перед выходом поверхностный слой ствола вихря удерживался действием градиентной силы давления материи протозвезды [5]:

$$\left. \frac{dH_0}{dr} \right|_{r_0} = \left( \omega_e^2 + 2\Omega\omega_e - \frac{\alpha^2}{4} - \Omega_0^2(1 - e^2) \right) r_0, \quad (5)$$

где  $H_0$  - определяющаяся формулой (4) энтальпия,  $\omega_e$  - угловая скорость вращения внешней области насыщенного вихря. С выходом наружу правая часть (5) исчезает, и струя начинает расширяться.

Представим следующий сценарий расширения струи: расширение поверхностных слоев в разреженную окружающую среду и радиальное разбухание струи.

Радиальное разбухание приводит струю из плотного, быстровращающегося состояния с некоторой температурой в менее плотное состояние с медленным вращением и более низкой температурой, с сохранением углового момента. Причем будем считать, что разбухание адиабатическое и оставляет струю однородной.

Параллельно происходит расширение вещества с поверхности струи: сначала приходят в движение смежные с границей слои, постепенно охватывая все более далекие области от границы струи. Возникает волна разрежения, которая распространяется вдоль радиуса в глубь струи, создавая вокруг нее неоднородную по плотности "шубу" с дифференциальным вращением. Она ведет к восстановлению равновесия на границе однородного ствола при некотором значении его радиуса  $R$ . После этого бурные процессы расширения прекращаются, и в струе устанавливается квазистационарная картина, состоящая из двух областей:

- *ядерная область*, имеющая радиус  $R$ , однородная по плотности  $\rho_c$  и вращающаяся твердотельно с угловой скоростью  $\omega_c$ ,

- *область шубы* с неоднородной плотностью  $\rho(r)$  и дифференциальным вращением.

Отдельно рассмотрим процессы в указанных областях.

*Область ядра*  $r \leq R$ . Рассмотрим адиабатическое объемное расширение (радиальное разбухание) части струи первоначального радиуса  $R_0$ , плотности  $\rho_0$ , вращающейся твердотельно с угловой скоростью  $\omega_0$  и температуры  $T_0$  (со значением скорости звука в ней  $c_0$ ), которая в конечном состоянии представляет ядерную область струи. Сохранение массы, углового момента единицы длины струи дают:

$$\frac{\rho_c}{\rho_0} = \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 = \frac{\omega_c}{\omega_0}, \quad (6)$$

а из уравнения Пуассона для адиабаты получаем значение скорости звука в ядре

$$\frac{c_c}{c_0} = \left( \frac{R_0}{R} \right)^{\gamma-1}, \quad (7)$$

и давление на его поверхности:

$$h_0(R) = H_0(R_0) \left( \frac{R_0}{R} \right)^{2(\gamma-1)}, \quad (8)$$

где  $\gamma$  - показатель адиабаты, а индексом "с" указаны соответствующие однородные величины в конечном состоянии ядра струи.

Поле скоростей и распределение давления в области ядра в установившемся состоянии определяются уравнениями Навье-Стокса и непрерывности:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{v^2}{r} = -\frac{\partial h}{\partial r} + \nu_* \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right), \quad (9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \left( \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right) = \nu_* \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right), \quad (10)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + (V_{j0} + w) \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial h}{\partial z} + \nu_* \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right), \quad (11)$$

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \ln \rho}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (12)$$

где  $V_{j0}$  - скорость струи на уровне  $z=0$ ,  $h$  - энтальпия,  $u$ ,  $v$  и  $w$  - радиальная, азимутальная и продольная компоненты скорости в сопутствующей системе отсчета,  $\nu_*$  - эффективная кинематическая вязкость.

Так как ядро однородно по плотности и вращается твердотельно с угловой скоростью  $\omega_c$ , то уравнения (9)-(11) в области  $r \leq R$  допускают решения:

$$v = \omega_c(t)r, \quad w = \beta z, \quad u = -\frac{1}{2}\beta r, \quad (13)$$

$$h = (\omega_c^2 r^2 - u^2)/2 + h_c, \quad (14)$$

где  $h_c$  - значение энтальпии на оси ядра  $r=0$ .

Заметим, что решения (13) тождественно зануляют вязкие члены в уравнении Навье-Стокса, а из (10), с учетом (13), получаем уравнение

$$d\omega_c/dt = \beta\omega_c, \quad (15)$$

которое при постоянном  $\beta$  дает экспоненциальный рост угловой скорости вращения ядра:

$$\omega_c(t) = \omega_{c0} \exp(\beta t), \quad r \leq R. \quad (15a)$$

Принимая  $\beta = \omega_c$  в уравнении (15) получаем решение типа "взрывной" неустойчивости

$$\omega_c(t) = \frac{\omega_{c0}}{1 - \omega_{c0} t}, \quad r \leq R \quad (15b)$$

- за конечный промежуток времени  $t_0 = 1/\omega_{c0}$  угловая скорость ствола вихря формально стремится в бесконечность.

Область шубы  $r > R$ . Процессы здесь также будем предполагать адиабатическими, а плотность массы - неоднородной. Здесь уравнения (9)-(12) дополняются соотношениями

$$dh = c^2 d \ln \rho, \quad c^2 = \gamma p / \rho = (\gamma - 1) h, \quad (16)$$

где  $c$  - местная скорость звука,  $h$  - энтальпия газа в области шубы. Решения уравнений (9)-(12) и (16) должны удовлетворять условию сохранения углового момента, которое в интегральной форме для единицы длины струи имеет вид

$$\rho_c \omega_c \int_0^R r^2 2\pi r dr + \int_R^{R_1} \rho v r 2\pi r dr = \frac{1}{2} \pi \rho_0 r_0^3 c_0, \quad (17)$$

где  $R_1$  - радиус внешнего края области шубы, на котором плотность и скорость звука становятся порядка соответствующих величин окружающей среды:  $\rho(R_j) = \rho_s$ ,  $c(R_j) = c_s$ .

Рассмотрим решения уравнений (9)-(12) в области  $r > R$ :

$$v = \omega_c R, \quad \rho = \rho_c \frac{R}{r}, \quad (18)$$

оставляющее неизменным угловой момент  $\rho v r$  элемента вещества при расширении струи. Тогда из уравнений (10), (12) получаем

$$u = -\frac{v_*}{r}, \quad w = -v_* \frac{z}{r^2}, \quad (19)$$

а с учетом выражения плотности (18) из (16) находим

$$\frac{h(r)}{h_0(R)} = \frac{c^2}{c_c^2} = \left(\frac{R}{r}\right)^{\gamma-1}. \quad (20)$$

В (13) и (19) уровень  $z=0$  выбран положение, начиная с которого в струе устанавливается состояние (18).

Радиус внешней границы струи получим, приравняв скорость звука в области потока скорости звука окружающей среды  $c_s$ :

$$R_j = R \left( \frac{c_c}{c_s} \right)^{2/\gamma-1}. \quad (21)$$

Учитывая частное решение (18) в интегральном условии сохранения углового момента, получаем связь между размерами струи:

$$\frac{R_j}{R} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{r_0}{R_0} \right)^2. \quad (22)$$

Заметим, что угловая скорость  $\omega_c$  меняется со временем в области ядра, а внешняя область ( $r > R$ ) вращается стационарно. Тогда из уравнения

(9) для области шубы получаем:

$$h = \gamma p / \rho = h_0(R) + v^2 \ln r - v_*^2 / 2r^2 + v_*^2 / 2R^2, \quad (23)$$

где  $h_0(R)$  определяется из (8).

С учетом (23) и (14) условие непрерывности давления на поверхности ядра:

$$p(R) = \rho_c \left[ \omega_c^2(t) R^2 - V_r^2 \right] / 2 + p_c = \rho_c h_0(R),$$

где  $V_r = \beta R / 2$ , дает

$$p_c = \frac{1}{2} \rho_c \left[ 2 h_0(R) + V_r^2 - R^2 \omega_c^2(t) \right], \quad (24)$$

что с учетом (15а) и (15б) указывает на степенное или "взрывное" нарастание со временем перепада давления на оси ядра.

Скорости (13) тождественно зануляют вязкие члены в уравнениях (9)-(11). В то же время диагональные компоненты вязкого тензора напряжений отличны от нуля, что приводит к следующей мощности диссипации кинетической энергии на единицу длины:

$$\frac{dE_k}{dt} = -2\pi v_* \rho_c R^2 \left\{ 3\beta^2 + \frac{2}{3} \frac{v_*^2}{R^4} \right\}. \quad (25)$$

Итак, расширяясь, вращающаяся струя может формировать ядро и шубу с продольным и сходящимся радиальным потоками вещества, обеспечивающие степенной или взрывной рост угловой скорости ядра и перепада давления на его оси. Таким образом, голый ствол-струя воспроизводит нестационарный вихрь, который может ускорять и коллимировать поток вещества в струе.

Нарастающий со временем тангенциальный скачок азимутальной скорости на границе ядра в рассмотренных нами случаях равен:

$$V \equiv [\omega_c(t) - \omega_{c0}] R = \begin{cases} v(e^{\beta t} - 1), & \beta = \text{const}, \\ \frac{v\omega_{c0} t}{1 - \omega_{c0} t}, & \beta = \omega_{c0}. \end{cases} \quad (26)$$

Скачок же продольной скорости на границе ядра определяется формулами (13), (19):

$$[v_z] = (\beta + v_* / R^2) z. \quad (27)$$

3. Структура и эволюция вихря. Для первых производных энтальпии по  $r$  и  $z$ , из (2), (4а) с учетом (11), (12), при условии  $\beta = \text{const}$ , т.е.  $\omega_c(t) = \omega_{c0} \exp(\beta t)$ , находим

$$\frac{\partial h}{\partial r} = \begin{cases} r \left( \omega_c^2(t) - \frac{1}{4} \beta^2 \right), & r \leq R, \\ \frac{v^2}{r} - \frac{v_*^2}{r^3}, & r > R \end{cases} \quad (28)$$

$$\frac{\partial h}{\partial z} = \begin{cases} -\beta(V_{J0} + \beta z), & r \leq R, \\ \frac{v_*}{r^2} \left( V_{J0} - 3v_* \frac{z}{r^2} \right), & r > R. \end{cases} \quad (29)$$

Заметим, что уравнения (28) и (29) указывают на существовании нарастающих со временем скачков первых производных  $h$  на границе ядра вихря  $r=R$ .

Для выяснения структуры вихря, проинтегрируем уравнения (28), (29), и с учетом (6), (7), (24), (19) для давления в вихре получим:

$$\frac{p(r, z, t)}{\rho_c} = \begin{cases} -\frac{1}{2} \left[ R^2 \omega_c^2(t) - V_r^2 \right] \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) + h_0(R) - 2 \frac{V_{J0} V_r}{R} z - 2 \frac{V_r^2}{R^2} z^2, & r \leq R, \\ C(t) + \frac{v_*^2 R}{2\gamma r^3} + \frac{v_*^2 R}{\gamma r} \ln r + \frac{R V_{J0} v_*}{\gamma r^3} z - \frac{3 R v_*^2}{2\gamma r^5} z^2, & r > R. \end{cases} \quad (30)$$

где  $C(t)$  - неизвестная функция времени, которая определяется из условия непрерывности изобарических поверхностей на границе ядра вихря.

