

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 49

НОЯБРЬ, 2006

ВЫПУСК 4

ПЕРЕМЕННОСТЬ ОТ НОЧИ К НОЧИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 3227

Л.П.Метик, И.И.Проник, Л.М.Шарипова 499

2D-СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК С ОЧАГАМИ ЗВЕЗДО-ОБРАЗОВАНИЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ SBS 1533+574

С.А.Акопян, С.К.Балаян, С.Н.Додонов, Т.А.Мовсисян 511

ПЕКУЛЯРНЫЕ СКОРОСТИ 3000 СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК ИЗ КАТАЛОГА 2MFGC

И.Д.Караченцев, Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, С.Н.Митронова 527

СПЕКТРАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ГАЛАКТИКИ Kaz17

М.А.Казарян, Э.Л.Карпетян 541

О МЕХАНИЗМАХ ЗАТМЕНИЙ В ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЗАТМЕННЫХ СИСТЕМАХ

В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева 553

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ EV LAC

Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карпетян, Р.Ш.Нацелишвили 573

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБОМАГНИТНОЙ ЗВЕЗДЫ HD220825 - κ Psc

Ю.В.Глаголевский, И.Х.Илиев, И.К.Статева, Г.А.Чунтонов 585

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

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

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (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 предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2006

ПЕРЕМЕННОСТЬ ОТ НОЧИ К НОЧИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 3227

Л.П.МЕТИК, И.И.ПРОНИК, Л.М.ШАРИПОВА

Поступила 7 июля 2006

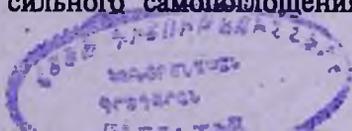
Принята к печати 20 сентября 2006

Представлены результаты по исследованию эмиссионных линий в оптической области спектра ядра сейфертовской галактики NGC 3227. Работа выполнена на основе 53 спектрограмм, полученных на 6-м телескопе в максимуме яркости ядра галактики 12-15 января 1977г. Приведены банк профилей водородных линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и эквивалентные ширины (EW_λ) шести эмиссионных линий и бленд, осредненных по сериям наблюдений. Показано, что в течение трех дней профили водородных линий расширялись. На уровне 0.50 яркости пика профиля расширение для линий составляло 12%, 35% и 44%, соответственно. Расширение профиля линии $H\beta$ сопровождалось уменьшением ее эквивалентной ширины (EW_β). Сделано предположение, что в ядре галактики наблюдалась вспышка на масштабе времени 3 дня, которая может быть обусловлена ударной волной в долгоживущих потоках из ядра галактики.

1. *Введение.* В работе Проник и Метик [1] приведен обзор результатов исследования переменности излучения ядра сейфертовской галактики NGC 3227, меняющей свой сейфертовский тип со временем. Спектральные и фотометрические мониторинги ядра NGC 3227 свидетельствуют о значительных изменениях излучения интенсивности непрерывного спектра и эмиссионных линий со временем. Согласно работе Квизберта и др. [2], ядро галактики в диафрагме 16" в фотометрической системе U в интервале времени с 1967 по 1979г. менялось с амплитудой $1^m.0$. В 1977г. Лютый [3] показал, что в диафрагме 13".5 переменность излучения ядра этой галактики в фильтре U на интервале 2 дня составила $0^m.5$. Согласно данным Розенблатта и др. [4], полученным при размере щели спектрографа 4" x 20", на масштабе времени 120 дней поток эмиссионной линии $H\beta$ менялся на фактор 2, а поток континуума - на фактор 3.

В работе Проник и Метик [1] на основе части спектрального материала, полученного 12-15 января 1977г. на 6-м телескопе, были сделаны следующие выводы:

1. Профили водородных линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ различные, что указывает на наличие сильного самопоглощения газа, который их излучает.



2. Профили этих линий содержат узкие компоненты, сохраняющие свое положение в течение 25 лет. Сделано предположение, что эти компоненты могут отражать долгоживущие потоки или струйные выбросы.

3. Зарегистрировано изменение интенсивности узких компонент эмиссионных линий относительно центрального пика и широких крыльев профилей линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ в течение трех дней.

4. Обнаружен обратный бальмеровский декремент переменных профилей эмиссионных линий.

5. Данные об изменениях в профилях $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ позволили предположить, что в области свечения этих линий была вспышка на масштабе времени 3 дня. Характеристики вспышки были получены в основном по данным экстремальных значений профилей и эквивалентных ширин EW_λ эмиссионных линий.

Цель настоящей работы состоит в исследовании поведения эмиссионных линий галактики NGC 3227 с привлечением всего массива данных, полученного за 4 ночи наблюдений 12-15 января 1977г.

2. *Наблюдения и обработка.* Спектральные наблюдения галактики NGC 3227 были проведены В.Л.Афанасьевым на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории 12-15 января 1977г. во время фазы максимума яркости ядра галактики. Использовался спектрограф UAGS с ЭОП UM-92. Ширина щели спектрографа составляла $1''.0$, качество изображения было $1''.0-2''.0$. Регистрация спектров осуществлялась на фотопленку А-600. Контроль спектральной чувствительности аппаратуры проводился по наблюдениям звезды-стандарта i Per. Ошибки

Таблица 1

ЧИСЛО ИСПОЛЬЗОВАННЫХ НЕГАТИВОВ ДЛЯ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ EW_λ

День наблюдений	Дата наблюд. январь 1977г.	Область спектра	Число негативов для определения EW_λ
1	12/13	$H\gamma$	5
		$H\beta$	2
		$H\alpha$	4
2	13/14	$H\gamma$	8
		$H\beta$	3
		$H\alpha$	5
3	14/15	$H\gamma$	9
		$H\beta$	6
		$H\alpha$	6
4	15/16	$H\gamma$	8
		$H\beta$	3
		$H\alpha$	6

эквивалентных ширин эмиссионных линий определялись по спектрам планетарной туманности IC 351. В каждую ночь получались 2-3 серии наблюдений. Одна серия наблюдений проводилась за время меньше одного часа и содержала до 7-и спектрограмм. Всего за 4 ночи были получены 53 спектрограммы.

Обработка полученных негативов проводилась на микрофотометре МФ-4. Ширина щели и шаг при измерении негативов соответствовали 4 Å, высота спектра при фотометрировании негатива на микрофотометре была 1".5.

Были получены профили и EW_λ эмиссионных линий и blends: $H\delta + [SII] 4068 + 4076\text{Å}$, $H\gamma + [OIII] 4363\text{Å}$, $H\beta$, $[OIII] 4959 + 5007\text{Å}$, $H\alpha + [NII] 6548 + 6584\text{Å}$, $[SII] 6717 + 6731\text{Å}$. Табл.1 содержит сведения, взятые из журнала обработки. В ее колонках приведены, соответственно: порядковый день наблюдений, дата наблюдений, область спектра и число негативов, взятых для определения EW_λ эмиссионных линий и blends ядра галактики NGC 3227.

3. Результаты исследования переменности эмиссионных линий ядра галактики NGC 3227 с 12 по 15 января 1977г.

3.1. Банк данных профилей водородных линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ за 12-15 января 1977г., осредненных по сериям наблюдений, приведен на рис.1. По оси абсцисс отложены длины волн в ангстремах, по оси ординат - интенсивности в долях интенсивности пика профиля. Нуль-пункт длин волн соответствует пику профиля эмиссионной линии. На рис.1 столбиками представлены величины среднеквадратических

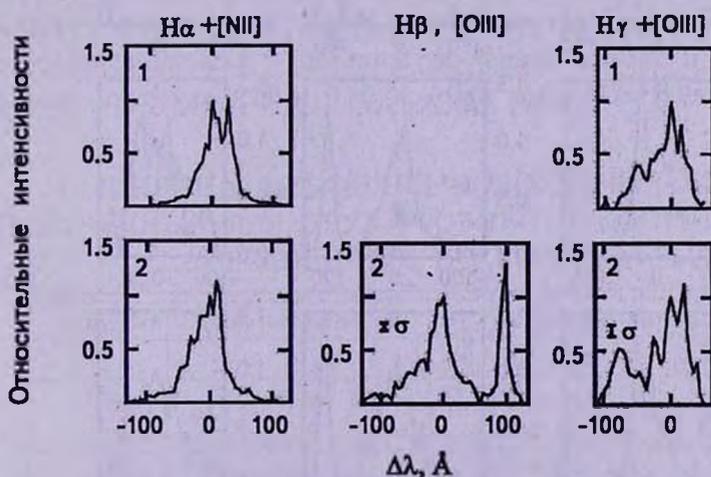


Рис.1а. Банк профилей водородных линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ для ядра сейфертовской галактики NGC 3227, полученных в 1977г.: а - 12 января, б - 13 января, с - 14 января, д - 15 января. Цифры внутри рамок - номера серий наблюдений.

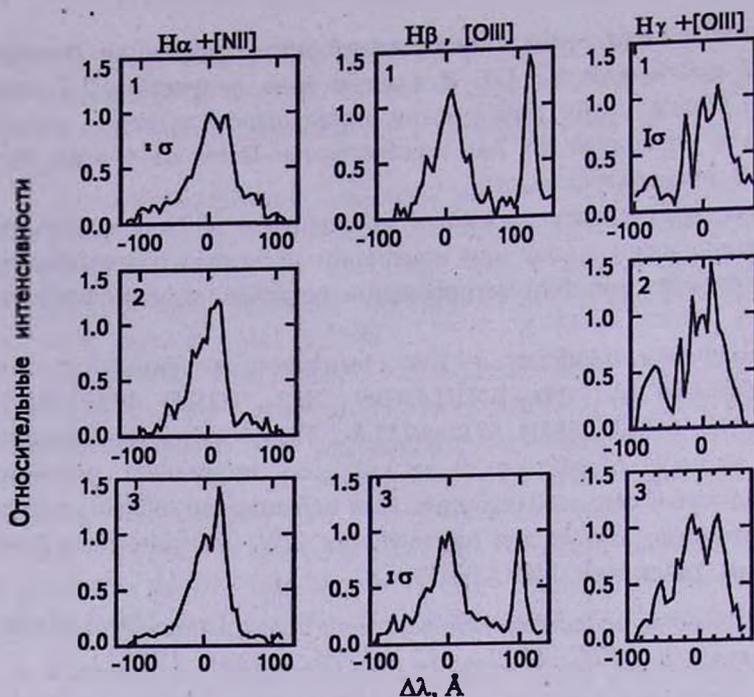


Рис.1b. Продолжение.

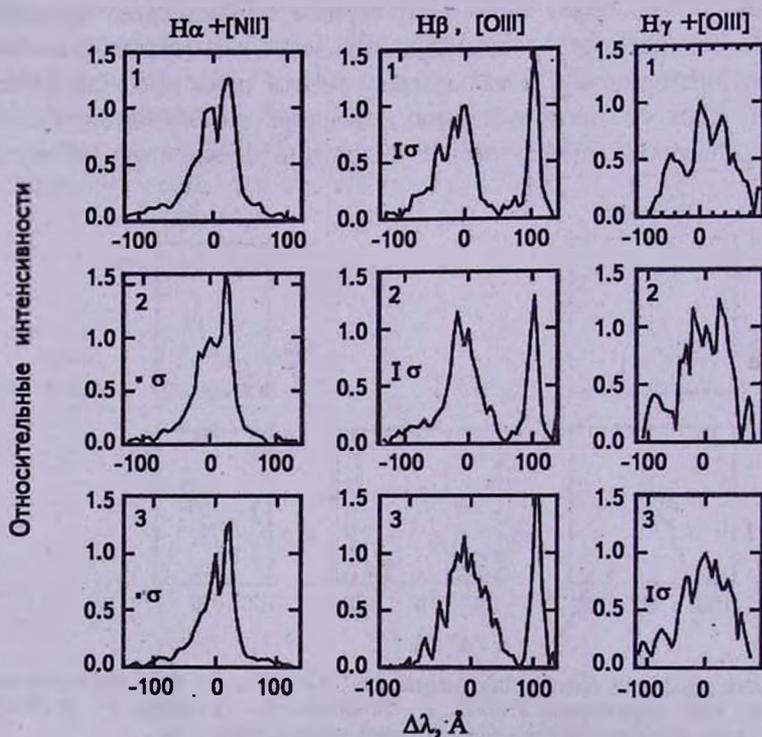


Рис.1с. Продолжение.

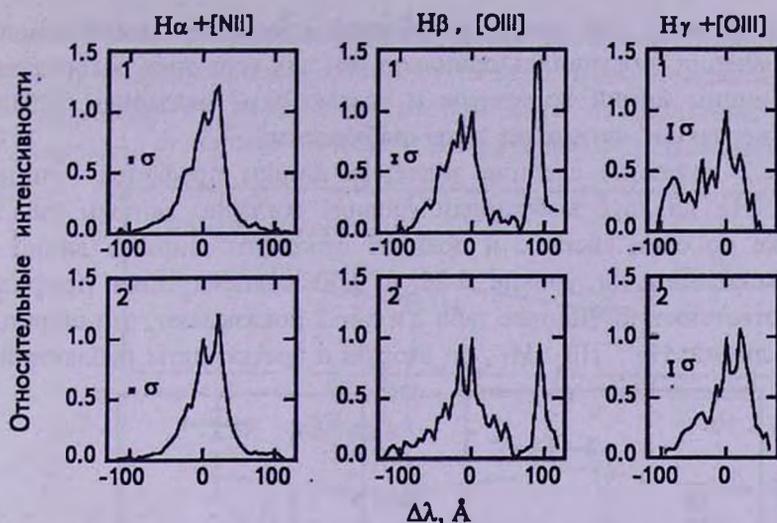


Рис.1d. Продолжение.

ошибок в определении профилей водородных линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$.

3.2. *Профили эмиссионных линий.* Для водородных линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ по всему массиву данных, полученных за четыре ночи наблюдений, были определены ширины профилей на 0.25 и 0.50 уровнях яркости пика профиля каждой линии. Результаты определения ширин профилей эмиссионных линий показали их группировку по датам, в которые они имеют близкие значения. Эта группировка ширин профилей исследуемых линий приведена в табл.2. В первой и второй колонках таблицы представлены, соответственно, эмиссионные линии и порядковые дни наблюдений группировки. В третьей и четвертой колонках - ширины профилей линий и их ошибки на уровнях яркости: 0.25 и 0.50 яркости пика. Из таблицы видно, что

Таблица 2

ШИРИНЫ ПРОФИЛЕЙ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ,
ПОЛУЧЕННЫХ ДЛЯ ДВУХ УРОВНЕЙ ЯРКОСТИ ПРОФИЛЯ И
УСРЕДНЕННЫХ ПО ГРУППАМ ДАТ

Линия	День наблюдения	Ширина линии, км/с	
		0.25 $I_{max} \pm \sigma$	0.50 $I_{max} \pm \sigma$
$H\alpha$	1, 4	3607 ± 41	2430 ± 96
	2, 3	4291 ± 181	2710 ± 61
$H\beta$	1, 4	5420 ± 192	2763 ± 300
	2, 3	6107 ± 293	3728 ± 136
$H\gamma$	1, 4	8557 ± 489	4068 ± 206
	2, 3	10404 ± 449	5842 ± 373

даты группировок, для которых ширины профилей линий имели близкие значения, получились одинаковыми для всех трех водородных линий. Ширины линий во вторую и третью даты оказались больше ширин в первую и четвертую даты наблюдений.

На рис.2 показаны средние значения ширин профилей линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ на двух выбранных уровнях согласно данным табл.2. На рисунке по осям абсцисс и ординат отложены ширины линий в единицах скорости на уровне 0.25 и 0.50 яркости пика профиля линии, соответственно. Данные табл.2 и рис.2 показывают, что ширины профилей линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, во вторую и третью даты наблюдений

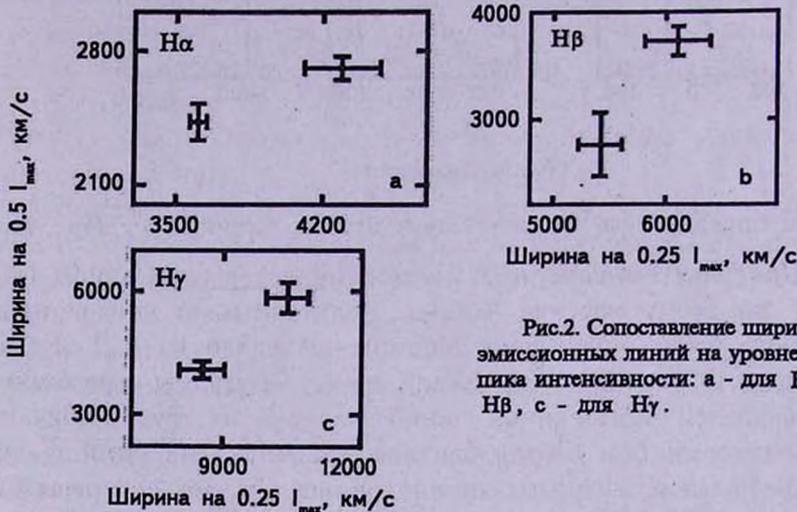


Рис.2. Сопоставление ширин профилей эмиссионных линий на уровне 0.25 и 0.50 пика интенсивности: а - для $H\alpha$, б - для $H\beta$, с - для $H\gamma$.

на 12%, 35%, 44% больше, соответственно, чем в первую и четвертую даты наблюдений. Различие ширины профиля линии $H\gamma$ на уровне 0.50 яркости пика составило больше 3σ . Таким образом, показано, что факт расширения трех водородных линий на двух уровнях яркости, обнаруженный по их экстремальным профилям в работе [1], подтвержден при использовании всего массива наблюдательных данных за четыре ночи.

3.3. Эквивалентные ширины эмиссионных линий. Значения EW_λ шести эмиссионных линий и бленд: $H\delta + [SII] 4068 + 4076\text{Å}$, $H\gamma + [OIII] 4363\text{Å}$, $H\beta$, $[OIII] 4959 + 5007\text{Å}$, $H\alpha + [NII] 6548 + 6584\text{Å}$, $[SII] 6717 + 6731\text{Å}$, усредненные по сериям наблюдений, полученных за 4 ночи 12-15 января 1977г., показаны на рис.3. По осям абсцисс и ординат отложены даты наблюдений и EW_λ исследуемых линий и бленд, соответственно. Данные рис.3 показывают, что согласованных изменений EW_λ всех линий и бленд от ночи к ночи не было. Это позволяет предположить отсутствие изменения интенсивности

континуума. Однако обнаруживаются согласованные изменения некоторых эмиссионных линий от ночи к ночи: уменьшение EW_{β} и $EW_{[OIII]4959+5007}$ от первой ко второй date наблюдений; $EW_{[OIII]}$ и $EW_{[SII]6717+6731}$ от первой ко второй и от второй к третьей date менялись

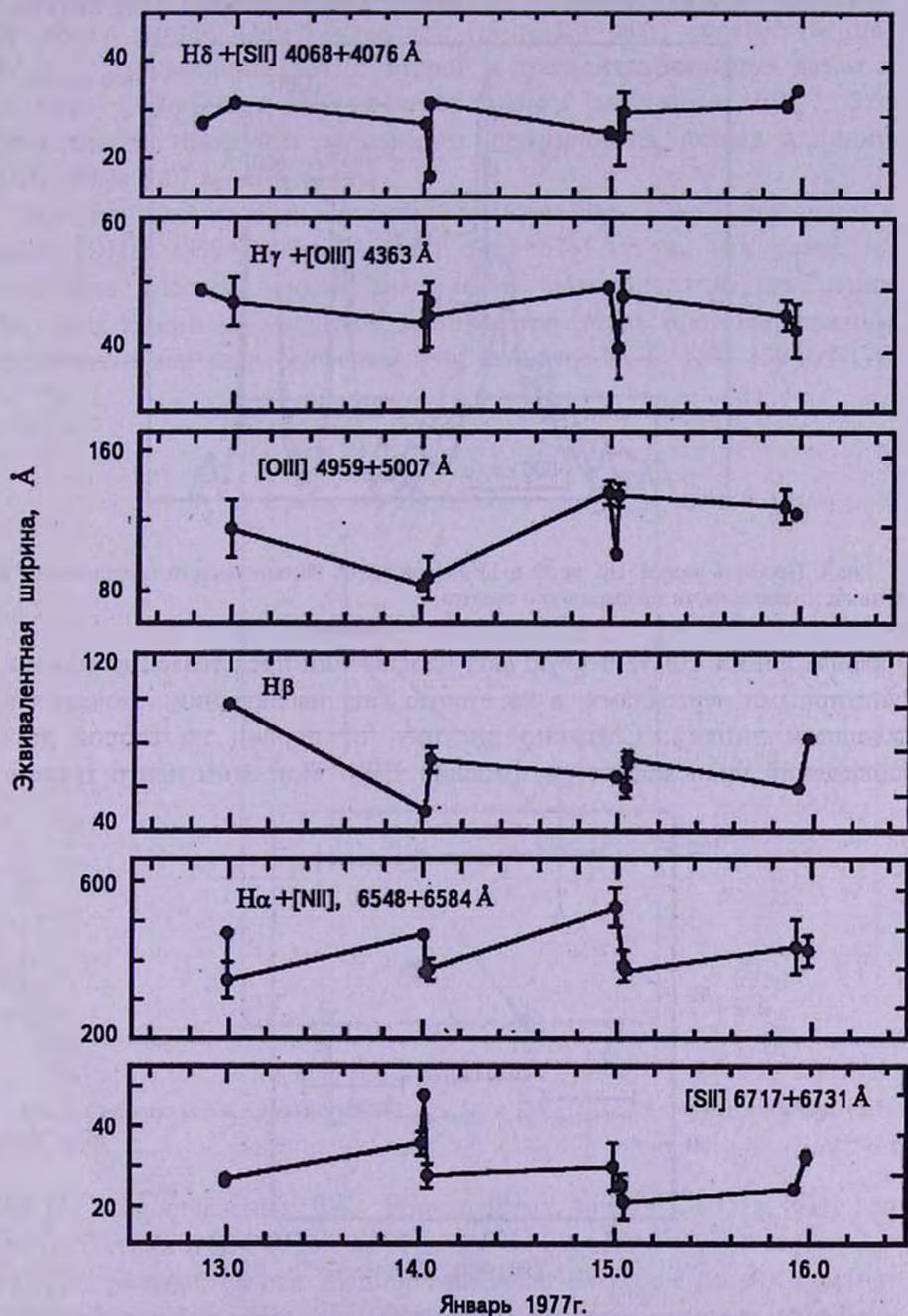


Рис.3. Эквивалентные ширины шести эмиссионных линий, полученные за 12-15 января 1977г.