Пусть в момент образования вихря  $t=0$  давление первоначально параболической поверхности, соответствующей основанию вихря  $z=0$ , равнялось  $P_1$  (скажем, давление, при котором создаются благоприятные условия для каких-то химических реакций). В последующие моменты  $t>0$  форма этой поверхности из-за развития нестационарного вихря опишется уравнением

$$z_{in}^2(r, t) + R \frac{V_{J0}}{V_r} z + \frac{R^2}{4V_r^2} \left[ R^2 \omega_c^2(t) - V_r^2 \right] \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) + \frac{R^2 h_0}{2V_r^2} + \frac{R^2 P_1}{2V_r^2 \rho_c} = 0 \quad (31)$$

- в области ядра, и

$$z_e^2(r, t) - V_{J0} \frac{2r^2}{3v_*} z - \frac{r^2}{3} - \frac{2r^4 v^2}{3v_*^2} \ln r - \frac{2\gamma r^5 C(t)}{3R v_*^2} + \frac{2\gamma r^5 P_1}{3R v_*^2 \rho_c} = 0, \quad (32)$$

- в области шубы, где  $C(t)$  следует получить из условия непрерывности изобары на границе ядра. Из (31) находим координату пересечения изобары с поверхностью  $r=R$ :

$$z_{in}(R, t) = -R \frac{V_{J0}}{2V_r} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{2h_0(R)}{V_{J0}^2} - \frac{2P_1}{\rho_c V_{J0}^2} \right)^{1/2} \right], \quad (33)$$

а из (32) - координату пересечения изобары с поверхностью  $r=R$  со стороны шубы:

$$z_e(R, t) = R^2 \frac{V_{J0}}{3v_*} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{3v_*^2}{V_{J0}^2 R^2} + \frac{6v^2}{V_{J0}^2} \ln R + \frac{6\gamma C(t)}{V_{J0}^2} - \frac{6\gamma P_1}{\rho_c V_{J0}^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (34)$$

Считая скорость струи  $V_{J0}$  намного больше характерных скоростей вихря и разлагая в ряд квадратные корни в (33), (34), с учетом непрерывности

скорости радиального потока на поверхности ядра:

$$v_r = RV_r, \quad (35)$$

для  $C(t)$  получим:

$$2\gamma C(t) = h_0(R) - V_r^2 - v^2 \ln R^2 + P_1(2\gamma + 1)/\rho_c, \quad (36)$$

откуда видно, что  $C$  есть величина постоянная. Следовательно, изобарическая поверхность в области шубы стационарна, окончательный вид которой получим из (32) с учетом (36). В области ядра изобара нестационарная и описывается углубляющейся со временем параболоидальной воронкой. Дно воронки находится на оси ядра, координата которого зависит от времени формулой

$$z(0, t) = -\frac{R}{2V_{j0}V_r} \left( \frac{v^2}{2} e^{2\beta t} - \frac{V_r^2}{2} + h_0(R) + \frac{P_1}{\rho_c} \right). \quad (37)$$

Первый член правой части есть результат степенной неустойчивости вихря, в результате чего координата изобары на оси вихря  $z(0, t)$ , оставаясь отрицательной, растет по абсолютной величине с экспоненциально нарастающей скоростью

$$\dot{z}(0, t) = -\frac{v^2}{V_{j0}} e^{2\beta t}. \quad (38)$$

Скорость же продольного потока вещества, относительно струи в сечении ядра вихря с координатой  $z$  имеет значение  $v_z = v_{z0} + \beta z$ .

4. *Неустойчивость тангенциального разрыва скорости на границе ядра.* В работе [9] мы исследовали возмущения поверхности с тангенциальным скачком скорости в случае сжимаемой среды и показали, что ее неустойчивость приводит к образованию на поверхности ядра вихря переходного слоя с толщиной  $2\zeta(t)$ , нарастающей со временем (в начальной стадии развития неустойчивости) приблизительно по закону  $\sim t^2 \ln t$ :

$$\ln \frac{\zeta(t)}{\zeta_0} \approx \frac{\omega_{c0} V_r t^2}{2\zeta(t)}, \quad (39)$$

где  $\zeta_0$  - амплитуда возмущений поверхности ядра в начальный момент времени.

Этот переходный слой сильно турбулентный, и характеризуется эффективным коэффициентом турбулентной вязкости, который в начальной стадии развития неустойчивости растет со временем как  $\sim t^3$  и может достичь больших значений ( $v_{ef} \gg v$ )

$$v_{ef}(t) \approx \frac{1}{2} \omega_{c0} V_r |\zeta(t)| t. \quad (40)$$

Это приводит к интенсивной нелинейной диссипации нарастающих турбулентных возмущений в рассматриваемом слое и к переходу состояния

насыщенности.

Насыщение турбулентных возмущений происходит, когда рост кинетической энергии поверхностных волн за единицу времени  $\gamma \rho V^2/2$ , в результате неустойчивости тангенциального разрыва скорости, становится по порядку равным диссипации турбулентной энергии за единицу времени в единице объема  $\rho V^3/\ell$  (см. [10]). В приведенных оценочных формулах  $V \sim d|\zeta(t)|/dt$  - есть скорость турбулентных пульсаций,  $\ell \sim |\zeta(t)|$  - их характерный масштаб, и  $\gamma \sim \pi V/|\zeta|$  - максимальный инкремент неустойчивости. Из вышесказанного следует, что скорость турбулентных пульсаций практически совпадает с тангенциальным скачком скорости  $V(t)$ .

С другой стороны, угловое ускорение вращения ствола вихря прекратится, когда скачок тангенциальной скорости  $V(t)$  достигнет скорости звука  $c_c$ . Характерное время этого процесса, как следует из (26) при  $\beta = \text{const}$  равно

$$\tau_s \approx \frac{1}{\beta} \ln \left[ \frac{c_c}{\omega_{c0} R} \right], \quad (41)$$

и тогда

$$\ln \frac{\zeta_s}{\zeta_0} \approx \frac{\omega_{c0} V_r \tau_s^2}{2\zeta_s}. \quad (42)$$

В режиме "взрывного" ускорения вихря в выражениях (39) и (42)  $\beta$  следует заменить на  $\omega_{c0}$ , а значение  $\tau_s$  при  $c_c \gg \omega_{c0} R$  брать как  $\tau_s \approx 1/\omega_{c0}$ .

### 5. Применение полученных результатов к астрофизическим струям:

*Генерация струи.* Для иллюстрации полученных результатов рассмотрим формирование типичной струи от молодых звездных образований. Пусть центральный компактный объект - сфероидальное протозвездное образование, имеет плотность массы  $\rho_0 \approx 10^{-14}$  г/см<sup>3</sup>, полярный радиус  $R_p = 50$  а.е. и эксцентриситет меридианного сечения  $e = 2/3$ . В рамках модели сфероида Маклорена с помощью формул (2) находим значения угловой скорости протозвезды:  $\Omega \approx 6 \cdot 10^{-11}$  с<sup>-1</sup> и  $\Omega_0 \approx 2.3 \cdot 10^{-11}$  с<sup>-1</sup>.

Пусть в полярной области образованный в момент времени  $t=0$  вихрь Рэнкина имеет радиус ствола  $r_0 \approx 1$  а.е. с нижним основанием на глубине  $H \approx 0.2$  а.е. от полюса протозвезды. Предположим, значения радиальной и продольной скоростей имеют одинаковый порядок величины -  $v_{z0} \approx v_0 \approx ar_0/2 \approx 1$  км с<sup>-1</sup>, а  $c_0 = 40$  км с<sup>-1</sup>. Тогда для начального значения угловой скорости ствола вихря получим  $\omega(0) \approx 6.7 \cdot 10^{-9}$  с<sup>-1</sup>. Для времени ускорения поверхности ствола до скорости звука внутри протозвезды с помощью (3) получим оценку  $t_s \approx 2.7 \cdot 10^8$  с, а для скорости выброса получаем значение  $V_j \approx 97.5$  км с<sup>-1</sup>.

*Инерционный разлет струи.* Перейдем к рассмотрению расширения извергаемой со скоростью  $V_j \approx 97.5$  км с<sup>-1</sup> из протозвезды цилиндрического ствола

вихря в виде струи радиуса  $r_0 \approx 1$  а.е., с плотностью массы  $\rho_0 \approx 10^{-12}$  г см<sup>-3</sup>, что соответствует концентрации атомов водорода  $n \approx 5 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>. При выходе из протозвезды, струя вращается твердотельно с почти звуковой скоростью на ее поверхности:  $v_\varphi = \omega_0 r_0 \approx c_0 = 40$  км с<sup>-1</sup>, откуда находим  $\omega_0 \approx 2.7 \cdot 10^{-7}$  с<sup>-1</sup>.

От поверхности в глубь струи бежит волна разрежения, создавая область шубы, а центральная область расширяется однородно, образуя твердотельно вращающееся однородное ядро. Принимая  $R_0 = 0.1 r_0$  и  $R = 5 r_0$ , с помощью (6), для плотности массы и угловой скорости вращения ядра получим  $\rho_c \approx 4 \cdot 10^{-18}$  г см<sup>-3</sup> ( $n \approx 2 \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup>) и  $\omega_c \approx 10^{-10}$  с<sup>-1</sup>. Тогда, считая  $\gamma = 5/3$  (одноатомный газ), из (7) находим значение скорости звука:  $c_c \approx 3$  км/с, а из (22) получаем  $R_j \approx 350$  а.е.,  $R_{\varphi} \approx 100$  а.е.

Насыщение образованного вихря достигается, когда скачок (26) скорости вращения на поверхности ядра становится равным скорости звука. В случае степенного роста неустойчивости ( $\beta = \text{const}$ ) это происходит за время (41) после возникновения вихря, и за время  $\tau_s \approx 1/\omega_{c0}$  - в случае "взрывного" развития неустойчивости.

**6. Заключение.** В настоящей работе мы показали принципиальную возможность образования нестационарного вихря в струе, выброшенной протозвездой вихревым механизмом. Возникшие в разных частях струи нестационарные вихри могут коллимировать и ускорять вещество струи.

Вращение струйных течений подразумевают также магнитные механизмы их образования [11-13]. Однако, при этом биполярные джеты должны вращаться в одну и ту же сторону. Так как образование биполярных вихрей, как мы предполагаем, вызвано крутильными колебаниями протозвезды [5], то струйные течения, возникшие в результате вихревого механизма, должны иметь противоположные вращения.

Автор выражает признательность академику НАН Армении проф. Д.М.Седракяну за обсуждение вихревого механизма генерации, ускорения и коллимации астрофизических струй на возглавляемом им семинаре, а также за подсказку на рассмотрение расширения струи за пределами источника.

Ереванский государственный университет,  
Армения, e-mail: mabr@bionet.am mabr49@ya.ru

ON THE EVOLUTION OF ASTROPHYSICAL JET  
GENERATED BY THE VORTEX MECHANISM

M.G.ABRAHAMYAN

Non-linear dynamics of a rotating stream after its eruption from compact gravitating object by the vortex mechanism is considered. The scenario of expansion of the dense stream with its subsequent transmutation into the accelerating vortex, consisting of the cylindrical kernel and "fur coat" is specified. The converging radial stream of substance in differentially rotating nonuniform "fur coat" accelerates gyration of the kernel and fluxion of substance along it on exponential or under the law of "explosive" instability while the tangential shear of rotational velocity on a surface of the kernel reach a sound velocity. Such fluxions have small dissipations of energy and can serve as original channels for acceleration and a collimation of jet eruptions from young stars, nuclear of an active galaxies and quasars.

Key words: *vortex:jets:evolution:collimation:hydrodynamics*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *D.Coffey, F.Bacciotti, T.P.Ray, J.Eisloffel, J.Woitas*, arXiv: astro-ph/0703271v1 12 Mar 2007.
2. *A.Chrysostomou, F.Bacciotti, B.Nisini et al.*, astro-ph/0802.1881v2 16 Feb 2008.
3. *J.M.Anderson, Z.-Y.Litij, R.Krasnopolsky, R.Blandford*, *Astrophys. J.*, 590, L107, 2003.
4. *V.Reipurth, J.Bally*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 39, 403-55, 2001.
5. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, 51, 201, 2008.
6. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, 51, 431, 2008.
7. *Р.К.Кунду*, *Fluid Mechanics*, Academic Press Inc. 1990.
8. *S.Chandrasekhar*, *Ellipsoidal Figures of Equilibrium*, Yale Univ. Press, 1969.
9. *М.Г.Абрамян*, *Астрофизика*, 51, 617, 2008.
10. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, *Гидродинамика*, Наука, М., 1986.
11. *В.С.Бескин*, *Осесимметричные стационарные астрофизические течения*. Физматлит, М., 2005.
12. *V.Reipurth, J.Bally*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 39, 403, 2001.
13. *C.J.Lada*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 23, 267, 1985.

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ И МАКСВЕЛЛОВСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД К СТРАННОМУ КВАРКОВОМУ ВЕЩЕСТВУ

Г.Б.АЛАВЕРДЯН

Поступила 21 мая 2008

Принята к печати 12 ноября 2008

В рамках релятивистской теории среднего поля рассматривается уравнение состояния вещества нейтронной звезды, когда учитывается также скалярно-изовекторное  $\delta$ -мезонное эффективное поле. Значения констант теории численно определяются так, чтобы воспроизвести эмпирически известные характеристики симметричного ядерного вещества при плотности насыщения. Изучаются термодинамические характеристики как асимметричного нуклонного вещества, так и  $\beta$ -равновесной адронно-электронной *пре*-плазмы. В предположении, что переход к странному кварковому веществу является обычным фазовым переходом первого рода, описываемым построением Максвелла, детально исследуются изменения параметров фазового перехода, обусловленные наличием  $\delta$ -мезонного поля. Для описания кварковой фазы используется усовершенствованная версия модели мешка, в которой взаимодействия между кварками учитываются в приближении одноглюонного обмена. Для разных значений параметра мешка в интервале  $B \in [60, 120]$  МэВ/Фм<sup>3</sup> определены характеристики фазового перехода и показано, что учет  $\delta$ -мезонного поля приводит к уменьшению давления фазового перехода  $P_0$  и концентраций  $n_N$  и  $n_Q$  в точке фазового перехода.