в противоположном направлении.

На рис.4 показано сопоставление изменения EW и формы профиля линии H β от первой ко второй дате наблюдений. На рисунке по оси абсцисс отложены длины волн, выраженные в км/с, а по оси ординат - значение интенсивности в единицах интенсивности континуума.

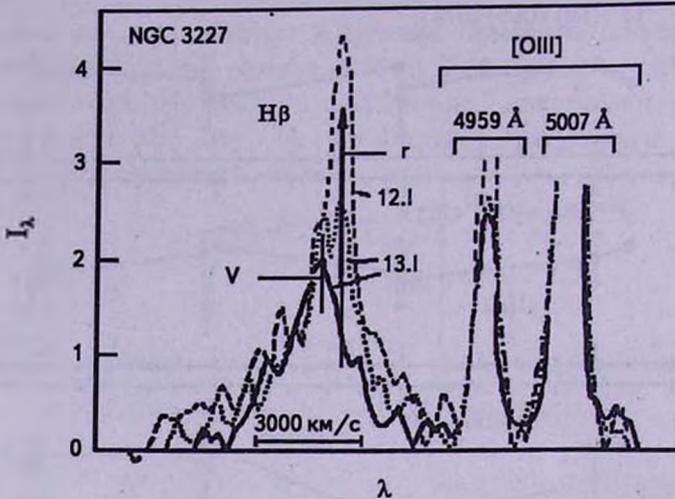


Рис.4. Профиль линии H β за 12 и 13 января 1977г. Интенсивности представлены в единицах интенсивности непрерывного спектра.

Профиль линии H β за первую дату наблюдений представлен длинными пунктирными черточками, а во вторую дату наблюдений - точками и сплошной линией. Согласно рисунку, от первой ко второй дате наблюдений происходило уменьшение EW β . При этом центр тяжести

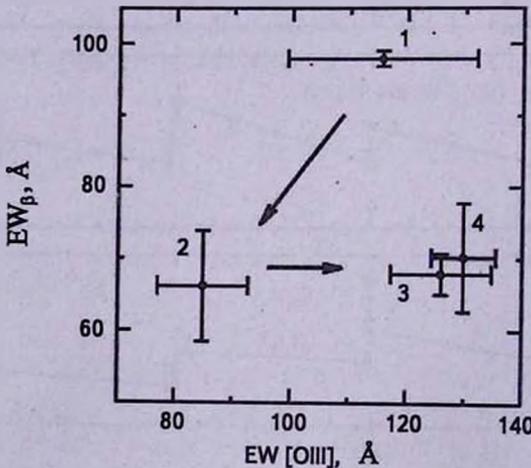


Рис.5. Сопоставление изменения EW β и EW $_{[OIII]4959+5007}$ за четыре даты наблюдений. Стрелки показывают последовательность изменения EW λ .

линии смещался в коротковолновую область спектра.

Разное поведение EW_{β} и $EW_{[OIII]4959+5007}$ показано на рис.5; по оси абсцисс отложена $EW_{[OIII]4959+5007}$, по оси ординат - EW_{β} . Цифрами 1, 2, 3, 4 указаны дни наблюдений. Из рисунка видно, что от первой ко второй дате наблюдений происходит одновременное уменьшение EW обеих линий. Оно составляет 1.5 и 1.4 раза, соответственно. $EW_{[OIII]4959+5007}$ увеличивалась от второй к третьей и четвертой датам в 1.5 раза (3.1σ) при почти постоянном значении EW_{β} . Это обстоятельство позволяет заподозрить переменность потока в линии [OIII] 4959+5007 Å за три дня.

Представляло интерес сопоставить поведение EW_{λ} запрещенных линий [OIII] 4959+5007 Å и [SII] 6717+6731 Å, так как ранее на достаточно высоком уровне значимости было показано изменение EW_{λ} этих линий на масштабе времени три дня в противоположном направлении для ядер сейфертовских галактик NGC 1275 [5] и NGC

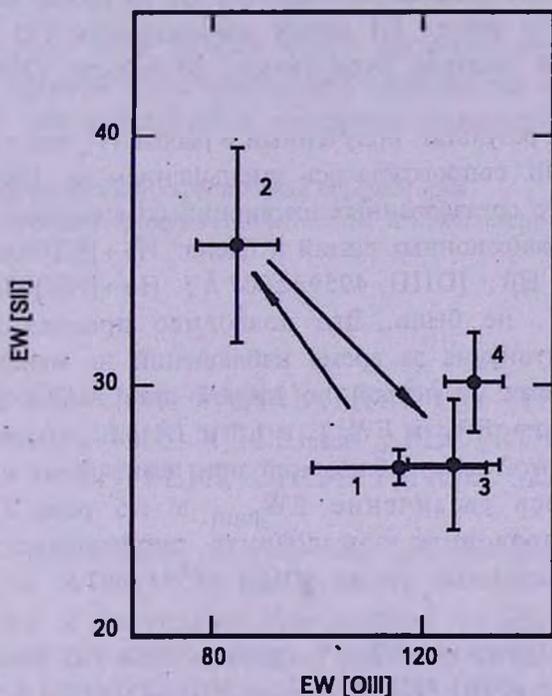


Рис.6. Сопоставление изменения $EW_{[OIII]4959+5007}$ и $EW_{[SII]6717+6731}$ в период вспышки 12-15 января 1977г.

7469 [6]. Сопоставление EW_{λ} запрещенных линий [OIII] и [SII] для ядра галактики NGC 3227 за 4 даты наблюдений представлено на рис.6. На рисунке по оси абсцисс отложены $EW_{[OIII]}$, а по оси ординат - $EW_{[SII]}$. Согласно рисунку, изменения EW_{λ} запрещенных линий от

первой ко второй и от второй к третьей датам в спектре ядра этой галактики происходили тоже в противоположных направлениях. Но значимость этих изменений была на уровне 2.8σ и меньше.

4. *Выводы.* 1) Представлен банк профилей эмиссионных линий, содержащих 8 профилей H β и по 10 профилей линий H α и H γ , полученных за 4 ночи наблюдений 12-15 января 1977г. и осредненных по сериям наблюдений.

2) По всему массиву данных получены изменения в профилях линий H α , H β , H γ , которые позволили подтвердить предположение, выдвинутое в работе [1], что в области свечения эмиссионных линий была вспышка на масштабе времени 3 дня:

а) Выявлено расширение профилей линий H α , H β , H γ на уровнях яркости 0.25 и 0.50 по отношению к яркости пика линии. На уровне 0.50 яркости пика расширение составило 12%, 35%, 44%, соответственно. Величины расширения профилей линий H β , H γ на уровне 0.50 яркости пика, полученные в работе [1] между минимальным (12 января) и максимальным (14 января) значениями, составили 120% и 55%, соответственно.

б) Подтвержден результат, полученный в работе [1], что расширение профиля линии H β сопровождалось уменьшением ее EW_{β} .

в) Показано, что согласованных изменений со временем EW_{λ} всех 6-и наблюдаемых эмиссионных линий и бленд: H δ + [SII] 4068 + 4076 Å, H γ + [OIII] 4363 Å, H β , [OIII] 4959 + 5007 Å, H α + [NII] 6548 + 6584 Å, [SII] 6717 + 6731 Å, не было. Это позволило предположить, что интенсивность континуума за время наблюдений не менялась.

г) В то же время от первой ко второй дате наблюдений было отмечено уменьшение EW_{β} и $EW_{[OIII]}$ в 1.5 и 1.4 раза, соответственно. От второй к четвертой дате наблюдений при незначимых изменениях EW_{β} обнаружилось увеличение $EW_{[OIII]}$ в 1.5 раза (3σ). Это обстоятельство позволило заподозрить переменность потока запрещенных эмиссионных линий [OIII] 4959 + 5007 Å на масштабе времени 3 дня.

д) Отмечены изменения EW_{λ} в противоположных направлениях запрещенных линий [OIII] 4959 + 5007 Å и [SII] 6717 + 6731 Å за первые три даты наблюдений на уровне значимости 2.8σ и меньше. Этот результат представляет интерес, поскольку такой характер изменений ранее был получен на достаточно высоком уровне значимости для ядер сейфертовских галактик NGC 1275 [5] и NGC 7469 [6].

3) Все полученные данные в работе [1] и настоящей работе по переменности эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 3227 во время вспышки 12-15 января 1977г. сопоставлялись с теорети-

ческими моделями водородной плазмы разных температур и плотностей. Сопоставление показало, что эти данные в том числе и данные об обратном бальмеровском декременте переменных водородных линий и уменьшении EW_{β} с расширением профиля не противоречат теоретическим параметрам водородной плазмы, рассчитанным Гершбергом и Шнолем [7], для спектров движущихся сред, в которых ионизация и возбуждение газа обусловлены ударным механизмом. Газ вспышки - горячая, неоднородная по физическим условиям плазма, имеющая электронную температуру $Te = 15000 - 25000$ К и электронную плотность $n_e = 10^{14}$ см⁻³.

Характеристики вспышки в области свечения водородных линий дают основание предположить, что она может быть обусловлена короткоживущими ударными волнами в долгоживущих потоках или струйных выбросах.

Авторы благодарны сотрудникам обсерватории САО РАН за помощь в получении спектрального материала на 6-м телескопе, В.И.Пронику за полезные дискуссии и М.А.Смирновой за помощь при выполнении работы.

Выполнение этой работы было частично возможно благодаря поддержке грантом фундаментальных гражданских исследований UP1-2549-CR-03 для независимых государств бывшего СССР (CRDF).

НИИ Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: ipronik@crao.crimea.ua, shali@crao.crimea.ua

NIGHT-TO-NIGHT VARIATION OF THE EMISSION LINES IN THE NUCLEUS SPECTRUM OF THE SEYFERT GALAXY NGC 3227

L.P.METIK, I.I.PRONIK, L.M.SHARIPOVA

The results of the emission lines study in the optical spectrum of the Seyfert galaxy NGC 3227 nucleus are presented. 53 spectra obtained during the maximum of the nucleus brightness on 12-15 January 1977 with the 6-m telescope were the base of the investigation. The hydrogen line profiles of $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ and equivalent width (EW_{λ}) of the lines and blends averaged by series of observations are given. It was shown that profiles of the hydrogen lines broadened during 3 days. The broadening on the level of 0.5 of the profile peak was 12%, 35% and 44%, respectively. The $H\beta$ line profile broadening was accompanied by the decreasing of its equivalent width

(EW_β). It is supposed that 3 day flare is observed in the galaxy nucleus, which can be caused by shock in longlived flows from the galaxy nucleus.