Ключевые слова: (звезды:)нейтронные:сверхплотное вещество:

уравнение состояния:кварки

1. *Введение.* Изучение структурных характеристик и состава конstituентов вещества при экстремально больших плотностях и температурах помимо самостоятельного, фундаментального значения имеет также весьма важную роль для выяснения физической природы внутреннего строения и интегральных параметров нейтронных звезд. Квантово-полевой подход позволяет в рамках квантовой адродинамики (КАД) достаточно адекватно описать свойства ядерного вещества и конечных ядер, рассматривая их как систему сильновзаимодействующих барионов и мезонов. Одной из эффективно применяемых теорий такого рода является релятивистская теория среднего поля [1-3]. В этой теории получены результаты, удовлетворительно описывающие структуру конечных ядер [4], уравнение состояния ядерного вещества [5] и особенности рассеяния тяжелых ионов [6]. Параметры модели среднего поля, характеризующие взаимодействие

нуклона с  $\sigma$ ,  $\omega$ ,  $\rho$  мезонами, удается самосогласованно определить, исходя из эмпирических данных относительно симметричного ядерного вещества вблизи плотности насыщения. Это в свою очередь приводит к возможности получения уравнения состояния сверхплотного, изоспиново-асимметричного ядерного вещества. В этих исследованиях считалось, что массы скалярно-изоскалярного ( $\sigma$ ), векторно-изоскалярного ( $\omega$ ) и векторно-изовекторного ( $\rho$ ) мезонов и их константы связи не зависят от плотности и значений полей. Кроме того, в состав обменных мезонов не включен скалярно-изовекторный  $\delta$ -мезон ( $a_0(980)$ ).

В работах [7,8] построены модели релятивистской теории среднего поля, в предположении, что массы нуклона и обменных мезонов в ядерной среде подчиняются скейлинговому закону Брауна-Ро [9]. Результаты показали, что учет зависимости массы от плотности приводит к более жесткому уравнению состояния вещества. Включение в схему скалярно-изовекторного  $\delta$ -мезона и исследование его роли для асимметричного ядерного вещества в области малых плотностей проведено в [10-12]. В работах [13-15] этот подход был применен для исследования процессов рассеяния нейтроно-избыточных тяжелых ионов средних энергий и возможности образования в процессе столкновения адронно-кварковой смешанной фазы.

Целью данной работы является исследование уравнения состояния вещества нейтронной звезды в рамках релятивистской теории среднего поля и изучение изменений параметров фазового перехода первого рода, обусловленных учетом вклада  $\delta$ -мезонного обмена. Полученные результаты позволят выяснить как будут влиять эти изменения на интегральные характеристики и структуру гибридных нейтронных звезд с сердцевиной из кваркового вещества.

2. *Лагранжиан и термодинамические характеристики нуклонной системы.* Плотность нелинейного лагранжиана взаимодействующей многочастичной системы, состоящей из нуклонов и изоскалярно-скалярного  $\sigma$ -мезона, изоскалярно-векторного  $\omega$ -мезона, изовекторно-скалярного  $\delta$ -мезона и изовекторно-векторного  $\rho$ -мезона, в КАД имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi}_N \left[ \gamma^\mu \left( i \partial_\mu - g_\omega \omega_\mu(x) - \frac{1}{2} g_\rho \bar{\tau}_N \cdot \bar{\rho}_\mu(x) \right) - \left( m_N - g_\sigma \sigma(x) - g_\delta \bar{\tau}_N \cdot \bar{\delta}(x) \right) \right] \Psi_N + \\ & + \frac{1}{2} \left( \partial_\mu \sigma(x) \partial^\mu \sigma(x) - m_\sigma^2 \sigma(x)^2 \right) - U(\sigma(x)) + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu(x) \omega_\mu(x) - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu}(x) \Omega^{\mu\nu}(x) + \\ & + \frac{1}{2} \left( \partial_\mu \bar{\delta}(x) \partial^\mu \bar{\delta}(x) - m_\delta^2 \bar{\delta}(x)^2 \right) + \frac{1}{2} m_\rho^2 \bar{\rho}^\mu(x) \bar{\rho}_\mu(x) - \frac{1}{4} \mathcal{R}_{\mu\nu}(x) \mathcal{R}^{\mu\nu}(x), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $x = x_\mu = (t, x, y, z)$ ,  $\sigma(x)$ ,  $\omega_\mu(x)$ ,  $\bar{\delta}(x)$ ,  $\bar{\rho}_\mu(x)$  поля  $\sigma$ ,  $\omega$ ,  $\delta$ ,  $\rho$  обменных мезонов соответственно,  $U(\sigma)$  - нелинейная часть потенциала  $\sigma$  поля и

\* Будем использовать естественную систему единиц  $\hbar = c = 1$ .

дается формулой [16]

$$U(\sigma) = \frac{b}{3} m_N (g_\sigma \sigma)^3 + \frac{c}{4} (g_\sigma \sigma)^4, \quad (2)$$

$m_N, m_\sigma, m_\omega, m_\delta, m_\rho$  - массы свободных частиц,  $\psi_N = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$  - изоспиновый дублет нуклонных биспиноров,  $\bar{\tau}$  - изоспиновые  $2 \times 2$  матрицы Паули. Знаком " $\rightarrow$ " обозначены векторы в пространстве изотопического спина. В Лагранжиан, как и в квантовой электродинамике, входят также антисимметричные тензоры векторных полей  $\omega_\mu(x)$  и  $\rho_\mu(x)$ :

$$\Omega_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \omega_\nu(x) - \partial_\nu \omega_\mu(x), \quad \mathcal{R}_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \rho_\nu(x) - \partial_\nu \rho_\mu(x). \quad (3)$$

Через  $g_\sigma, g_\omega, g_\delta$  и  $g_\rho$  в (1) обозначены константы связи нуклона с соответствующим мезоном. В релятивистской теории среднего поля мезонные поля  $\sigma(x), \omega_\mu(x), \bar{\delta}(x)$  и  $\bar{\rho}_\mu(x)$ , зависящие в общем случае от пространственно-временных координат, заменяются на средние (эффективные) однородные и постоянные по времени поля  $\bar{\sigma}, \bar{\omega}_\mu, \bar{\delta}, \bar{\rho}_\mu$ . Уравнения Эйлера-Лагранжа для нуклонных и мезонных полей позволяют самосогласованно решать задачу и найти в конечном результате уравнение состояния вещества в нуклонной фазе. Переобозначая мезонные поля и константы связи:

$$g_\sigma \bar{\sigma} \equiv \sigma, \quad g_\omega \bar{\omega}_0 \equiv \omega, \quad g_\delta \bar{\delta}^{(3)} \equiv \delta, \quad g_\rho \bar{\rho}_0^{(3)} \equiv \rho, \quad (4)$$

$$(g_\sigma/m_\sigma)^2 \equiv a_\sigma, \quad (g_\omega/m_\omega)^2 \equiv a_\omega, \quad (g_\delta/m_\delta)^2 \equiv a_\delta, \quad (g_\rho/m_\rho)^2 \equiv a_\rho \quad (5)$$

и введя параметр асимметрии

$$\alpha = (n_n - n_p)/n, \quad (6)$$

уравнения для полей можно представить в виде

$$\sigma = a_\sigma (n_{sp}(n, \alpha) + n_{sn}(n, \alpha) - b m_N \sigma^2 - c \sigma^3), \quad (7)$$

$$\omega = a_\omega n, \quad (8)$$

$$\delta = a_\delta (n_{sp}(n, \alpha) - n_{sn}(n, \alpha)), \quad (9)$$

$$\rho = -\frac{1}{2} a_\rho n \alpha, \quad (10)$$

где

$$n_{sp}(n, \alpha) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n)(1-\alpha)^{1/3}} \frac{m_p^*(\sigma, \delta)}{\sqrt{k^2 + m_p^*(\sigma, \delta)^2}} k^2 dk, \quad (11)$$

$$n_{sn}(n, \alpha) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n)(1+\alpha)^{1/3}} \frac{m_n^*(\sigma, \delta)}{\sqrt{k^2 + m_n^*(\sigma, \delta)^2}} k^2 dk, \quad (12)$$

$$k_F(n) = \left( \frac{3\pi^2 n}{2} \right)^{1/3}. \quad (13)$$

Эффективные массы протона и нейтрона определяются выражениями

$$m_p^*(\sigma, \delta) = m_N - \sigma - \delta, \quad m_n^*(\sigma, \delta) = m_N - \sigma + \delta. \quad (14)$$

Если известны константы  $a_\omega$  и  $a_\rho$ , то уравнения (8) и (10) определяют функции  $\omega(n)$  и  $\rho(n, \alpha)$ . Знание же других констант  $a_\sigma$ ,  $a_\delta$ ,  $b$  и  $c$  позволяет самосогласованно решать систему уравнений (7), (9), (11), (12) и определять две остальные функции мезонных полей  $\sigma(n, \alpha)$  и  $\delta(n, \alpha)$ .

Плотность энергии ядерного  $np$  вещества как функция концентрации  $n$  и параметра асимметрии  $\alpha$  имеет вид

$$\begin{aligned} \epsilon(n, \alpha) = & \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n)(1-\alpha)^{1/3}} \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma - \delta)^2} k^2 dk + \\ & + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n)(1+\alpha)^{1/3}} \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma + \delta)^2} k^2 dk + \tilde{U}(\sigma) + \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma^2}{a_\sigma} + \frac{\omega^2}{a_\omega} + \frac{\delta^2}{a_\delta} + \frac{\rho^2}{a_\rho} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\tilde{U}(\sigma) = \frac{b}{3} m_N \sigma^3 + \frac{c}{4} \sigma^4. \quad (16)$$

Для давления ядерного вещества получим

$$\begin{aligned} P(n, \alpha) = & \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n)(1-\alpha)^{1/3}} \left( \sqrt{k_F(n)^2(1-\alpha)^{2/3} + (m_N - \sigma - \delta)^2} - \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma - \delta)^2} \right) k^2 dk + \\ & + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_F(n)(1+\alpha)^{1/3}} \left( \sqrt{k_F(n)^2(1+\alpha)^{2/3} + (m_N - \sigma + \delta)^2} - \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma + \delta)^2} \right) k^2 dk - \\ & - \tilde{U}(\sigma) + \frac{1}{2} \left( -\frac{\sigma^2}{a_\sigma} + \frac{\omega^2}{a_\omega} - \frac{\delta^2}{a_\delta} + \frac{\rho^2}{a_\rho} \right). \end{aligned} \quad (17)$$

Химические потенциалы протона и нейтрона определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \mu_p(n, \alpha) &= \sqrt{k_F(n)^2(1-\alpha)^{2/3} + (m_N - \sigma - \delta)^2} + \omega + \frac{1}{2}\rho, \\ \mu_n(n, \alpha) &= \sqrt{k_F(n)^2(1+\alpha)^{2/3} + (m_N - \sigma + \delta)^2} + \omega - \frac{1}{2}\rho. \end{aligned} \quad (18)$$

**3. Определение констант модели. Эмпирические характеристики насыщенного ядерного вещества и константы теории.** Для определения констант теории  $a_\sigma$ ,  $a_\omega$ ,  $a_\delta$ ,  $a_\rho$ ,  $b$  и  $c$  можно получить систему уравнений, связывающих эти параметры с эмпирически известными характеристиками симметричного ядерного вещества при концентрации насыщения  $n_0$  (см. [17]). Считая, что эффективная масса нуклона в симметричном ядерном веществе ( $\alpha = 0$ ) при концентрации насыщения  $n_0$  связана с голой массой нуклона выражением

$$m_N^* = \gamma m_N, \quad (19)$$

где  $\gamma$  - постоянная, значение которой находится в интервале  $0.7 \div 0.8$ ,

для  $\sigma$  поля при концентрации насыщения  $n_0$  имеем

$$\sigma_0 = (1 - \gamma)m_N. \quad (20)$$

Из уравнений (9) и (10) следует, что при концентрации насыщения в симметричном ядерном веществе  $\delta_0 = 0$  и  $\rho_0 = 0$ . Требуя, чтобы приходящаяся на нуклон энергия  $\varepsilon(n, \alpha)/n$  имела минимум при  $n = n_0$  и  $\alpha = 0$ , получим

$$\left. \frac{d\varepsilon(n, \alpha)}{dn} \right|_{\substack{n=n_0 \\ \alpha=0}} = \frac{\varepsilon(n_0, 0)}{n_0} = m_N + f_0, \quad (21)$$

где  $f_0 = B/A$  удельная энергия связи ядра, без учета кулоновского взаимодействия и конечности размеров ядра.