Key words: *Galaxies: Seyfert - individual: NGC 3227*

ЛИТЕРАТУРА

1. *I.I.Pronik, L.P.Metik, Astron. Astrophys. Transactions, 23, N.6, 509, 2004.*
2. *J.Quisbert, L.Binette, E.Daltabuit, J.Canto, Publ. Astron. Soc. Pacif., 83, 1078, 1989.*
3. *В.М.Лютый, Астрон. ж., 54, 1153, 1977.*
4. *E.I.Rosenblatt, M.A.Malkan, W.L.W.Sargent, A.C.S.Readhead, Astrophys. J. Suppl. Ser., 81, 59, 1992.*
5. *Н.И.Меркулова, И.И.Проник, Изв. Крымск. Астрофиз. обсерв., 71, 160, 1974.*
6. *I.I.Pronik, L.P.Metik, N.I.Merkulova, Astron. Astrophys., 318, 721, 1997.*
7. *Р.Е.Гершберг, Е.Е.Шноль, Изв. Крымск. Астрофиз. обсерв., 50, 122, 1974.*

2D-СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК С ОЧАГАМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ SBS 1533+574

С.А.АКОПЯН¹, С.К.БАЛАЯН¹, С.Н.ДОДОНОВ², Т.А.МОВСИСЯН¹

Поступила 19 июля 2006

Принята к печати 20 сентября 2006

Дается предварительный анализ данных 2D-спектроскопии, полученных по наблюдениям галактики SBS 1533+574(AB) с мультиспектральными спектрографами, на 2.6-м телескопе БАО (VAGR) и 6-м телескопе CAO (MPFS). Две компоненты, составляющие галактику, являются очагами звездообразования в различных стадиях. Компонента SBS 1533+574B известна как BCDG. Полученные карты распределения интенсивности излучения в рекомбинационных линиях водорода и запрещенных линиях газов низкой ионизации позволяют сравнить основные характеристики HII-зон и окружающей их оболочки. Распределение скоростей по полю галактики указывает на общее вращение системы и собственное вращение компонент, наиболее выраженное у компоненты В.

1. *Введение.* Изучение галактик с ядерной или звездообразовательной активностью имеет огромное значение для правильного понимания эволюционных процессов, происходящих во Вселенной. По результатам последующей целевой спектроскопии ~500 галактик, отобранных по низкодисперсионным спектрам Второго Бюраканского обзора [1] в семи избранных полях ([2] и ссылки в ней), была проведена спектральная классификация этих объектов [3]. Подтвердившие наличие признаков ядерной или звездообразовательной активности 345 галактик составляют нашу базовую выборку, ~90% галактик которой, согласно используемой схеме [3], классифицированы как SfG (Star-forming Galaxy) - галактики с признаками звездообразовательной активности. Значительное число галактик SfG выборки, 314, и достаточно широкий диапазон красных смещений, $0 < z < 0.07$; обеспечивают представительность выборки, как с точки зрения многообразия морфологических типов, так и с точки зрения фаз звездообразовательной активности, в которых они находятся. Изучение такой выборки открывает хорошую перспективу для постановки и решения множества вопросов, связанных с процессами звездообразования. Создание классификационной схемы, адекватно отображающей эволюционные процессы в галактиках со звездообразовательной активностью, - одна из таких задач. Для решения этой задачи нами проводятся детальные исследования

отдельных объектов, в основе которых двухмерная спектроскопия с использованием мультизрачковых спектрографов.

В настоящее время выборка упрощенно делится на два подкласса, в зависимости от значения эквивалентной ширины бальмеровской $H\alpha$: - SfGcont (cont = continual), при $EW(H\alpha) < 100$; - SfGneb (neb = nebular), при $EW(H\alpha) > 100$ [3]. В группу SfGneb попадают объекты, подверженные мощным, по сравнению с первой, процессам звездообразования, такие как голубые карликовые галактики, галактики, называемые Starburst и т. д.

Отправной точкой для нас служит изучение очагов звездообразования в галактиках различных морфологических типов, от изолированных III-областей до спиральных и иррегулярных галактик с развитой системой очаговых зон. Особого внимания заслуживают в этом контексте голубые карликовые галактики, BCG или BCDG (Blue Compact Dwarf Galaxies), где мы видим незавуалированные очаги звездообразования.

Отметим, что в ряде случаев в качестве BCDG рассматривается не отдельная галактика, но мощный очаг звездообразования, являющийся частью системы. К таким относится и галактика SBS 1533+574, изучению которой посвящена настоящая статья.

В большинстве работ, связанных с исследуемым объектом, приводятся данные относительно ее компоненты SBS 1533+574B в качестве BCDG (например, [4-7]). В работах, посвященных исследованию галактики, как системы, объект рассматривался в качестве мерджера [8], галактики с двумя ядрами [9].

Изучение на первый взгляд простой по морфологии, но сложной по физическим свойствам галактики, представляет интерес не только с точки зрения изучения очагов звездообразования, но по всему комплексу вопросов, затрагиваемых при исследовании голубых компактных галактик, галактик с кратной структурой, взаимодействующих систем и т.д.

2. *Основные характеристики SBS1533+574.* Взаимное расположение компонент А и В галактики SBS1533+574 показано на снимке, взятом из архива обзора SDSS (Sloan Digital Sky Survey) [10], рис.1а*. Близкие значения красных смещений компонент (лучевые скорости отличаются менее чем на 100 км/с) и наличие соединяющей газовой полосы свидетельствуют об их взаимосвязи в рамках одной системы.

Позиционный угол галактики определяется ориентацией большой

* На всех изображениях галактики, приведенных в статье, при некоторых различиях в пространственной ориентации системы, компонента В, или, в случае MPFS изображений, ее часть, расположена слева.

оси компоненты А, имеющей, в отличие от шарообразной компоненты В, вытянутую эллипсообразную форму. Его значение и лучевая скорость

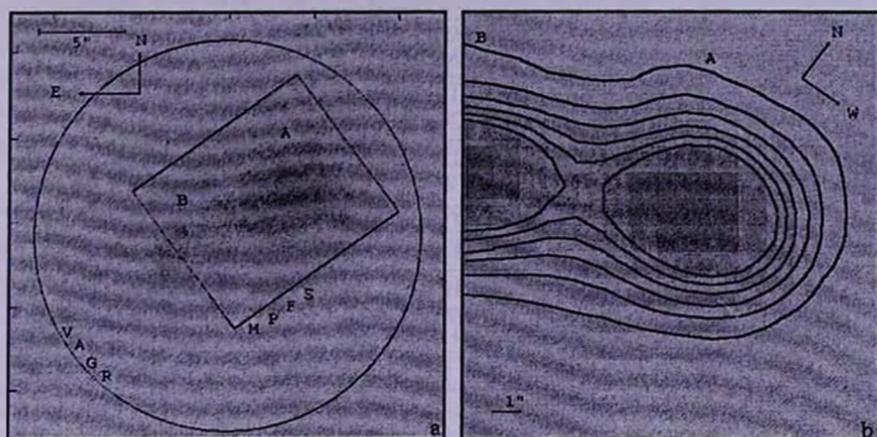


Рис.1а, б. Изображения галактики SBS 1533+574: а) из обзора SDSS; б) по данным наблюдений на 6-м телескопе CAO со спектрографом MPFS. На рис.1а прямоугольный контур показывает поле, снятое с MPFS, круговой контур - поле, соответствующее одному из снимков, полученных со спектрографом VAGR на 2.6-м телескопе. На обоих рисунках указаны компоненты А и В галактики, соответствующие пространственная ориентация и масштаб.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМЫ И КОМПОНЕНТ

SBS	1533+574AB	1533+574A	1533+574B
P.A.	115		
V_r	3400 км/с		
Размеры		8"	3"
R.A.		15 34 13.45	15 34 14.2
Decl.		+57 17 06.9	+57 17 03.7
SDSS		J153413.34+571707	J153414.16+571703.4
u		16.55	17.88
g		15.76	17.38
z		0.011	

системы, размеры и координаты центров компонент, соответствующие двум компонентам, SDSS обозначения, u и g цветовые величины и значение красного смещения компоненты А, согласно SDSS, перечислены в строках табл.1.

3. Наблюдения, обзор полученных данных. Наблюдения галактики проводились с мультизрачковыми спектрографами первичного фокуса MPFS (Multipule Fiber Spectrograph) [11] на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории (CAO) России и "VAGR" [12] на 2.6-м

ДЕТАЛИ ПРОВЕДЕНИЯ НАБЛЮДЕНИЙ SBS 1533+574

Телескоп Спектрограф	БТА 6-м (САО) MPFS	ЗТА 2.6-м (БАО) VAGR
ПЗС матрица (элементы) Размер эл. (мкм ²), шум счит. (электр.)	Tektronix 1034 x 1034 24, 4	Lick 2063 x 2058 15, 6
Размер поля (угл.с) Простр.разр.(угл.с)	15x16 ~1.1	$D \approx 36$ ~0.9
Дифр.решетка (штрих/мм) Дисперсия (Å/элемент)	1200 1.35	600 2.1
Дата, эксп.(сек), число эксп. Спектр. диапазон (нм)	10 февр. 2000, 1800, 2 600-730	14 июнь 2004, 2400, 2 640-680 15 янв. 2005, 2400, 2 480-520

телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории (БАО) Армении. Основная информация по наблюдениям дана в табл.2.

О соотношении снятых при наблюдениях с двумя телескопами областей неба можно судить по рис.1а. Результатом наблюдений является куб данных размером 15x16x1034 элементов в одном случае,

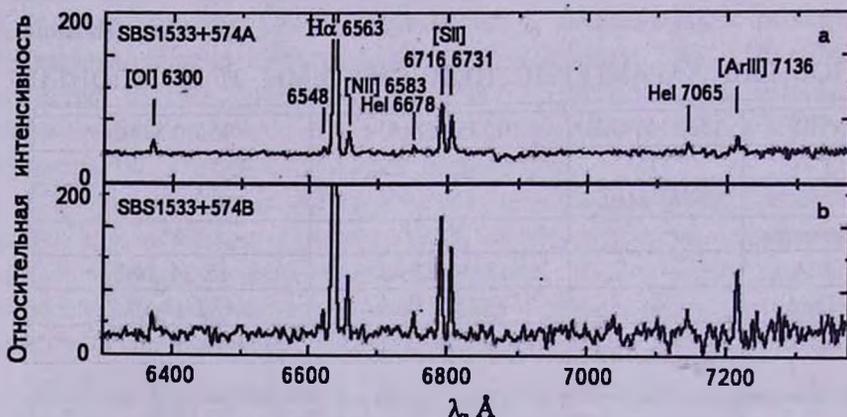


Рис.2а, б. Полученные с MPFS спектры, усредненные по центральной области компоненты А (а) и видимой части компоненты В (б).

и 36x36x200, в другом. Для его первичной обработки в случае MPFS использовался специально разработанный для этой цели пакет программ на языке IDL (Interactive Data Language). Данные, полученные с VAGR, обрабатывались, преимущественно, программным пакетом ADHOCw [13].

Распределение по полю суммарной интенсивности излучения, в полученном с MPFS спектральном диапазоне 600-730 нм, показано на рис.1б. Распределение излучения вдоль того же диапазона, в качестве

"интегрального" спектра для каждой из двух компонент галактики, приводится на рис.2а,б, для компоненты А и части компоненты В (поскольку она срезана краем изображения), соответственно. Спектры, усредненные по элементам матрицы, попадающим во внутренний контур изолиний интенсивности каждой из компонент, показанных на рис.1б, представлены в одинаковых масштабах. Об интенсивности линии водорода, срезанной на рисунке из-за большой амплитуды,

Таблица 3

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХ КОМПОНЕНТ

λ_0	Компонента А			Часть компоненты В		
	Int.	EW(A)	FWHM (A)	Int.	EW(A)	FWHM (A)
[NaII] λ 6548	61 \pm 16	2.76	5.67 \pm 1.8	117 \pm 32	17.63	3.42 \pm 1.1
H α λ 6563	2632 \pm 15	122.63	5.05 \pm 0.034	8279 \pm 37	1118.57	4.31 \pm 0.022
[NaII] λ 6583	161 \pm 17	7.78	6.44 \pm 0.8	337 \pm 40	50.52	5.07 \pm 0.69
HeI λ 6678	48 \pm 5	1.90	7.43 \pm 0.9	135 \pm 9	9.62	6.5 \pm 0.5
[SII] λ 6716	248 \pm 4	9.58	5.24 \pm 0.1	591 \pm 8	49.89	5.06 \pm 0.079
[SII] λ 6731	174 \pm 4	6.54	5.13 \pm 0.14	422 \pm 8	43.82	4.55 \pm 0.095
HeI λ 7065	52 \pm 1	2.03	5.69 \pm 0.16	81 \pm 2	3.90	3.91 \pm 0.11
[ArIII] λ 7136	77 \pm 4	2.97	5.26 \pm 0.35	461 \pm 8	69.22	6.43 \pm 0.13

можно судить по данным табл.3. Для каждой из компонент в табл.3 приводятся параметры всех зарегистрированных с MPFS эмиссионных линий, кроме данных относительно линии кислорода [OI6300], поскольку они могут содержать случайные ошибки, связанные с частичным наложением несмещенной линии ночного неба [OI]6363.

Наблюдения со спектрографом VAGR проводились с двумя интерференционными фильтрами (см табл.2). Наблюдения стандартной звезды в обоих случаях отсутствуют. Полученный с первым фильтром спектральный диапазон, 640-680, пересекается с диапазоном MPFS, включая область линий H α и дублетов азота [NII] 6548, 6583 и серы [SII] 6716, 6731. Из них наиболее информативны H α и линия азота [NII] 6583, поскольку линии [NII] 6548 и HeI 6678 слабые, а линии дублета серы попадают на край диапазона. На информативность данных относительно второго диапазона, 480-520, непересекающегося с MPFS, влияют и некоторые недоработки, связанные с тем, что наблюдения проводились в целях первичной апробации этого фильтра. В его диапазон попадают запрещенные линии дублета кислорода [OIII] 5007, 4959 и, на краю, линия водорода H β .

4. Излучение в рекомбинационных линиях. Излучение ионизованного водорода - одна из важнейших характеристик очагов звездообразования в галактиках. На рис.3а,б приводятся полученные по

данным MPFS карты распределения интенсивности излучения SBS 1533+574 в линии $H\alpha$ и в области континуума, соответственно.

В видимой части компоненты В интенсивность излучения в $H\alpha$ имеет примерно радиальную, относительно видимого максимума, симметрию распределения, рис.3а. Большой градиент изменения интенсивности, о чем можно судить по резкому увеличению числа

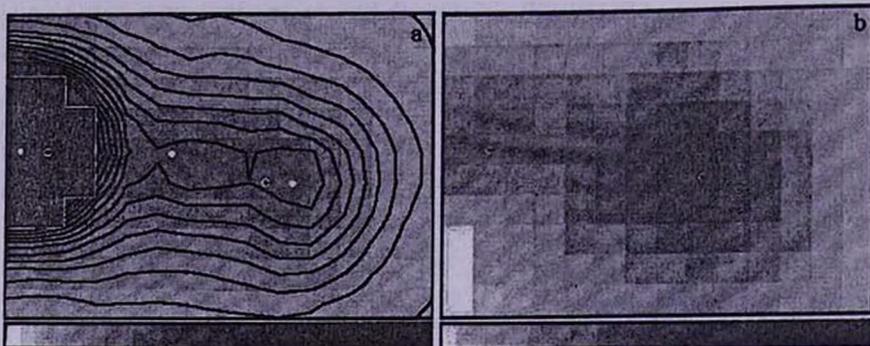


Рис.3а, б. Изображения галактики SBS1533+574, полученные с MPFS, в почернениях: а) в линии $H\alpha$ с шагом 637, при наибольшем значении 19985 показанной внизу рисунка шкалы; б) в континууме, в диапазоне 6520–6600 Å, с шагом 5, при наибольшем значении 42 показанной внизу шкалы. Изолинии на рис.3а, также соответствующие интенсивности в $H\alpha$, показаны до 30%-го, от значения максимальной интенсивности, уровня, обозначенного светлой ломаной кривой; локальные максимумы отмечены белыми точками. Элементы, соответствующие максимальному значению излучения каждой из компонент галактики в континууме отмечены на обоих рисунках буквой "с". Взаимное расположение компонент и пространственная ориентация такие же, как на рис.1б.

изолиний, показанных только до уровня $\sim 30\%$ от значения пика интенсивности на рис.3а, свидетельствует о мощности и компактности находящегося здесь источника излучения. Согласно данным табл.3, зарегистрированное от компоненты В излучение в линии $H\alpha$ втрое больше излучения компоненты А.

В области компоненты А распределение интенсивности излучения

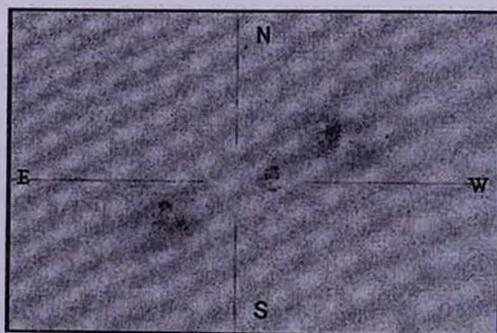


Рис.4. SDSS снимок после преобразований: компонента В локализована в юго-восточном квадранте, компонента А - в северо-западном.

в линии $H\alpha$ имеет другой характер. Наличие двух близких по величине интенсивности пиков $H\alpha$ -излучения, отсутствие оси симметрии в его распределении, или иначе, неоднородность морфологической структуры компоненты А, свидетельствуют о раздробленности ее очаговой III-зоны. Красноречивым подтверждением этого предположения является снимок, показанный на рис.4, который получен серией преобразований взятого из SDSS архива изображения галактики.

Кроме бальмеровской $H\alpha$ в MPFS спектре обеих компонент галактики наблюдаются линии нейтрального гелия, HeI 6678 и HeI 7065. Интенсивность излучения компоненты А в этих линиях примерно одинакова (табл.3), тогда как интенсивность излучения от видимой части компоненты В в линии HeI 6678 более чем в полтора раза превышает излучение в линии HeI 7065.

Полученные с VAGR изображения в бальмеровских линиях $H\alpha$ и $H\beta$ иллюстрируют рис.5а и рис.5б. Элементы, где излучение компонент в области континуума имеют наибольшее значение, обозначены на рис.5а через "с". (В распределении излучения в континууме $H\beta$ пики у обеих

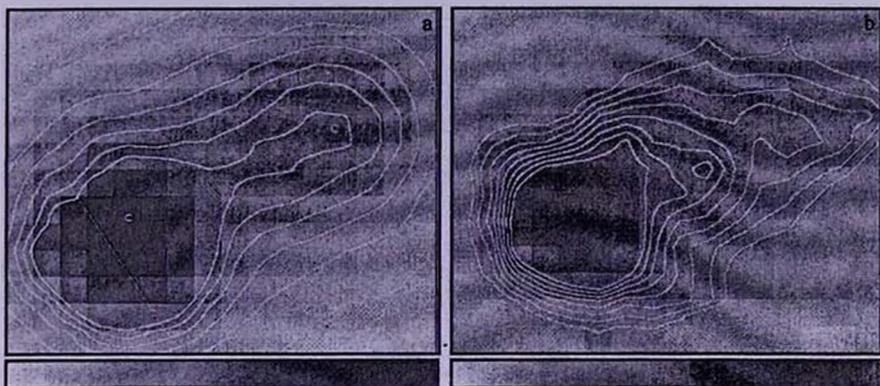


Рис.5а, б. Изображения галактики SBS1533+574, полученные с VAGR с разными фильтрами в почернениях: а) в линии $H\alpha$ с шагом 232, при наибольшем значении показанной шкалы 4648; б) в линии $H\beta$, с шагом 138, при наибольшем значении показанной шкалы 1402. Буквой "с" на рис.5а отмечены те элементы для каждой из компонент, где излучение в континууме имеет наибольшее значение. Внутренние контуры изолиний примерно соответствуют 30% уровню от значения в пике интенсивности компоненты В. Взаимное расположение компонент и пространственная ориентация такие же, как на рис.1а - север наверху, восток слева.

компонент, будучи размазанными по нескольким элементам, не определяются.) В отличие от положения пика излучения в континууме, пик интенсивности в $H\alpha$ компоненты В на MPFS изображении попадает на элемент крайней строки (рис.3а), что делает не очевидным его соответствие положению реального максимума. Расположение пиков излучения в континууме, практически, единственная привязка при

сравнении изображений, полученных с двумя спектрографами. Используя ее, можно определить часть компоненты В, которая зарегистрирована на MPFS изображении. Прямая, пересекающая компоненту В на рис.5а, примерно соответствует восточному краю MPFS изображения, показывая, что на MPFS изображении мы, тем не менее, видим реальный пик излучения компоненты В в линии $\text{H}\alpha$.