Пользуясь выражением (15), из (21) можно получить

$$a_\omega = \frac{1}{n_0} \left( m_N + f_0 - \sqrt{k_F(n_0)^2 + (m_N - \sigma_0)^2} \right). \quad (22)$$

Поле же  $\omega_0$  для симметричного вещества при  $n_0$  имеет вид

$$\omega_0 = a_\omega n_0 = m_N + f_0 - \sqrt{k_F(n_0)^2 + (m_N - \sigma_0)^2}. \quad (23)$$

Из уравнения  $\sigma$  поля (7) имеем

$$\frac{\sigma_0}{a_\sigma} = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_0)} \frac{(m_N - \sigma_0)}{\sqrt{k^2 + (m_N - \sigma_0)^2}} k^2 dk - b m_N \sigma_0^2 - c \sigma_0^3. \quad (24)$$

Плотность энергии  $\varepsilon_0 = n_0(m_N + f_0)$  для симметричного ядерного вещества при концентрации насыщения  $n_0$  представляется в виде

$$\varepsilon_0 = n_0(m_N + f_0) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_0)} \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma_0)^2} k^2 dk + \frac{b}{3} m_N \sigma_0^3 + \frac{c}{4} \sigma_0^4 + \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma_0^2}{a_\sigma} + n_0^2 a_\omega \right). \quad (25)$$

Важной эмпирической характеристикой, определенным образом связывающей феноменологические константы теории, является модуль сжимаемости ядерного вещества, который определяется так

$$K = 9n_0^2 \frac{d^2}{dn^2} \left( \frac{\varepsilon(n, \alpha)}{n} \right)_{\substack{n=n_0 \\ \alpha=0}}. \quad (26)$$

Подставляя (15) в (26), можно получить

$$K = 9a_\omega n_0 + 3 \frac{k_F(n_0)^2}{\sqrt{k_F(n_0)^2 + (m_N - \sigma_0)^2}} - \frac{9}{k_F(n_0)^2 + (m_N - \sigma_0)^2} \frac{1}{\frac{1}{a_\sigma} + \frac{2}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_0)} \frac{k^4 dk}{[k^2 + (m_N - \sigma_0)^2]^{3/2}} + 2b m_N \sigma_0 + 3c \sigma_0^2}. \quad (27)$$

В полумпирической формуле Вейцеккера член, учитывающий удельную энергию асимметрии нуклонной системы, имеет вид

$$\frac{\varepsilon_{sym}}{n} = E_{sym}(n)\alpha^2. \quad (28)$$

Коэффициент энергии асимметрии  $E_{sym}(n)$  определяется выражением

$$E_{sym}(n) = \frac{1}{2n} \left. \frac{d^2 \varepsilon(n, \alpha)}{d\alpha^2} \right|_{\alpha=0} \quad (29)$$

Пользуясь выражением (15), для значения энергии симметрии при концентрации насыщения ядерной материи  $E_{sym}^{(0)} = E_{sym}(n_0)$  можно получить

$$E_{sym}^{(0)} = \frac{n_0}{8} a_p + \frac{k_F(n_0)^2}{6\sqrt{k_F(n_0)^2 + (m_N - \sigma_0)^2}} - \frac{1}{2} \frac{n_0(m_N - \sigma_0)^2}{k_F(n_0)^2 + (m_N - \sigma_0)^2} \frac{1}{\frac{1}{a_\delta} + \frac{2}{\pi^2} \int_0^{k_F(n_0)} \frac{k^4 dk}{[k^2 + (m_N - \sigma_0)^2]^{3/2}}} \quad (30)$$

**3.1. Определение констант модели. Результаты численного определения констант теории.** Для определения констант теории нами использованы следующие значения известных ядерных параметров при насыщении: масса голого нуклона  $m_N = 938.93$  МэВ, параметр  $\gamma = m_N^* / m_N = 0.78$ , концентрация насыщения ядерного вещества  $n_0 = 0.153$  фм<sup>-3</sup>, удельная энергия связи  $f_0 = -16.3$  МэВ, модуль сжимаемости  $K = 300$  МэВ,  $E_{sym}^{(0)} = 32.5$  МэВ. Формулы (20) и (23) позволяют определить поля  $\sigma_0$  и  $\omega_0$ . Тогда выражения (22), (24), (25), (27) и (30) образуют систему 5-ти уравнений для 6-ти неизвестных констант  $a_\sigma$ ,  $a_\omega$ ,  $a_\delta$ ,  $a_p$ ,  $b$  и  $c$ . Из уравнения (30) видно, что учет канала взаимодействия, обусловленного изовекторно-скалярным  $\delta$ -мезоном, приводит к определенной корреляции значений констант  $a_\delta$  и  $a_p$ .

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ КОНСТАНТЫ  $a_p$  ПРИ РАЗНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ  $a_\delta$

| $a_\delta = (g_\delta / m_\delta)^2$ , фм <sup>2</sup> | 0     | 0.5   | 1     | 1.5    | 2      | 2.5    | 3      |
|--|-------|-------|-------|--------|--------|--------|--------|
| $a_p = (g_p / m_p)^2$ , фм <sup>2</sup>                | 4.794 | 6.569 | 8.340 | 10.104 | 11.865 | 13.621 | 15.372 |

В табл.1 представлены значения константы  $a_p$  при разных значениях константы  $a_\delta$ . Для выяснения роли учета  $\delta$ -мезона в дальнейшем будем использовать значение  $a_\delta = 2.5$  фм<sup>2</sup> (см. [11]). Отсутствие  $\delta$ -канала взаимодействия будет соответствовать значению константы взаимодействия  $a_\delta = 0$ . Заметим, что использованное нами значение  $a_\delta = 2.5$  фм<sup>2</sup> находится в хорошем согласии с результатами работы [18], в которой микроскопическая теория Дирака-Бракнера-Хартри-Фока была применена к асимметрическому ядерному веществу и экзотическим ядрам для исследования плотностной зависимости мезон-нуклонных констант связи. Из рис.2 работы [18], где приводится зависимость параметра  $a_\delta$  от концентрации  $n$ , видно, что усредненное значение  $a_\delta$  в области  $n \approx 0.1 \div 0.3$  фм<sup>-3</sup> порядка  $65 \text{ GeV}^{-2} \approx 2.5 \text{ фм}^2$ .

В табл.2 приведены значения параметров, полученных в результате

численного решения системы пяти уравнений (22), (24), (25), (27) и (30) без учета ( $\sigma_{\omega\rho}$ ) и с учетом канала взаимодействия, обусловленного изовекторно-скалярным  $\delta$ -мезоном ( $\sigma_{\omega\delta}$ ).

Таблица 2

КОНСТАНТЫ ТЕОРИИ БЕЗ УЧЕТА  $\delta$ -МЕЗОННОГО ПОЛЯ ( $\sigma_{\omega\rho}$ ) И С УЧЕТОМ ЭТОГО ПОЛЯ ( $\sigma_{\omega\delta}$ )

| Параметры                      | $\sigma_{\omega\rho}$ | $\sigma_{\omega\delta}$ |
|--------------------------------|-----------------------|-------------------------|
| $a_{\sigma}$ , фм <sup>2</sup> | 9.154                 | 9.154                   |
| $a_{\omega}$ , фм <sup>2</sup> | 4.828                 | 4.828                   |
| $a_{\delta}$ , фм <sup>2</sup> | 0                     | 2.5                     |
| $a_{\rho}$ , фм <sup>2</sup>   | 4.794                 | 13.621                  |
| $b$ , фм <sup>-1</sup>         | $1.654 \cdot 10^{-2}$ | $1.654 \cdot 10^{-2}$   |
| $c$                            | $1.319 \cdot 10^{-2}$ | $1.319 \cdot 10^{-2}$   |

4. *Характеристики  $\beta$  - равновесной пре-плазмы и уравнение состояния вещества нейтронной звезды в нуклонной фазе.* Найденные нами в предыдущем разделе значения констант релятивистской теории среднего поля  $a_{\sigma}$ ,  $a_{\omega}$ ,  $a_{\delta}$ ,  $a_{\rho}$ ,  $b$  и  $c$  (см. табл.2) позволяют рассчитать различные характеристики как вещества, имеющего асимметричный протонно-нейтронный состав ( $n\rho$  - вещество), так и  $\beta$  - равновесного пре - вещества. Плотность лагранжиана пре - плазмы в рамках релятивистской теории среднего поля имеет вид

$$\mathcal{L}_{NM} = \mathcal{L} + \bar{\psi}_e (i \gamma^{\mu} \partial_{\mu} - m_e) \psi_e, \tag{31}$$

где  $\mathcal{L}$  - лагранжиан системы, состоящей из нуклонов и  $\sigma_{\omega\delta}$  мезонов (см.(1)),  $\psi_e$  - волновая функция электрона, а  $m_e$  - его масса. В этом случае для плотности энергии пре-плазмы получим

$$\varepsilon_{NM}(n, \alpha, \mu_e) = \varepsilon(n, \alpha) + \varepsilon_e(\mu_e), \tag{32}$$

где  $\varepsilon(n, \alpha)$ - плотность энергии системы  $n\rho$   $\sigma_{\omega\delta}$ , определяемая выражением (26),

$$\varepsilon_e(\mu_e) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\sqrt{\mu_e^2 - m_e^2}} \sqrt{k^2 + m_e^2} k^2 dk \tag{33}$$

вклад электронов в плотность энергии, а  $\mu_e$  - химический потенциал электронов. Для давления пре-плазмы имеем

$$P_{NM}(n, \alpha, \mu_e) = P(n, \alpha) + \frac{1}{3\pi^2} \mu_e (\mu_e^2 - m_e^2)^{3/2} - \varepsilon_e(\mu_e). \tag{34}$$

Известно, что в зависимости от значения коэффициента поверхностного натяжения  $\sigma_s$ , фазовое превращение ядерного вещества в кварковое вещество может иметь двойное проявление [19]. Оно может иметь либо характер обычного фазового перехода первого рода с постоянным давлением перехода и скачкообразным изменением плотности (Построение Максвелла), или же

может происходить образование смешанного нуклон - кваркового вещества с непрерывным изменением давления и плотности [20]. Во втором случае применение условия глобальной электронейтральности приводит к тому, что для определения параметров фазового перехода и уравнения состояния смешанной фазы становится необходимым знание уравнения состояния  $\beta$ -равновесной заряженной *pre*-плазмы. Для нахождения характеристик  $\beta$ -равновесной, но необязательно нейтральной, *pre*-плазмы необходимо при заданных значениях концентрации  $n$  и параметра асимметрии  $\alpha$  решать систему 4-х уравнений (7)-(10), найти неизвестные средние мезонные поля  $\sigma(n, \alpha)$ ,  $\omega(n)$ ,  $\delta(n, \alpha)$  и  $\rho(n, \alpha)$ . Формулы (18) позволяют определить химические потенциалы нуклонов  $\mu_n(n, \alpha)$  и  $\mu_p(n, \alpha)$ , что дает возможность, используя условие  $\beta$ -равновесия, найти химический потенциал электрона

$$\mu_e(n, \alpha) = \mu_n(n, \alpha) - \mu_p(n, \alpha) \quad (35)$$

и, в конечном итоге, плотность энергии  $\epsilon_{NM}$  и давление  $P_{NM}$   $\beta$ -равновесной *pre*-плазмы. На рис.1 представлена трехмерная картина зависимости приходящейся на барион энергии  $E_b(n, \alpha) = \epsilon_{NM}/n$  от концентрации  $n$  и параметра асимметрии  $\alpha$  в случае  $\beta$ -равновесной заряженной *pre*-плазмы. Линии соответствуют разным фиксированным значениям приходящегося на барион заряда  $q = (n_p - n_e)/n = (1 - \alpha)/2 - n_e/n$ .

Жирная линия соответствует  $\beta$ -равновесному электронейтральному *pre*-веществу. Нижняя поверхность соответствует модели "σωρ", а верхняя -

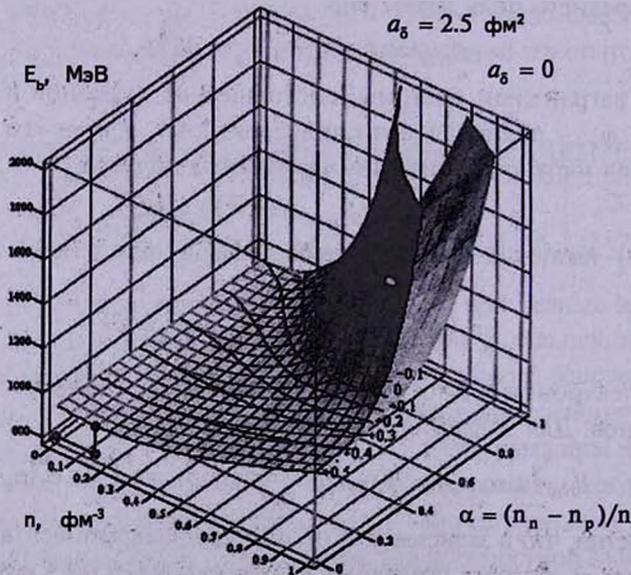


Рис.1. Трехмерное представление зависимости приходящейся на барион энергии  $E_b$  от концентрации  $n$  и параметра асимметрии  $\alpha$  в случае  $\beta$ -равновесной заряженной *pre*-плазмы. Верхняя поверхность соответствует модели "σωδ", а нижняя - "σωρ". Линии соответствуют разным значениям приходящегося на барион заряда.