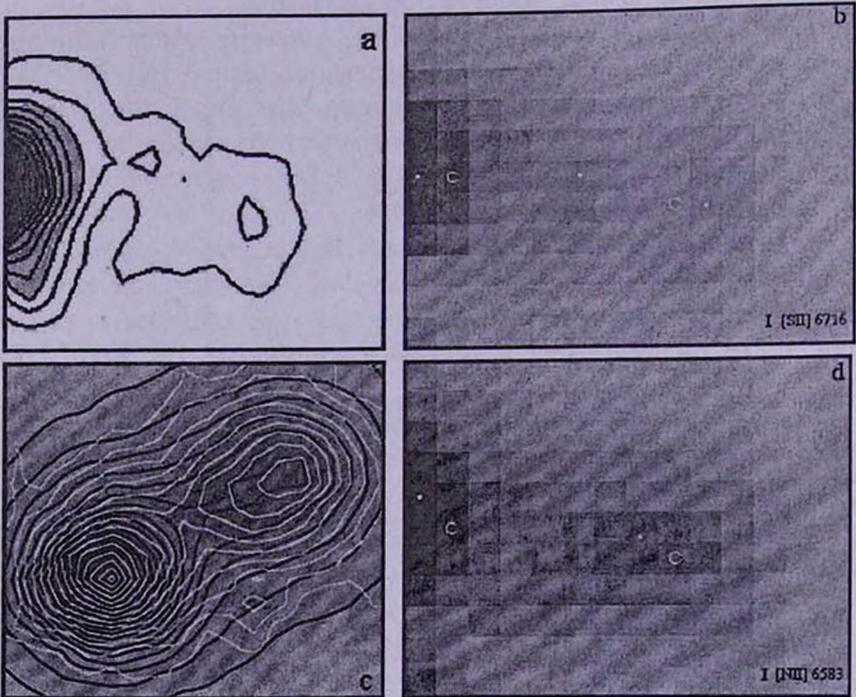


Рис.6а, б, с, д. Полученные с MPFS карты интенсивности излучения: а) в линии аргона $[\text{Ar III}] 7136$ в изолиниях и почернениях; б) и д) в линиях $[\text{S II}] 6716$ и $[\text{N II}] 6583$ в почернениях; с) полученная с VAGR карта интенсивности излучения в линии $[\text{N II}] 6583$ показана сглаженными почернениями и светлыми изолиниями на фоне соответствующих $\text{H}\alpha$ -излучению темных изолиний.

5. Излучение в запрещенных линиях. Из присутствующих в полученном с MPFS спектре линий низкоионизованных газов (см. табл.3) наиболее контрастно излучение от двух компонент в линии дважды ионизованного аргона на $\lambda 7136\text{\AA}$. Распределение интенсивности излучения в линии $[\text{Ar III}] 7136$ иллюстрирует рис.6а. Интенсивность от видимой на изображении части компоненты В почти в 6 раз больше, чем от компоненты А в этой линии. В линиях дублета ионизованного азота $\lambda 6548\text{\AA}$ и $\lambda 6583\text{\AA}$ компонента В излучает примерно вдвое больше. Наиболее интенсивное излучение из газов низкой ионизации в спектрах обеих компонент наблюдается в линиях дублета ионизованной серы

[SII] 6725, 6731. В этих линиях компонента В излучает почти в 2.5 раза больше.

Карты интенсивности излучения в линиях серы и азота, полученные с MPFS, приводятся на рис.6б, д. Основное различие этих двух распределений наблюдается в области компонента А. Распределение в линии азота характеризуется одним пиком, в случае серы - двумя, аналогично распределению излучения в линии $H\alpha$ (рис.3а). Такое различие, наиболее вероятно, обусловлено стратификацией низкоионизованных газов, в данном случае, если основная часть азота занимает более отдаленные, чем сера слои оболочки.



Рис.7. Распределение отношения [SII]6716/[SII]6731 по данным MPFS показано почернениями и светлыми изолиниями на фоне соответствующих излучению в линии $H\alpha$ темных изолиний.

Полученное по данным MPFS распределение отношения интенсивности в линиях дублета серы $\lambda 6716$ и $\lambda 6731$, которое может характеризовать электронную плотность, когда она превышает значение 100 см^{-3} , иллюстрирует рис.7. Дуги со стрелками на концах подчеркивают основную тенденцию этого распределения - фронтальность отно-

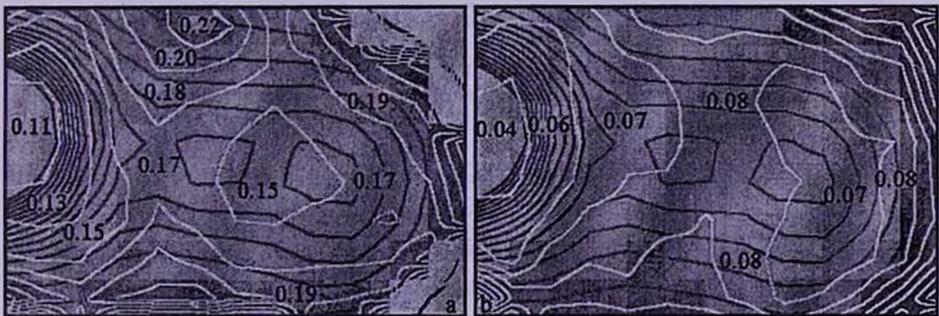


Рис.8а, б. Распределения отношений [NII]6583/ $H\alpha$ и [SII]6716,6731/ $H\alpha$ по данным MPFS показаны почернениями и светлыми изолиниями на фоне соответствующих излучению в линии $H\alpha$ темных изолиний.

сительно компоненты В, т.е. чередование дугообразных полос с большим и меньшим относительно друг друга средним значением. Вблизи элементов, соответствующих пикам излучения компонент В и А в континууме, это отношение имеет значения 1.36 и 1.26, соответственно. Между этими областями отношение увеличивается до 1.45 и до 1.6 на северо-западной периферии компоненты А.

Карты отношений $[SII] \lambda 6716, 6731 / Na$ и $[NII] 6583 / Na$, полученные по данным MPFS, приводятся на рис.8а и 8б, соответственно. Аналогичное рис.7 чередование полос, более выраженное в случае $[NII] 6583 / Na$, прослеживается и в этих распределениях, указывая, в конечном счете, на общность процессов, происходящих в исследуемом комплексе.

В отличие от остальных запрещенных линий, зарегистрированных с MPFS, распределение излучения в линии азота $[NII] 6583$ можно проследить и по данным спектрографа VAGR, и значит, вдоль всей компоненты В, (рис.6с). Морфология излучения в области компоненты В в этой линии характеризуется радиальной симметрией с примерно одинаковым во всех направлениях градиентом увеличения интенсивности по направлению к центру.



Рис.9а, б. Распределения по данным спектрографа VAGR в линии $[OIII] 5007$: а) интенсивности в почернениях и изолиниях; б) скоростей в почернениях и темных изолиниях на фоне соответствующих излучению в линии $H\beta$ светлых изолиний.

По полученным со спектрографом VAGR данным можно судить и о распределении излучения в запрещенных линиях дублета дважды ионизованного кислорода. На рис.9а показана карта интенсивности в линии $[OIII] 5007$. В отличие от $[NII] 6583$ в этой линии в области компоненты В прослеживается осевая симметрия. Вдоль прямой с позиционным углом $\sim 60^\circ$, показанной на рисунке, наблюдается вытянутость изолиний, подчеркнуто выраженная на периферии, на

расстояниях 5-6", где контуры имеют выступы в виде "ушек", симметрично отстоящих от центра компоненты В. Тенденция к осевой симметрии по-разному прослеживается и в форме изолиний интенсивности в линии Н β (рис.5b), и аргона, в той части компоненты В, которая зарегистрирована с MPFS (рис.6a).

Наблюдаемые в различных эмиссионных линиях некоторые отличия морфологической структуры могут быть обусловлены вращением стратифицированных газов.

6. *Поле скоростей.* Поле скоростей галактики SBS1533+574 в линии кислорода [OIII] 5007, построенное по данным спектрографа VAGR, дано на рис.9b, где лучевым скоростям соответствуют почернения и темные изолинии. На рисунке прослеживается несложная картина - в направлении SW-NE значение скорости возрастает, достигая ~300 км/с превышения над системной скоростью, при этом наибольший градиент наблюдается в южной части компоненты В, вдоль прямой параллельной, указанной на рис.9a. Следует отметить, что значения скоростей могут содержать систематическую ошибку, до ~50 км/с. Светлые изолинии, соответствующие интенсивности в Н β , служат привязкой не только к полю интенсивности излучения в Н α , но и к полю излучения в линии λ 5007 \AA - элементы с максимальными значениями в этих двух распределениях совпадают. Если охватить большую, чем на рис.9b область, то диапазон скоростей в линии λ 5007 \AA в указанном направлении увеличивается до ~500 км/с относительно системной скорости, о чем свидетельствует траектория ее кривой вращения на рис.10.

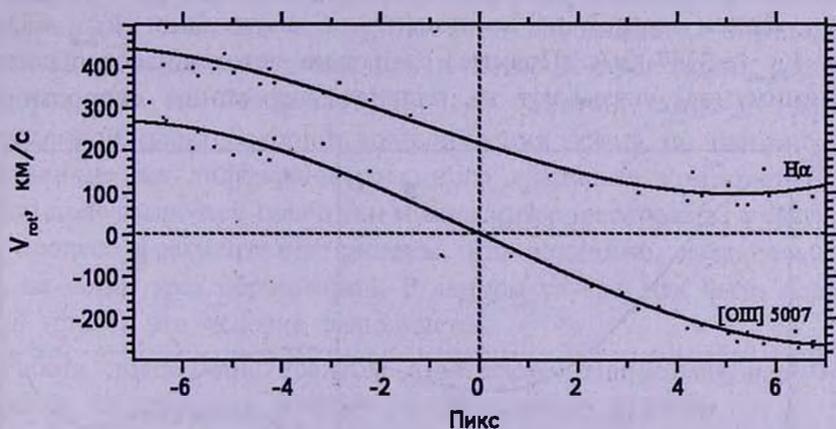


Рис.10. Кривые вращения по линии кислорода [OIII] 5007 и Н α , вдоль направления SW-NE, пересекающего компоненту В. Деления по оси абсцисс даны в пикселях, чтобы не вносить ошибку, обусловленную точностью определения пространственного разрешения во время наблюдений, значение которого может находиться в диапазоне от 0".9 до 1".

На рис.11, в несколько схематичной форме, дано распределение по полю скоростей в линии $H\alpha$, по данным VAGR. Как и в линии кислорода, в области компоненты В, наибольший градиент изменения

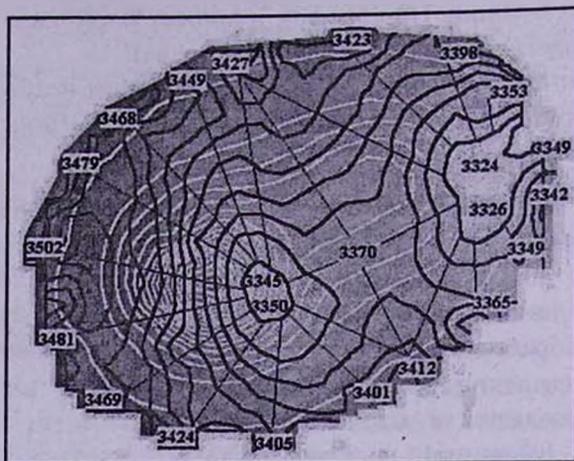


Рис.11. Поле скоростей галактики в линии $H\alpha$. Значения скоростей V_r даны в км/с. Почернения и темные изолинии соответствуют скоростям, большим почернениям соответствуют большие скорости. Светлые изолинии - интенсивность излучения в $H\alpha$.