" $\sigma\omega\delta$ ". Видно, что учет  $\delta$ -мезонного поля увеличивает значение приходящейся на нуклон энергии, причем это изменение усиливается при увеличении параметра асимметрии ядерного вещества. Параметр асимметрии при фиксированном значении удельного заряда монотонно убывает с увеличением концентрации. На рис.2 представлена зависимость параметра асимметрии в случае электронейтральной *пре*-плазмы от концентрации  $n$  в рамках двух моделей - " $\sigma\omega$ " и " $\sigma\omega\delta$ ". Видно, что учет  $\delta$ -мезонного поля, при заданном значении концентрации  $n$ , уменьшает значение параметра асимметрии  $\alpha$ .

На рис.3 приведены зависимости от концентрации барионов  $n$  эффективных масс протона и нейтрона  $\beta$ -равновесной незаряженной *пре*-плазмы в случае модели " $\sigma\omega\delta$ ". Заметим, что в модели " $\sigma\omega$ " значения эффективных масс протона и нейтрона одинаковы. Учет  $\delta$ -мезонного среднего поля нарушает симметрию, в этом смысле, между протоном и

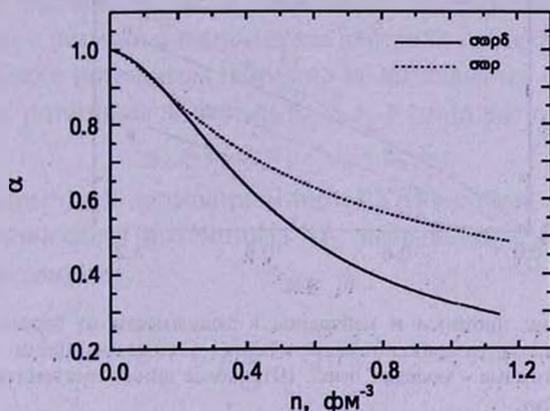


Рис.2. Зависимость параметра асимметрии  $\alpha$  от концентрации  $n$  для  $\beta$ -равновесной незаряженной *пре*-плазмы. Сплошная линия соответствует модели " $\sigma\omega\delta$ ", а пунктирная - " $\sigma\omega$ ".

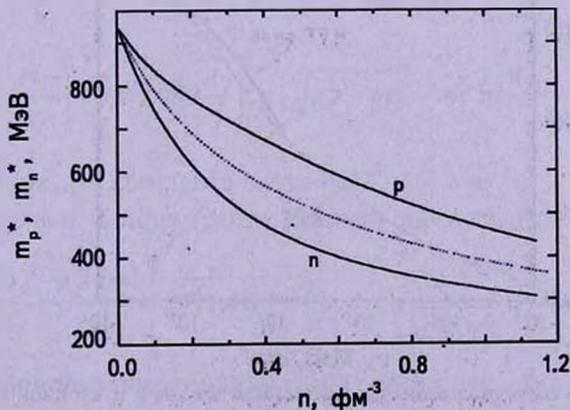


Рис.3. Эффективные массы нуклонов в зависимости от концентрации барионов  $n$  для  $\beta$ -равновесной незаряженной *пре*-плазмы в случае модели " $\sigma\omega\delta$ ". Пунктирная линия соответствует модели " $\sigma\omega$ ".

нейтроном, эффективная масса протона в такой среде становится больше эффективной массы нейтрона, т.е. происходит расщепление значений эффективных масс протона и нейтрона.

На рис.4 показаны зависимости концентраций протонов и нейтронов от барионной концентрации  $n$  для  $\beta$ -равновесной незаряженной *pre*-плазмы. Штриховая прямая соответствует случаю изоспин-симметричного вещества. Из этого рисунка видно, что наличие  $\delta$ -мезонного поля уменьшает концентрацию нейтронов и увеличивает концентрацию протонов.

На рис.5 представлено рассчитанное нами в модели " $\sigma\omega\rho\delta$ " уравнение состояния электронейтрального  $\beta$ -равновесного *pre*-вещества (вещества нейтронной звезды в нуклонной фазе). Полученное нами уравнение состояния

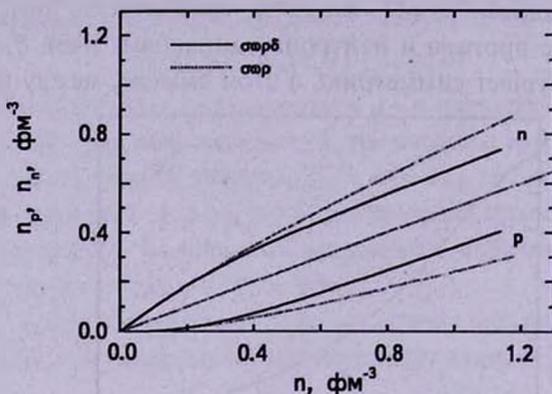


Рис.4. Концентрации протонов и нейтронов в зависимости от барионной концентрации для  $\beta$ -равновесной незаряженной *pre*-плазмы. Сплошные линии соответствуют модели " $\sigma\omega\rho$ ", а пунктирные - модели " $\sigma\omega\rho$ ". Штриховая линия соответствует изоспинно-симметричному веществу.

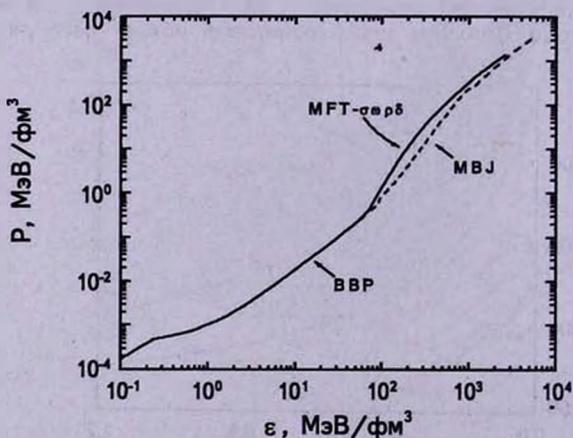


Рис.5. Уравнение состояния вещества нейтронной звезды в нуклонной фазе. Отрезок "MFT- $\sigma\omega\rho\delta$ " представляет результаты данной работы, "MBJ" - результаты работы [22]. Область, соответствующая ядерно-нейтронному ("Aen") веществу описывается уравнением состояния BVP [21].

(отрезок кривой с обозначением "MFT- $\sigma\omega\delta$ " на рис.5) в области нормальной ядерной плотности сшито с известным уравнением состояния Байма-Бете-Петика (BBP) [21]. Для сравнения приводится также уравнение состояния Малоне-Бете-Джонсона (MBJ) [22].

5. Уравнение состояния кварк-электронной ("udse") плазмы. Для описания кварковой фазы была использована усовершенствованная версия модели мешка Массачусетского технологического института (MIT) [23], в которой взаимодействия между  $u$ ,  $d$ ,  $s$  кварками внутри мешка учитываются в приближении одноглюонного обмена [24]. Кварковая фаза состоит из трех кварковых ароматов  $u$ ,  $d$ ,  $s$  и электронов, находящихся в равновесии относительно слабых взаимодействий, обеспечиваемых реакциями

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \quad u + e^- \rightarrow d + \nu_e, \quad s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \quad u + e^- \rightarrow s + \nu_e.$$

Поскольку частицы  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  покидают систему, то энергия системы уменьшается и реакции с испусканием нейтрино протекают до тех пор, пока для химического потенциала нейтрино не выполняется условие  $\mu_\nu = 0$ . Для химических потенциалов частиц  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $e$  тогда выполняются условия:

$$\mu_d = \mu_s = \mu, \quad \mu_u + \mu_e = \mu. \quad (36)$$

В рамках квантовой хромодинамики (КХД) в работе [24] для плотности термодинамического потенциала  $\Omega_f$  кваркового аромата  $f$  ( $f = u, d, s$ ) получено выражение

$$\begin{aligned} \Omega_f(\mu_f) = & -\frac{1}{4\pi^2} \left\{ \mu_f \sqrt{\mu_f^2 - m_f^2} \left( \mu_f^2 - \frac{5}{2} m_f^2 \right) + \frac{3}{2} m_f^4 \ln \left( \frac{\mu_f + \sqrt{\mu_f^2 - m_f^2}}{m_f} \right) - \right. \\ & - 2 \frac{\alpha_s}{\pi} \left[ 3 \left( \mu_f \sqrt{\mu_f^2 - m_f^2} - m_f^2 \ln \frac{\mu_f + \sqrt{\mu_f^2 - m_f^2}}{\mu_f} \right)^2 - 2 (\mu_f^2 - m_f^2)^2 - \right. \\ & \left. \left. - 3 m_f^4 \ln^2 \left( \frac{m_f}{\mu_f} \right) + 6 m_f^2 \ln \left( \frac{\tilde{\rho}}{\mu_f} \right) \left( \mu_f \sqrt{\mu_f^2 - m_f^2} - m_f^2 \ln \frac{\mu_f + \sqrt{\mu_f^2 - m_f^2}}{m_f} \right) \right] \right\}, \quad (37) \end{aligned}$$

где  $\alpha_s = g^2/4\pi$ ,  $g$  - константа связи КХД, а  $\tilde{\rho} \approx m/3 \approx 313$  МэВ - параметр перенормировки. Концентрации кварков определяются формулой

$$n_f(\mu_f) = \frac{\partial \Omega_f}{\partial \mu_f} = \frac{\mu_f^2 - m_f^2}{\pi^2} \left\{ \sqrt{\mu_f^2 - m_f^2} - 2 \frac{\alpha_s}{\pi} \left[ \mu_f - \frac{3m_f^2}{\sqrt{\mu_f^2 - m_f^2}} \ln \frac{\mu_f + \sqrt{\mu_f^2 - m_f^2}}{\tilde{\rho}} \right] \right\}. \quad (38)$$

Для электронов термодинамический потенциал  $\Omega_e$  и концентрация определяются выражениями

$$\Omega_e(\mu_e) = -\frac{1}{\pi^2} \int_0^{\sqrt{\mu_e^2 - m_e^2}} \left( \mu_e - \sqrt{k^2 + m_e^2} \right) k^2 dk, \quad n_e(\mu_e) = \frac{(\mu_e^2 - m_e^2)^{3/2}}{3\pi^2}. \quad (39)$$

Условие электронейтральности "udse" плазмы имеет вид

$$\frac{2}{3} n_u - \frac{1}{3} n_d - \frac{1}{3} n_s - n_e = 0. \quad (40)$$

Это уравнение позволяет, используя функции  $n_u(\mu, \mu_e)$ ,  $n_d(\mu)$ ,  $n_s(\mu)$  и  $n_e(\mu_e)$  из формул (38) и (40), определить функцию  $\mu_e(\mu)$  и, в конечном итоге, функции  $\Omega_u(\mu)$ ,  $\Omega_d(\mu)$ ,  $\Omega_s(\mu)$ ,  $\Omega_e(\mu)$ .

Давление "udse" плазмы при заданном значении химического потенциала  $\mu$  определяется формулой

$$P_{QM}(\mu) = - \sum_{i=u,d,s,e} \Omega_i(\mu) - B, \quad (41)$$

где  $B$  - постоянная "мешка", характеризующая вакуумное давление и обеспечивающая конфайнмент.