скоростей в $H\alpha$ наблюдается примерно вдоль того же направления, кривая вращения вдоль которой (сдвинута на 220 км/с для наглядности) также приводится на рис.10. Диапазон скоростей в $H\alpha$ на ~ 200 км/с меньше.

Кроме того, поле скоростей в $H\alpha$ характеризуется наличием двух локальных минимумов, указывающих на две ближайшие по лучу зрения области, вблизи каждой из компонент, со значениями $V_{r_{\text{Амб}}} \approx 3325$ км/с и $V_{r_{\text{Амб}}} \approx 3347$ км/с. Прямые, радиально исходящие от областей двух минимумов, указывают на плавное возрастание скорости до

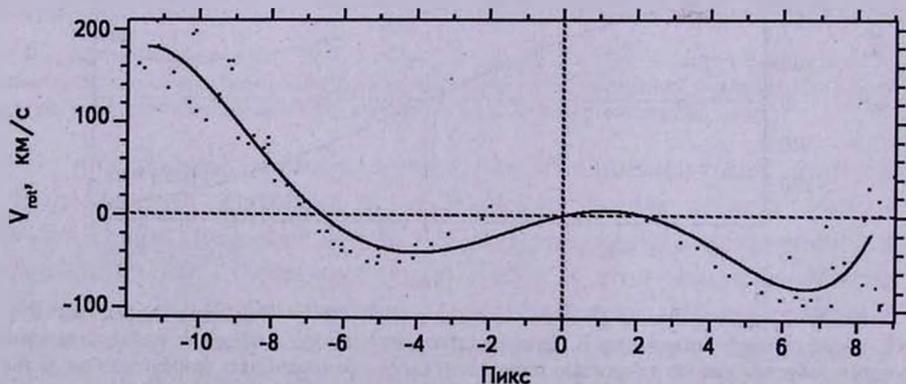


Рис.12. Кривая вращения в $H\alpha$ вдоль прямой, проходящей через локальные минимумы.

указанных по краям соответствующих изолиний, значений. Кривая вращения вдоль направления, проходящего через два локальных минимума, показана на графике рис.12. Диапазон скоростей согласно этой кривой достигает 160 км/с, характеризуя общее вращение системы, т.е. вращение при участии обеих компонент. Кроме того, ход кривой обнаруживает дифференциальное вращение в области компоненты А, что, однако требует уточнения, поскольку близко к пределу точности измерений, ± 60 км/с.

7. Заключение. Полученные проведением двумерной спектроскопии галактики SBS1533+574 данные позволили сравнить основные спектральные характеристики составляющих ее двух компонент, являющихся очагами звездообразования, подтвердить наличие общей газовой оболочки и проанализировать поле скоростей.

Анализ распределения по полю галактики интенсивности излучения в бальмеровской H α показал, что в отличие от компоненты В, HII-зона в области компоненты А имеет раздробленную, не менее чем на два образования, структуру.

Распределение низкоионизованных газов в области компоненты А указывает на их стратификацию, в частности, что азот занимает более отдаленные слои оболочки. При наличии раздробленного очага звездообразования этот факт нельзя интерпретировать однозначно. В области компоненты В также наблюдаются признаки стратификации газов в оболочке, которые обнаруживаются, по всей вероятности, в результате вращения.

Анализ поля скоростей позволил выделить два направления, вдоль которых происходит вращение в галактике, и, что наибольший диапазон скоростей достигается в области компоненты В. Двумя выделенными направлениями, по всей вероятности, определяется ориентация основной плоскости, в которой происходит вращение системы, что не исключает процесс слияния, хотя по данным проведенной спектроскопии подтверждения этому не найдено.

Наличие же дифференцированного вращения компоненты А в общем поле скоростей галактики можно интерпретировать, в частности, как процесс фрагментации системы, что возможно, когда в системе есть не менее трех образований. В данном случае, как было показано выше (рис.4) это условие выполняется.

Работа поддержана грантом Армянского Национального Фонда Науки и Образования ANSEF № 04-ps-astroex-815-144.

Реализация обзора Слоан Цифровой обзор неба (Sloan Digital Sky Survey) обеспечивается финансированием Фонда Альфреда Слоана, при участии тринадцати институтов, управляемых Консорциумом

Астрофизических Исследований, Администрацией Национальной Аэронавтики и Космоса, Фондом Национальной Науки, Министерством Энергии США, Японским Монбукагакушо и Обществом Макс Планк. Официальный сайт - <http://www.sdss.org/>.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: sanna@web.am

² Специальная астрофизическая обсерватория, Россия

2D-SPECTROSCOPY OF GALAXIES WITH THE NESTS OF STARFORMATION. INVESTIGATION OF SBS1533+574

S.A.АКОПЯН¹, S.K.БАЛАЯН¹, S.N.ДОДОНОВ²,
Т.А.МОВСЕССИАН¹

Preliminary analysis of data on 2D-spectroscopy is given, obtained by observing SBS1533+574(AB) with multipupil spectrographs on 2.6-m telescope in Armenia (VAGR) and 6-m telescope in Russia (MPFS). Two components, forming the galaxy, are the nests of the starformation in different stages. One of the components, SBS1533+574B, is known as a BCDG. Emission intensity distribution in recombination lines of hydrogen and forbidden lines of low-ionization gases allow to compare the main features of HII-regions and surrounding shell. Velocity distribution by the field of the galaxy shows the common rotation of the system and the own rotation of the components, mostly expressed in the case of the component B.

Key words: *galaxies: spectroscopy: starformation*

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 19, 639, 1983.
2. С.А.Акопян, С.К.Балаян, *Астрофизика*, 45, 329, 2002.
3. С.А.Акопян, С.К.Балаян, *Астрофизика*, 47, 443, 2004.
4. J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova, S.A.Hakopian, *Astrofiz. Issled. (Izv.SAO)*, 35, 24, 1993.

5. *T.X.Thuan, V.A.Lipovetsky, J.-M.Martin, S.A.Pustilnik*, *Astron. Astrophys.*, **139**, 1, 1999.
6. *Yu.I.Izotov, T.X.Thuan*, *Astrophys. J.*, **511**, 6391, 1999.
7. *A. Gil de Paz, B.F.Madore, O.Pevunova*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **147**, 29, 2003.
8. *S.A.Pustilnik, A.Y.Kniazev, V.A.Lipovetsky, A.V.Ugryumov*, *Astron. Astrophys.*, **373**, 24, 2001.
9. *V.Doublier, G.Comte, A.Petrosian, C.Surace, M.Turatto*, *Astron. Astrophys.*, **124**, 405, 1997.
10. <http://www.sdss.org/>.
11. *V.L.Afanasiev, S.N.Dodonov, V.V.Vlasyuk, O.K.Sil'chenko*, Preprint SAO RAS, **54**, 1, 1990.
12. *T.A.Movsessian, J.-L.Gach, J.Boulesteix, F.Zhamkotsian*, *Baltic Astronomy*, **9**, 518, 2000.
13. <http://www-obs.cnrs.fr./ADHOC>.

ПЕКУЛЯРНЫЕ СКОРОСТИ 3000 СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК ИЗ КАТАЛОГА 2MFGC

И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ¹, Ю.Н.КУДРЯ², В.Е.КАРАЧЕНЦЕВА²,
С.Н.МИТРОНОВА¹

Поступила 13 июня 2006

Используемый нами 2MFGC-каталог содержит 18020 галактик, отобранных среди протяженных источников инфракрасного обзора неба 2MASS по отношению видимых осей $b/a < 0.3$; большинство из них являются спиральными галактиками поздних морфологических типов, диски которых видны почти с ребра. Для 2724 галактик 2MFGC с известными скоростями вращения и лучевыми скоростями определены их индивидуальные расстояния по многопараметрической инфракрасной зависимости Талли-Фишера. Представлен список расстояний и пекулярных скоростей этих галактик. Коллективное движение 2MFGC галактик относительно космического микроволнового излучения характеризуется скоростью $V = 199 \pm 37$ км/с в направлении $l = 304^\circ \pm 11^\circ$, $b = -8^\circ \pm 8^\circ$. Приводимый нами список является наиболее представительной и однородной выборкой для анализа нехаббловских движений галактик на масштабе ~ 100 Мпк.

1. *Введение.* Согласно общепринятому определению, красное смещение галактик есть сумма двух слагаемых: скорости изотропного космологического расширения и пекулярной скорости, возникающей в результате гравитационного притяжения со стороны окружающего вещества. Чтобы определить пекулярную скорость галактики на практике, надо знать как ее наблюдаемую лучевую скорость относительно какой-либо системы отсчета, так и расстояние до галактики, найденное независимо от лучевой скорости. Наиболее массовым методом определения индивидуальных расстояний до спиральных галактик является метод Талли-Фишера, ТФ [1]. Пиблз [2] показал, что в рамках линейной теории гравитационной неустойчивости пекулярные скорости галактик связаны с флуктуациями массы через космологические параметры. Таким образом, по наблюдаемому полю пекулярных лучевых скоростей галактик в достаточно большом объеме можно восстановить распределение материи в нем, задаваясь набором космологических параметров, а также граничных условий [3].

Для решения такой задачи необходимы обширные однородные выборки галактик, равномерно и достаточно плотно распределенные по небу и имеющие большую глубину. Этим условиям удовлетворяет каталог плоских спиральных галактик, видимых с ребра, RFGC [4]. RFGC содержит 4236 галактик с оптическим угловым диаметром

$a \geq 0.6$ и видимым отношением осей $a/b \geq 7$. На 2000 год только 1327 RFGC-галактик (31% от всего каталога) имели измеренные лучевые скорости и амплитуды вращения (либо ширины W_{30} , W_{20} линии H I, либо оптические V_{max}). Для них была построена многопараметрическая ТФ-зависимость, основанная на каталожных характеристиках галактик, и определены пекулярные скорости [5]. Точность определения расстояния составила примерно 20-25%. Эти данные были использованы для оценки параметров коллективного движения и построения двумерного поля скоростей [6]. Фельдман и др. [7] сравнили зависимость разниц скоростей галактик в парах от их взаимного расстояния для разных выборок: Mark III [8], SFI [9,10], ENEAR [11] и RFGC. Было показано, что, хотя эти каталоги составлены независимо, включают разные по морфологии галактики, различны по объему и геометрии выборки, результаты определения космологического параметра плотности материи и амплитуды флуктуаций плотности устойчивы и достаточно хорошо взаимосогласованы.

К сожалению, накопление данных о скоростях вращения RFGC-галактик и в радио- и в оптическом диапазонах идет довольно медленно. С момента публикации списка [5] число галактик с известными лучевыми скоростями и амплитудами вращения увеличилось примерно на четверть.