Плотность энергии "udse" плазмы  $\varepsilon_{QM}$  и концентрация барионов  $n_{QM}$  определяются выражениями

$$\varepsilon_{QM}(\mu) = \sum_{i=u,d,s,e} (\Omega_i + \mu_i n_i) + B, \quad (42)$$

$$n_{QM}(\mu) = (n_u + n_d + n_s)/3. \quad (43)$$

Формулы (41), (42) и (43) в параметрическом виде определяют уравнение состояния кварк-электронной ("udse") плазмы -  $\varepsilon_{QM}(P)$  и  $n_{QM}(P)$ . Так же, как и в случае пре-плазмы для кварк-глюонного вещества барионный химический потенциал определяется формулой

$$\mu_{QM}(P) = (P_{QM} + \varepsilon_{QM}(P))/n_{QM}(P). \quad (44)$$

**6. Фазовый переход к кварковому веществу при постоянном давлении.** Современное представление о фазовом переходе между ядерным веществом и кварковым веществом основывается на замеченную впервые Гленденнингом [20,17] особенность этого перехода, заключающуюся в том, что в этом переходе имеются две сохраняющиеся величины - барионное число и электрический заряд. Требование глобальной электронейтральности тогда приводит к возможности образования смешанной фазы, где ядерное и кварковое вещества по отдельности являются электрически заряженными, а общая электронейтральность обеспечивается электронами (лептонами). В случае такого фазового превращения непрерывное поведение имеет не только давление  $P$ , но и плотность энергии  $\varepsilon$ , концентрация барионов  $n$  и химический потенциал электрона  $\mu_e$ .

Вопрос об энергетической выгоде образования смешанной фазы с учетом конечных размеров кварковых структур внутри ядерного вещества, кулоновского взаимодействия и поверхностной энергии были рассмотрены в работах [19,25-27]. В этих работах показано, что смешанная фаза

энергетически выгодна при малых значениях поверхностного натяжения между кварковым и ядерным веществом.

В этой работе мы предполагаем, что превращение ядерного вещества в кварковое вещество является обычным фазовым переходом первого рода, описываемым построением Максвелла. Исследованию изменений характеристик фазового перехода с образованием смешанной фазы [20], обусловленных учетом вклада  $\delta$ -мезонного поля, а так же влияние этих изменений на интегральные и структурные параметры гибридных звезд будет посвящена отдельная работа. В случае обычного фазового перехода первого рода считается, что как ядерное, так и кварковое вещества по отдельности являются электронейтральными и при некотором значении давления  $P_0$ , соответствующему сосуществованию двух фаз, барионные химические потенциалы обеих фаз совпадают

$$\mu_{NM}(P_0) = \mu_{QM}(P_0). \quad (45)$$

Заметим, что приходящийся на барион химический потенциал в ядерном веществе определяется выражением

$$\mu_{NM} = (\mu_p n_p + \mu_n n_n + \mu_e^{(NM)} n_e^{(NM)}) / n, \quad (46)$$

и в случае нейтрального,  $\beta$ -равновесного ядерного вещества (в силу условий  $n_p - n_e^{(NM)} = 0$  и  $\mu_p = \mu_n - \mu_e^{(NM)}$ ) совпадает с химическим потенциалом нейтрона  $\mu_n$ , определяемый выражением (29). В случае нейтральной,  $\beta$ -равновесной кварк-глюонной плазмы связь между барионным химическим потенциалом и химическими потенциалами  $d$  кварка ( $\mu_d = \mu$ ) и электрона ( $\mu_e^{(QM)}$ ) имеет вид:

$$\mu_{QM} = 3\mu - \mu_e^{(QM)}. \quad (47)$$

7. *Результаты численного расчета.* В табл.3 представлены результаты расчета параметров фазового перехода в рассмотренной в настоящей работе модели "σ $\omega\rho\delta$ +MIT" при постоянном давлении (построение Максвелла) для 12-ти разных значений параметра "мешка"  $B$ . Для масс кварков использованы значения  $m_u = 5$  МэВ,  $m_d = 7$  МэВ и  $m_s = 150$  МэВ, а для константы сильного взаимодействия -  $\alpha_s = 0.5$ . В этой таблице  $\mu_b$  - барионный химический потенциал в точке фазового перехода,  $n_N$  и  $n_Q$  - барионные концентрации соответственно ядерного и кваркового веществ в точке перехода,  $\varepsilon_N$  и  $\varepsilon_Q$  - плотности энергии,  $\mu_e^{(NM)}$  и  $\mu_e^{(QM)}$  - химические потенциалы электрона соответственно в ядерной и кварковой фазах,  $P_0$  - давление фазового перехода.

Как показано в работе [28] при фазовом переходе первого рода значение параметра скачка плотности

$$\lambda = \varepsilon_Q / (\varepsilon_N + P_0) \quad (48)$$

имеет решающую роль с точки зрения устойчивости нейтронных звезд со сколь угодно малыми ядрами из вещества второй (более плотной) фазы.

ПАРАМЕТРЫ МАКСВЕЛЛОВСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПРИ  
РАЗНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ПОСТОЯННОЙ "МЕШКА"  $B$

| $B$<br>МэВ/Фм <sup>3</sup> | $\mu_b$<br>МэВ | $n_N$<br>Фм <sup>-3</sup> | $n_Q$<br>Фм <sup>-3</sup> | $P_0$<br>МэВ/Фм <sup>3</sup> | $\epsilon_N$<br>МэВ/Фм <sup>3</sup> | $\epsilon_Q$<br>МэВ/Фм <sup>3</sup> | $\mu_e^{(NM)}$<br>МэВ | $\mu_e^{(QM)}$<br>МэВ | $\lambda$ |
|----------------------------|----------------|---------------------------|---------------------------|------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------|
| 60                         | 965.9          | 0.1207                    | 0.2831                    | 2.11                         | 114.5                               | 271.4                               | 99.14                 | 9.205                 | 2.327     |
| 65                         | 999.7          | 0.1787                    | 0.3161                    | 7.218                        | 171.4                               | 308.8                               | 138.0                 | 8.350                 | 1.728     |
| 69.3                       | 1032           | 0.2241                    | 0.3504                    | 13.84                        | 217.5                               | 347.9                               | 166.0                 | 7.588                 | 1.504     |
| 70                         | 1038           | 0.2312                    | 0.3564                    | 15.10                        | 224.9                               | 354.9                               | 170.2                 | 7.464                 | 1.479     |
| 75                         | 1079           | 0.2810                    | 0.4027                    | 25.55                        | 277.6                               | 408.8                               | 198.1                 | 6.613                 | 1.349     |
| 80                         | 1119           | 0.3276                    | 0.4525                    | 37.95                        | 328.8                               | 468.6                               | 221.9                 | 5.842                 | 1.278     |
| 85                         | 1158           | 0.3704                    | 0.5036                    | 51.51                        | 377.5                               | 531.8                               | 242.1                 | 5.173                 | 1.240     |
| 90                         | 1194           | 0.4089                    | 0.5541                    | 65.54                        | 422.8                               | 596.2                               | 259.0                 | 4.605                 | 1.221     |
| 95                         | 1227           | 0.4435                    | 0.6029                    | 79.56                        | 464.7                               | 660.4                               | 273.1                 | 4.125                 | 1.213     |
| 100                        | 1257           | 0.4746                    | 0.6497                    | 93.30                        | 503.3                               | 723.5                               | 285.2                 | 3.717                 | 1.213     |
| 110                        | 1309           | 0.5281                    | 0.7369                    | 119.5                        | 572.0                               | 845.4                               | 304.5                 | 3.066                 | 1.223     |
| 120                        | 1354           | 0.5729                    | 0.8165                    | 143.9                        | 631.7                               | 961.4                               | 319.5                 | 2.568                 | 1.240     |

Перефразируя выводы этой работы, в случае адрон-кваркового фазового перехода первого рода имеем следующие условия. Если  $\lambda \leq 3/2$ , то нейтронная звезда со сколь угодно малым ядром из странного кваркового вещества является устойчивой. В случае же  $\lambda > 3/2$  нейтронные звезды с малыми кварковыми ядрами являются неустойчивыми. В последнем случае существует отличное от нуля минимальное значение радиуса кваркового ядра устойчивой звезды. Аккреция вещества на нейтронную звезду при  $\lambda > 3/2$  будет приводить к катастрофической (скачкообразной) перестройке звезды с образованием звезды, имеющей кварковое ядро конечных размеров. Подобный катастрофический переход может иметь место и в случае замедления вращающейся нейтронной

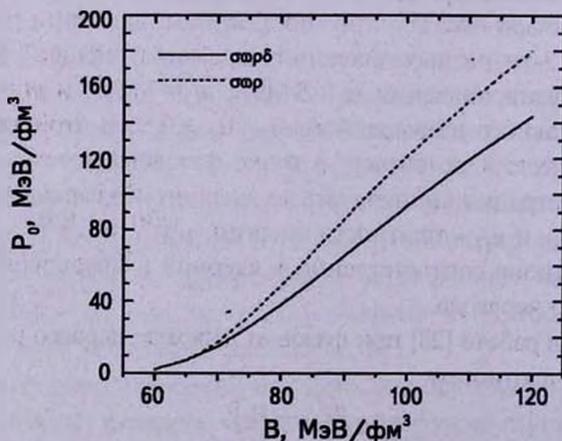


Рис.6. Давление фазового перехода  $P_0$  в зависимости от значения постоянной "мешка"  $B$ . Сплошная линия соответствует модели "σrb", штриховая - "σr".

звезды, когда давление в центре увеличиваясь превышает пороговое значение  $P_0$ . Процесс катастрофической перестройки с образованием в центре звезды кваркового ядра конечного радиуса будет сопровождаться освобождением колоссальной энергии, сравнимой с энерговыделением при взрыве сверхновой. Последний столбец представляет значения параметра скачка  $\lambda$ , при разных значениях постоянной "мешка"  $B$ . Из табл.3 видно, что вышеупомянутой катастрофической перестройке нейтронной звезды (при аккреции вещества на ее поверхность или замедлении ее вращения) соответствуют первые три варианта уравнения состояния, для которых  $B \leq 69.3$  МэВ/Фм<sup>3</sup>.

Рис.6 демонстрирует зависимость давления фазового перехода  $P_0$  от значения параметра "мешка"  $B$ . Видно, что учет  $\delta$ -канала взаимодействия приводит к

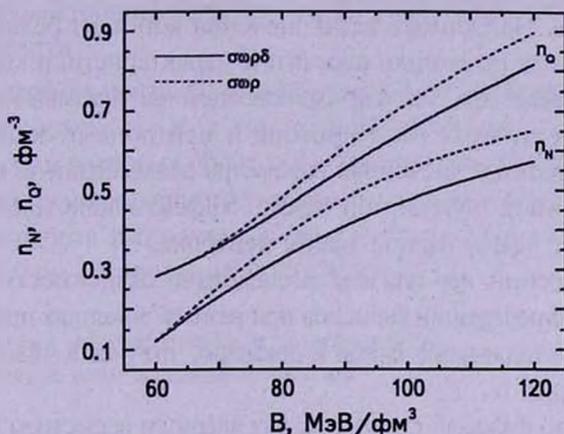


Рис.7. Барийонные концентрации ядерной материи ( $n_N$ ) и странной кварковой материи ( $n_Q$ ) в точке Максвелловского фазового перехода в зависимости от значения постоянной "мешка"  $B$ . Обозначения те же, что и на рис.6.

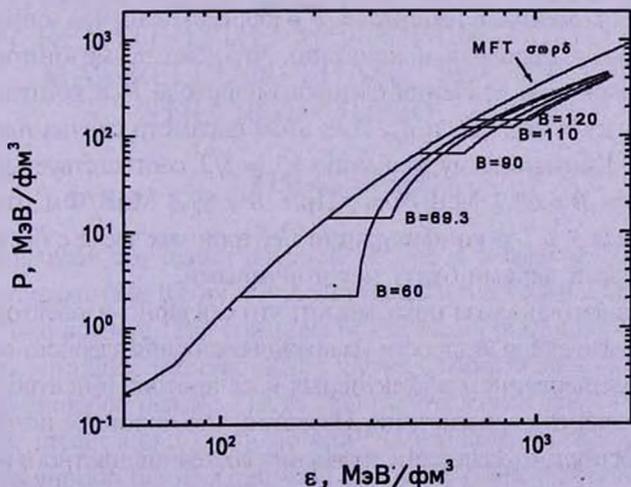


Рис.8. Уравнения состояния сверхплотного вещества с фазовым переходом Максвелловского типа, рассчитанные в модели " $\sigma_{p\delta} + \text{MFT}$ " при пяти разных значениях параметра  $B$ .

уменьшению давления перехода  $P_0$ . Подобные зависимости для барионных концентраций ядерной ( $n_N$ ) и кварковой ( $n_Q$ ) фаз в точке фазового перехода показано на рис.7. Видно, что учет скалярно-изовекторного эффективного  $\delta$ -мезонного поля уменьшает концентрации барионов обеих фаз в точке фазового перехода. Параметр скачка плотности при этом увеличивается.

Рис.8 представляет уравнения состояния сверхплотного вещества с фазовым переходом Максвелловского типа, рассчитанные в нашей модели MFT - " $\sigma\omega\rho\delta + \text{MIT}$ " при пяти разных значениях параметра  $B$ .

8. *Заключение.* В этой статье мы исследовали уравнение состояния сверхплотного ядерного вещества в рамках релятивистской теории среднего поля, когда в схему включается также скалярно-изовекторное  $\delta$ -мезонное эффективное поле. Найденные нами значения констант релятивистской теории среднего поля позволили рассчитать характеристики как асимметричного ядерного вещества, так и  $\beta$ -равновесной *пре*-плазмы. Исследованы зависимости эффективных масс протона и нейтрона от концентрации барионов  $n$  при заданных значениях параметра асимметрии  $\alpha$  и показано, что в асимметричной нуклонной среде эффективная масса протона становится больше эффективной массы нейтрона.

Для  $\beta$ -равновесной *пре*-плазмы исследована зависимость параметра асимметрии  $\alpha$  от концентрации барионов при разных значениях приходящегося на один барион электрического заряда и показано, что учет  $\delta$ -поля уменьшает параметр асимметрии  $\alpha$ .

Предполагая, что фазовый переход между ядерным веществом и странным кварковым веществом является обычным фазовым переходом первого рода, описываемым построением Максвелла, подробно исследовано влияние учета  $\delta$ -мезонного поля на параметры фазового перехода. Для 12-ти разных значений параметра мешка в интервале  $B \in [60; 120]$  МэВ/Фм<sup>3</sup> определены параметры фазового перехода и показано, что учет  $\delta$ -мезонного поля приводит к уменьшению давления фазового перехода  $P_0$  и концентраций сосуществования двух фаз -  $n_N$  и  $n_Q$ . При этом параметр скачка плотности  $\lambda$  увеличивается. Критическому значению  $\lambda_{cr} = 3/2$  соответствует значение параметра мешка  $B \approx 69.3$  МэВ/Фм<sup>3</sup>. При  $B < 69.3$  МэВ/Фм<sup>3</sup> параметр скачка плотности  $\lambda > \lambda_{cr}$  и конфигурации нейтронных звезд с бесконечно малыми кварковыми ядрами будут неустойчивыми.

Результаты нашего анализа показывают, что скалярно-изовекторное  $\delta$ -поле приводит к увеличению жесткости уравнения состояния ядерного вещества, обусловленного расщеплением эффективных масс протона и нейтрона, а так же увеличением энергии асимметрии. Известно, что хорошим источником информации относительно жесткости уравнения состояния плотного вещества является измерение массы компактной звезды. Недавние измерения массы компактной звезды, в двойной системе ассоциированной с пульсаром PSR

B1516+02В, привели к результату  $M = 2.08 \pm 0.19 M_{\odot}$  [29]. Существование нейтронных звезд с такими большими массами говорит в пользу реализации более жесткого уравнения состояния, чем уравнения воспроизводящие известное значение  $M = 1.44 M_{\odot}$ .

Очевидно, что вышеупомянутые изменения уравнения состояния сверхплотного вещества и параметров фазового перехода будут обуславливать соответствующие изменения как структуры, так и значений интегральных характеристик гибридных звезд со странной кварковой сердцевиной. Исследованию конфигураций таких нейтронных звезд, рассчитанных путем интегрирования системы уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова на основе полученных в настоящей работе уравнений состояния без учета и с учетом скалярно-изовекторного эффективного  $\delta$ -мезонного поля будет посвящена отдельная статья.

Автор искренне признателен профессору Ю.Л.Варганяну за ценные советы и поддержку идеи статьи, а так же всем участникам научного семинара кафедры теории волновых процессов и физики радиофизического факультета Ереванского государственного университета за полезные обсуждения.

Данная работа выполнена в рамках темы 2008-130, финансируемой Министерством образования и науки РА.

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

## NEUTRON STAR MATTER EQUATION OF STATE IN RELATIVISTIC MEAN-FIELD THEORY AND MAXWELLIAN PHASE TRANSITION TO STRANGE QUARK MATTER

G.B.ALAVERDYAN

The neutron star matter equation of state is considered in the framework of relativistic mean-field theory, when also the scalar-isovector  $\delta$ -meson effective field is taken into account. The constants of the theory are numerically determined in a way to reproduce the empirically known characteristics of symmetric nuclear matter at saturation density. The thermodynamic characteristics of both asymmetric nucleonic matter and a  $\beta$ -equilibrium hadron-electronic  $npe$ -plasma are studied. In the assumption that the transition to strange quark matter is a usual first order phase transition described by Maxwells construction, the phase transition parameters

changes caused by presence of  $\delta$ -meson field are investigated in details. The advanced version of MIT bag model for the description of a quark phase is used, in which the interactions between quarks are taken into account in one-gluon exchange approach. The phase transition parameters for different values of bag constant in an interval  $B \in [60, 120] \text{ MeV/fm}^3$  are determined and is shown that the account of a  $\delta$ -meson field results in reduction of pressure of phase transition,  $P_0$  and of concentrations  $n_N$  and  $n_Q$  at phase transition point.

Key words: (stars:)neutron:superdense matter:equation of state:quarks:

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J.D.Walecka*, *Ann. Phys.*, **83**, 491, 1974.
2. *B.D.Serot, J.D.Walecka*, in *Adv. in Nucl. Phys.*, ed. by J.W.Negele, E.Vogt, v.16, 1986.
3. *B.D.Serot, J.D.Walecka*, *Int. J. Mod. Phys.*, E6, 515, 1997.
4. *S.Typel, H.H.Wolter*, *Nucl. Phys.*, A656, 331, 1999.
5. *H.Miller, B.D.Serot*, *Phys. Rev. C*52, 2072, 1995.
6. *C.M.Ko, G.Q.Li*, *Journal of Phys.*, G22, 1673, 1996.
7. *E.E.Kolomeitsev, D.N.Voskresensky*, arXiv: 0410063 v1 [nucl-th], 2004.
8. *C.Y.Ryu, C.H.Hyun, S.W.Hong, B.K.Jennings*, arXiv: 0503004 v1 [nucl-th], 2005.
9. *G.E.Brown, M.Rho*, *Phys. Rev. Lett.*, 66, 2720, 1991.
10. *S.Kubis, M.Kutschera*, *Phys. Lett.*, B399, 191, 1997.
11. *B.Liu, V.Greco, V.Baran, M.Colonna, M.Di Toro*, *Phys. Rev. C*65, 045201, 2002.
12. *V.Greco, M.Colonna, M.Di Toro, F.Matera*, *Phys. Rev. C*67, 015203, 2003.
13. *V.Greco et al.*, *Phys. Lett.* B562, 215, 2003.
14. *T.Gaitanos, M.Colonna, M.Di Toro, H.H.Wolter*, *Phys. Lett.* B595, 209, 2004.
15. *M.Di Toro et al.*, arXiv: 0602052 v1 [nucl-th], 2006.
16. *J.Boguta, A.R.Bodmer*, *Nucl. Phys.*, A292, 413, 1977.
17. *N.K.Glendenning*, *Compact Stars*, Springer, 2000.
18. *F.Hofmann, C.M.Keil, H.Lenske*, *Phys. Rev.*, C64, 034314, 2001.
19. *H.Heiselberg, C.J.Pethick, E.S.Staubo*, *Phys. Rev. Lett.*, 70, 1355, 1993.  
*H.Heiselberg, M.Hjorth-Jensen*, arXiv: 9902033 v1, [nucl-th] 1999.
20. *N.K.Glendenning*, *Phys. Rev.*, D 46, 1274, 1992.
21. *G.Baym, H.Bethe, Ch.Pethick*, *Nucl. Phys.*, A175, 255, 1971.
22. *R.Malone, M.Johnson, H.Bethe*, *Astrophys. J.*, 199, 741, 1975.
23. *A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn, V.F.Weisskopf*, *Phys. Rev.*, D9, 3471, 1974.
24. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, *Phys. Rev.*, D30, 2379, 1984.
25. *O.Benhar, R.Rubino*, arXiv: 0410376 v1 [astro-ph], 2004.
26. *D.N.Voskresensky, M.Yasuhira, T.Tatsumi*, *Nucl. Phys.*, A723, 291, 2003.
27. *T.Marauyama, S.Chiba, H-J.Shultze, T.Tatsumi*, arXiv: 0708.3277 v1 [nucl-th], 2007.
28. *З.Ф.Сеудов*, *Астрон. ж.*, 15, 347, 1971.
29. *P.C.C.Freire et al.*, arXiv: 0712.3826 v2 [astro-ph], 2008.

## КОЛЕБАНИЯ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ С КВАРКОВЫМ "CFL" ЯДРОМ

М.К.ШАХАБАСЯН

Поступила 15 октября 2008

Принята к печати 12 ноября 2008

Рассмотрены коллективные упругие колебания решетки неабелевых кварковых полусверхтекучих вихревых нитей в сверхтекучем ядре вращающейся нейтронной звезды. Показано, что в приближении несжимаемой жидкости в плоскости перпендикулярной оси вращения распространяются поперечные длинноволновые колебания (колебания Ткаченко), обусловленные деформацией сдвига вихревой решетки. Периоды этих колебаний совпадают с наблюдаемыми вариациями вращения порядка 100-1000 дней пульсаров PSR B0531+21 и PSR B1828-11.

Ключевые слова: *нейтронные звезды:колебания полусверхтекучих вихрей*

1. *Введение.* В последнее время у некоторых пульсаров наблюдаются осцилляции угловой скорости с большими периодами. Так, у пульсара PSR B1828-11 наблюдались осцилляции с периодами 256, 511 дней и с меньшей степенью достоверности с периодом 1009 дней [1]. Одним из механизмов, объясняющим эти колебания, является свободная прецессия нейтронной звезды [2]. Однако свободная прецессия нейтронной звезды несовместима с сверхтекучестью ее "пре"-фазы [3,4].

Другой механизм объяснения этих колебаний обусловлен сверхтекучестью нейтронной жидкости. При вращении жидкости в "пре"-фазе возникает двумерная треугольная решетка квантованных нейтронных вихревых нитей. В этой решетке возможно возникновение коллективных упругих колебаний (колебаний Ткаченко), в которых вихри смещаются параллельно друг другу [5]. Незатухающее распространение этих волн приводит к изменению момента импульса жидкости и к периодическим изменениям угловой скорости и скорости замедления вращения. В работах [6,7] было показано, что периоды колебаний Ткаченко порядка ста дней и эти колебания могут объяснить наблюдавшиеся квазипериодические колебания пульсаров PSR B0531+21 и PSR B1828-11.

Однако в центральной части нейтронной звезды возможно образование сверхтекучего кваркового "CFL"-ядра, в котором спариваются безмассовые "u", "d" и "s"-кварки всех трех цветов [8,9]. В [10] на основании

топологического и теоретико-группового анализа свободной энергии Г-Л "CFL"-фазы были найдены новые неабелевые полусверхтекучие вихревые нити  $M_1$  и  $M_2$ , которые обладают квантованным потоком магнитного поля, но их энергия такая же, как и у сверхтекучих вихрей. Эти вихри, в отличие от сверхтекучих [11] и абелевых магнитных вихрей [12], топологически устойчивы. В [13] изучалось взаимодействие между двумя параллельными полусверхтекучими вихрями. Было показано, что между двумя вихрями действует дальнедействующая сила отталкивания. Были сделаны выводы о возможности распада сверхтекучего  $U(1)_B$  - вихря на три полусверхтекучих вихря  $M_1$  и о возможности существования устойчивой решетки вихрей  $M_1$ . В [14] было показано, что неабелевые полусверхтекучие вихревые нити  $M_1$  обладают квантом циркуляции  $\kappa = \pi\hbar/m_B$ , равным кванту циркуляции нейтронного сверхтекучего вихря. Следовательно, каждый полусверхтекучий вихрь соединяется на границе кварковой и адронной фаз с одним нейтронным сверхтекучим вихрем. Химический потенциал барионов также непрерывен на границе фаз. Было показано также, что решетка полусверхтекучих вихрей  $M_1$  возникает из-за вращения и была найдена плотность этой решетки.

Целью настоящей работы является изучение коллективных упругих колебаний вихревой структуры, с учетом наличия в кварковом "CFL"-ядре полусверхтекучих вихрей, и изучение их влияния на вращательную динамику нейтронных звезд. При этом мы будем рассматривать нейтронный вихрь и соединенный с ним кварковый полусверхтекучий вихрь как один единый вихрь с квантом циркуляции  $\kappa = \pi\hbar/m_B$ .

2. *Уравнения гидродинамики.* Линеаризованные уравнения гидродинамики однородной сжимаемой сверхтекучей жидкости во вращающейся системе координат при  $T=0$  имеют вид [15]:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \nabla \bar{v} = 0, \quad (1)$$

$$\rho_0 \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + 2\bar{\Omega} \times \bar{v} \right) = -\nabla P', \quad (2)$$

$$\rho_0 \kappa [\bar{\kappa} \times (\bar{v}_L - \bar{v})] = \frac{\rho_0 \kappa c_T^2}{2\Omega} [2\nabla_{\perp}(\nabla \bar{u}) - \Delta_{\perp} \bar{u}]. \quad (3)$$

Здесь  $\rho'(\vec{r})$  - осциллирующий компонент плотности жидкости  $\rho(\vec{r}) = \rho_0 + \rho'(\vec{r})$ ,  $\rho_0$  - равновесная однородная плотность,  $\bar{u}$  - вектор смещения вихря,  $v_L = d\bar{u}/dt$  - скорость перемещения вихря,  $\bar{v}$  - скорость жидкости, усредненная по вихревой ячейке,  $\bar{\Omega}$  - угловая скорость вращения звезды,  $\nabla P' = c_s^2 \nabla \rho'$ ,  $c_s$  - скорость звука,  $c_T = \sqrt{\kappa\Omega/8\pi}$  - скорость волн Ткаченко,  $\nabla_{\perp}(\nabla_x, \nabla_y)$ . Для спектра плоских волн вида  $\exp(i\vec{k}\vec{r} - i\omega t)$ , с учетом условий  $c_T \ll c_s$  и  $c_T k \ll \Omega$ , получается следующее дисперсионное

соотношение:

$$\omega^4 - \omega^2(4\Omega^2 + c_s^2 k^2) + c_s^2 c_T^2 k^4 = 0, \quad (4)$$

которое имеет звуковую "щелевую" моду:

$$\omega^2 = 4\Omega^2 + c_s^2 k^2 \quad (5)$$

и "мягкую" квантовую моду [15]:

$$\omega^2 = \frac{c_T^2 c_S^2 k^4}{4\Omega^2 + c_s^2 k^2}. \quad (6)$$

Для случая несжимаемой жидкости  $c_s k \gg \Omega$  получается оригинальное дисперсионное соотношение Ткаченко  $\omega = c_T k$ . Учет сжимаемости существенен в длинноволновом пределе  $c_s k \ll \Omega$ . В этом случае получается квадратичное соотношение  $\omega = c_T c_s k^2 / 2\Omega$ . В случае несжимаемой жидкости  $\rho' = 0$  и  $\nabla \bar{v} = 0$ . Уравнения (2) и (3) можно записать в виде [15]:

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (2\bar{\Omega} \times \bar{v}_L)_\perp = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \bar{v} - \frac{c_T^2}{2\Omega} \left[ \hat{z} \times (2\nabla(\nabla \bar{u}) - \Delta \bar{u}) \right]. \quad (8)$$

Разлагая далее вектор смещения вихря на продольную и поперечную составляющие:  $\bar{u} = \bar{u}_\parallel + \bar{u}_\perp$  ( $\nabla \bar{u}_\perp = 0$ ,  $\nabla \times \bar{u}_\parallel = 0$ ) и исключая скорость  $\bar{v}$  при помощи (7), получаем

$$\frac{\partial \bar{u}_\parallel}{\partial t} = \frac{c_T^2}{2\Omega} \left( \hat{z} \times \Delta \bar{u}_\perp \right), \quad \frac{\partial u_\perp}{\partial t} = - (2\bar{\Omega} \times \bar{u}_\parallel). \quad (9)$$

Исключая далее малую продольную составляющую смещения  $u_\parallel$ , получаем уравнение, описывающее распространение поперечной "звуковой" волны в двумерной решетке прямолинейных вихревых нитей [5]:

$$\frac{\partial^2 \bar{u}_\perp}{\partial t^2} - c_T^2 \Delta \bar{u}_\perp = 0. \quad (10)$$

Здесь  $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$  - двумерный оператор Лапласа. Уравнение (10) можно переписать, используя тензор напряжений  $\sigma_{ij} = -\rho_0 c_T^2 (\nabla_i u_j + \nabla_j u_i)$ , в следующем виде:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = -\nabla_j \sigma_{ij}. \quad (11)$$

Здесь индексы  $i$  и  $j$  принимают только два значения, соответствующие двум осям в плоскости  $xy$ . Таким образом, теория упругости вихревого кристалла содержит единственный модуль упругости - модуль сдвига  $\mu = \rho_0 c_T^2$  [16].

Поперечное смещение  $\bar{u}_\perp$  определяется введением векторного потенциала  $\bar{\Psi} = \hat{z} \Psi$  следующим образом:  $\bar{u} = \nabla \times \bar{\Psi} = -\hat{z} \times \nabla \Psi$ . Потенциал  $\Psi$  удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - c_T^2 \Delta \Psi = 0. \quad (12)$$

Аксиально-симметричное решение со спектром звукового типа  $\omega = c_T k$  имеет вид:

$$\Psi = \Psi_0 J_0(kr) e^{-i\omega t}, \quad u_r = 0, \quad u_\phi = -\partial \Psi / \partial r = \Psi_0 k J_1(kr) e^{-i\omega t}. \quad (13)$$

Собственные значения  $k$  находятся из граничного условия отсутствия потока импульса на границе сверхтекучего ядра и коры звезды. Поток импульса определяется компонентом  $\sigma_{\phi r}$  тензора напряжений, равным

$$\sigma_{\phi r} = -\mu \left[ \frac{\partial u_\phi(R)}{\partial r} - \frac{u_\phi(R)}{R} \right] = \mu \Psi_0 k^2 J_2(kR) = 0. \quad (14)$$

Учитывая, что  $kR = 5.14$ , получаем для периода основной моды колебаний следующее соотношение [6]:

$$T = \frac{4\pi}{k} \left( \frac{2m_B}{\hbar\Omega} \right)^{1/2} = \frac{138.3 R}{(\Omega)^{1/2}} \text{ с}. \quad (15)$$

Для пульсара PSR B0531+21  $\Omega = 189.25 \text{ с}^{-1}$  наблюдаемый период  $T = 120$  дней соответствует радиусу сверхтекучей области  $R = 10$  км и значению вектора  $k = 5.14 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ , а у пульсара PSR B1828-11  $\Omega = 15.51 \text{ с}^{-1}$  наименьший наблюдаемый период  $T = 256$  дней соответствует радиусу сверхтекучей области  $R = 6.29$  км и значению  $k = 8.16 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ .

Следующие наблюдаемые периоды 511 и 1009 дней являются высшими гармониками основной моды.

Отметим, что серии моделей нейтронных звезд со странным кварковым ядром были построены в работе [17]. В ней были получены интегральные характеристики: масса и радиус звезды, масса и радиус кваркового ядра, радиус "пре"-фазы. Для звезд с большой массой ( $M \geq 1.44 M_\odot$ ) радиус кваркового ядра порядка 10 км.

Таким образом, наличие сверхтекучего странного кваркового ядра в "CFL"-фазе позволяет объяснить наблюдаемые осцилляции угловой скорости пульсаров.

Автор благодарит Д.М. Седракяна за полезные обсуждения.

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

VORTEX LATTICE OSCILLATIONS IN ROTATING  
NEUTRON STAR WITH "CFL" QUARK CORE

M.K.SHAHABASYAN

The collective elastic oscillations of vortex lattice of non-abelian semi-superfluid quark vortex lines in the superfluid core of a rotating neutron star are considered. It is shown, that in the limit of the incompressible liquid in the plane orthogonal to the spin vector propagate transverse long wave modes (Tkachenko waves), which are due to the shear deformation of the vortex lattice. The periods of these modes are consistent with observed  $\approx 100$ – $1000$  day variations in spin of PSR B0531+21 and PSR B1828-11.

Key words: *neutron stars:oscillations of semisuperfluid vortices*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *I.H.Stairs, A.G.Lyne, S.L.Shemar*, Nature, **406**, 484, 2000.
2. *B.Link, R.I.Epstein*, Astrophys. J., **556**, L392, 2001.
3. *J.Shaham*, Astrophys. J., **214**, 251, 1977.
4. *A.Sedrakian, I.Wasserman, J.M.Cordes*, Astrophys. J., **524**, 341, 1999.
5. *В.К.Ткаченко*, Журнал эксперим. и теор. физ., **50**, 1573, 1966.
6. *M.Ruderman*, Nature, **225**, 619, 1970.
7. *J.Noronha, A.Sedrakian*, Phys. Rev., **D77**, 023008, 2008.
8. *M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek*, Nucl. Phys., **B537**, 443, 1999.
9. *T.Schäfer, F.Wilczek*, Phys. Rev. Lett., **82**, 3956, 1999.
10. *A.P.Balachandran, S.Digal, T.Matsuura*, Phys. Rev., **D73**, 074009, 2006.
11. *K.Iida, G.Baym*, Phys. Rev., **D66**, 014015, 2002.
12. *K.Iida*, Phys. Rev., **D71**, 054011, 2005.
13. *E.Nakano, M.Nitta, T.Matsuura*, hep-ph/0708.4096, 2007.
14. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Д.Блашке, М.К.Шахабасян*, Астрофизика, **51**, 633, 2008.
15. *E.V.Sonin*, Rev. Mod. Phys., **59**, 87, 1987.
16. *В.К.Ткаченко*, Журнал эксперим. и теор. физ., **56**, 1763, 1969.
17. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартамян*, Астрофизика, **47**, 65, 2004.

# CONTENTS

|   |  |     |
|---|--|-----|
| Ambartsumian's methods in the radiative transfer theory   | <i>A.G.Nikoghossian</i>  | 5   |
| Multiple light scattering: mean number of scatterings and related problems  | <i>V.V.Ivanov</i>  | 29  |
| Five supernova survey galaxies in the southern hemisphere. I. Optical and near-infrared database                                | <i>A.A.Hakobyan, A.R.Petrosian, G.A.Mamon, B.Mclean, D.Kunth, M.Turatto, E.Cappellaro, F.Mannucci, R.J.Allen, N.Panagia, M.Della Valle</i> | 47  |
| The morphological and spectral investigation of galaxies Kaz5, Kaz92, and Kaz 390   | <i>V.Zh.Adibekyan, M.A.Kazarian, E.L.Karapetian</i>  | 63  |
| On the possible dark matter in spiral galaxies of the Coma cluster  | <i>N.G.Kogoshvili, G.A.Malasidze, T.M.Borchkhadze</i>  | 75  |
| Results of spectral investigations of the FBS blue stellar objects  | <i>P.K.Sinamyán, A.M.Mickaelian</i>  | 85  |
| The physical parameters of $L_2$ Pup layer responsible for continuum radiation  | <i>E.V.Ruban, A.A.Arkharov, E.I.Hagen-Thorn, V.V.Novikov</i>   | 99  |
| UBVRI photometry and polarimetry of young eclipsing binary EK Cep   | <i>K.A.Antonyuk, A.N.Rostopchina</i>   | 117 |
| The complicated structure of magnetic field of the star HD 45583  | <i>Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth</i>  | 127 |
| On the evolution of astrophysical jet generated by the vortex mechanism   | <i>M.G.Abrahamyan</i>  | 135 |
| Neutron star matter equation of state in relativistic mean-field theory and maxwellian phase transition to strange quark matter | <i>G.B.Alaverdyan</i>  | 147 |
| Vortex lattice oscillations in rotating neutron star with "CFL" quark core  | <i>M.K.Shahabasyan</i>   | 165 |

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

|  |     |
|--|-----|
| ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ИЗЛУЧАЮЩЕГО В КОНТИНУ-<br>УМЕ СЛОЯ ЗВЕЗДЫ $L_2$ PUP   |     |
| <i>Е.В.Рубан, А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.В.Новиков</i>   | 99  |
| UBVR <sub>I</sub> ФОТОМЕТРИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ МОЛОДОЙ<br>ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ EK CEP  |     |
| <i>К.А.Антонюк, А.Н.Ростопчина</i>   | 117 |
| СЛОЖНАЯ СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДЫ HD 45583  |     |
| <i>Ю.В.Глаголевский, Е.Герт</i>  | 127 |
| ОБ ЭВОЛЮЦИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СТРУЙ, ГЕНЕРИРО-<br>ВАННЫХ ВИХРЕВЫМ МЕХАНИЗМОМ   |     |
| <i>М.Г.Абрамян</i>   | 135 |
| УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗ-<br>ДЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ И<br>МАКСВЕЛЛОВСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД К СТРАННОМУ<br>КВАРКОВОМУ ВЕЩЕСТВУ |     |
| <i>Г.Б.Алавердян</i>   | 147 |
| КОЛЕБАНИЯ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ<br>НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ С КВАРКОВЫМ "CFL" ЯДРОМ   |     |
| <i>М.К.Шахабасян</i>   | 165 |