Начиная с первых работ Ааронсона и др. [12-14], исследователи широко используют инфракрасную ТФ-зависимость (ИКТФ). Ее преимущества подробно описаны в обзоре Страусса и Виллика [3]. Мы построили ИКТФ-зависимость в полосах J , H , K_s для RFGC-галактик [15], используя фотометрические характеристики из 2MASS Extended Source Catalog, XSC [16]. Выбрав затем в качестве опорной кроновскую J_c -величину и построив линейную многопараметрическую ИКТФ-зависимость, мы определили амплитуду и апекс коллективного движения: $V = 199 \pm 61$ км/с, $l = 301^\circ \pm 18^\circ$, $b = -2^\circ \pm 15^\circ$ для выборки 971 галактики со скоростями в пределах 18000 км/с [17]. Этот результат находится в хорошем согласии с определениями других авторов (см. обзор [18]).

2. Новая выборка и зависимость Талли-Фишера. Успешное применение ИКТФ-зависимости к галактикам RFGC показало новую возможность для отбора уплощенных спиральных галактик из каталога XSC на основе их 2MASS-характеристик. Новый 2MASS selected Flat Galaxy Catalog, 2MFGC [19] содержит 18020 галактик с отношением инфракрасных осей $b/a < 0.3$, что примерно соответствует оптическому отношению осей $a/b > 6$. Статистический анализ характеристик 2MFGC-галактик показывает, что, несмотря на слабую чувствительность обзора 2MASS по отношению к галактикам низкой поверхностной яркости и голубым карликовым системам, каталог 2MFGC вполне адекватен

"оптическому" каталогу RFGC: новый каталог содержит в основном спиральные галактики поздних типов. Преимуществом каталога 2MFGC по сравнению с RFGC является вчетверо больший объем выборки, а также гораздо большая глубина и лучшая полнота данных в области Млечного Пути. Очень важно также, что фотометрические параметры 2MASS-галактик измерены единообразным способом для подавляющего числа объектов (исключая самые большие по угловым диаметрам).

Для составления сводки лучевых скоростей V_A , ширин водородных линий W_{20} , W_{50} и оптических оценок амплитуды вращения V_{max} мы использовали следующие источники:

- 1) Последние версии баз данных LEDA и NED.
- 2) Список RFGC-галактик с пекулярными скоростями [5].
- 3) Список южных RFGC-галактик, отождествленных в обзоре HIPASS [20] и в каталоге Килборна и др. [21].
- 4) Данные наших наблюдений на 100-м телескопе в Эффельсберге [22,23].
- 5) Сводный каталог профилей водородной линии 21 см у оптически отобранных галактик [24].
- 6) Спектры в линии $H\alpha$, полученные на 5-м Паломарском телескопе [25].

Всего в наш массив данных вошло около 5700 2MFGC-галактик с измеренными лучевыми скоростями, в том числе 3110 галактик, для которых также имелись оценки скоростей вращения. Далее мы провели очистку выборки от случаев ненадежной фотометрии (соседство с яркой звездой), низкого отношения сигнал/шум для профиля линии $H\beta$, возможного влияния на профиль $H\beta$ -линии близких соседей, а также исключили галактики с пекулярной морфологией. В результате осталось 5653 галактики с измеренными V_A , из которых 3074 галактики имеют измеренные скорости вращения, что составило 31% и 17% от полного числа галактик в 2MFGC-каталоге, соответственно.

По сравнению с выборкой, использованной в нашей предыдущей работе [26], число галактик с измеренными скоростями вращения увеличилось на 309 объектов.

Там же [26] мы подробно обосновали использование в качестве базовой ширину водородной линии W_{50} . Здесь для пересчета W_{20} , V_{max} в W_{50} мы используем найденные ранее соотношения: $W_{50} = W_{20} - (29.5 \pm 0.5)$ км/с, $W_{50} = 2V_{max} + (27.4 \pm 7.8)$ км/с.

Вычисления проводились в два этапа. На первом этапе мы калибруем линейную многопараметрическую ИКТФ-зависимость, принимая ее в виде:

$$M = C_0 + C_1 \cdot \log W_{50}^c + C_2 \cdot \log(a/b) + C_3 \cdot Jhl + C_4 \cdot (J_{je}^c - K_{je}^c) + C_5 \cdot Jcdex, \quad (1)$$

где W_{30}^c - ширина водородной линии W_{30} , исправленная за космологическое уширение, JhI - эффективная поверхностная яркость в J -полосе, J_{cdex} - индекс концентрации (отношение радиусов, внутри которых сосредоточено $3/4$ и $1/4$ света галактики), $J_{je}^c = J_{je} - A_j$, $K_{je}^c = K_{je} - A_K$ - кроновские J - и K -величины, исправленные, согласно [27], за поглощение в Галактике (разность величин мы используем как показатель цвета), a/b - отношение осей.

Абсолютную звездную величину мы вычисляли по видимой J_{je}^c обычным образом:

$$M = J_{je}^c - 25 - 5 \log r. \quad (2)$$

Для калибровки зависимости (1) мы оценивали фотометрическое расстояние r (в Мпк) постхаббловской зависимостью

$$r = V_{3K} \{1 - (q_0 - 1)V_{3K}/2c\} / H_0, \quad (3)$$

справедливой для однородной изотропной космологической модели. (Здесь c - скорость света). Лучевая скорость V_{3K} в системе микроволнового фона вычислялась на основании гелиоцентрической лучевой скорости $V_h = cz$ с использованием параметров движения Солнца относительно микроволнового фона в [28]. Постоянная Хаббла принималась равной $H_0 = 75$ км/с/Мпк. Значение параметра замедления $q_0 = -0.55$ соответствует стандартной космологической модели с холодной темной материей и космологической постоянной ($\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$). Коэффициенты зависимости (1) находим, минимизируя сумму квадратов отклонений правых частей (1) и (2) с учетом (3).

На втором этапе, после калибровки ИКТФ-зависимости, мы находим расстояния в соответствии с формулами (1) и (2) и вычисляем в постхаббловском приближении индивидуальную пекулярную скорость галактики:

$$V_{pec} = V_{3K} - H_0 r \{1 + (q_0 - 1)H_0 r / 2c\}. \quad (4)$$

Для выборки $N = 3074$ мы получили довольно большой разброс точек на ИКТФ-диаграмме, $\sigma_{TF} = 0^m.76$. Аналогично работе [26], мы исключили галактики, которые отклоняются на ИКТФ-диаграмме больше, чем на $3\sigma_{TF}$, а также те галактики, чьи индивидуальные пекулярные скорости в $3K$ -системе превышают 3000 км/с, полагая, что такие отклонения обусловлены ошибками наблюдений, а не физическими причинами. Проведя последовательно несколько итераций исключения (до сходимости процесса), мы получили выборку $N = 2724$ галактики, которая характеризуется разбросом $\sigma_{TF} = 0^m.47$.

Коэффициенты ИКТФ-зависимости (1) вместе с их значимостями по критерию Фишера (указанными в скобках) оказались следующими:

$$C_0 = -9.95 \pm 0.43(541), \quad C_1 = -6.53 \pm 0.08(6696), \quad C_2 = 1.17 \pm 0.05(466), \\ C_3 = 0.228 \pm 0.016(208), \quad C_4 = -0.53 \pm 0.07(55), \quad C_5 = -0.016 \pm 0.009(3).$$

Кратко прокомментируем роль коэффициентов при регрессорах.

$\log(a/b)$: положительное значение коэффициента C_2 означает, что у более плоских/наклоненных галактик светимость слабее средней;

Jhl : положительное значение коэффициента C_3 означает, что у более диффузных галактик светимость слабее (сказывается недооценка периферии);

$J_{je}^c - K_{je}^c$: отрицательное значение коэффициента C_4 означает, что у более красных галактик, где меньше роль диска, светимость выше средней (малы потери на периферии);

$Jcdex$: коэффициент C_5 практически незначим может быть потому, что индекс концентрации $Jcdex$ скоррелирован с Jhl и/или с $J_{je}^c - K_{je}^c$.

Далее уместно сделать два замечания. 1) Исключив при очистке выборки 11% галактик, мы в 1.6 раза уменьшили разброс на ИКТФ-диаграмме. Дополнительная проверка исключенных галактик показывает, что использование новых, более точных данных устраняет, как правило, сильные отклонения. 2) В каталог 2MFGC не были включены примерно 600 RFGC-галактик с известными V_R , W , V_{max} , поскольку они по той или иной причине не прошли принятый критерий отбора; из них 188 имеют 2MASS-фотометрию. В принципе, возможно включение в анализ

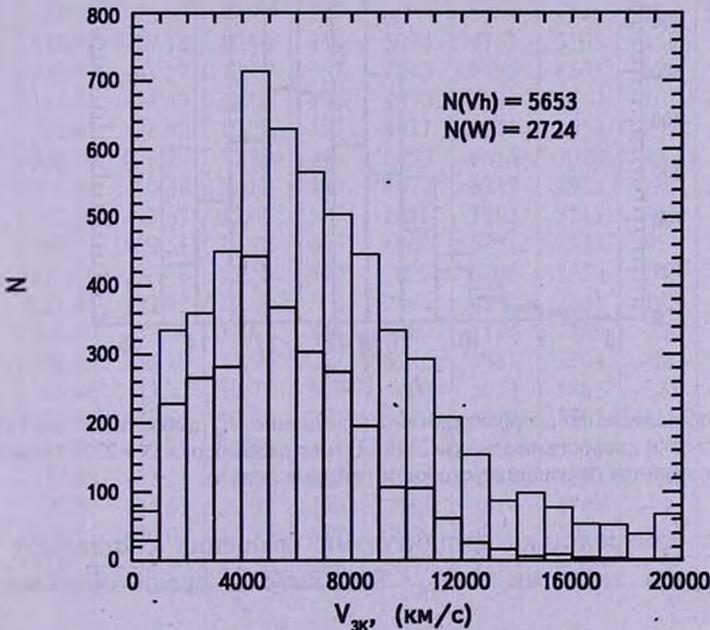


Рис.1. Распределение по V_{pec} $N=5539$ галактик выборки с лучевыми скоростями $V_{lk} < 20000$ км/с (тонкие линии) и ее подвыборки $N=2724$ галактик, для которых вычислены пекулярные скорости (жирные линии).

и этих данных, но из соображений однородности мы в этой работе не объединяли 2MASS- и оптические характеристики.

2MFGC-галактики с измеренными лучевыми скоростями ($N = 5653$) охватывают широкий диапазон V_{3k} вплоть до 52300 км/с со средним значением 7450 км/с. На рис.1 мы приводим распределение по лучевым скоростям $N = 5539$ 2MFGC-галактик этой выборки в интервале (0-20000) км/с (тонкие линии). Галактики с измеренными амплитудами вращения, для которых мы представляем пекулярные скорости ($N = 2724$), расположены ближе: максимальная скорость в этой выборке $V_{3k} = 19100$ км/с и среднее значение $V_{3k} = 5670$ км/с. Жирными линиями на рис.1 показано распределение галактик этой подвыборки.

На рис.2 приведены распределения по скорректированной видимой величине обеих выборок: $N = 5653$ галактики с измеренными лучевыми скоростями (тонкие линии) и $N = 2724$ галактики, для которых мы представляем пекулярные скорости. Из этих рисунков видно, что

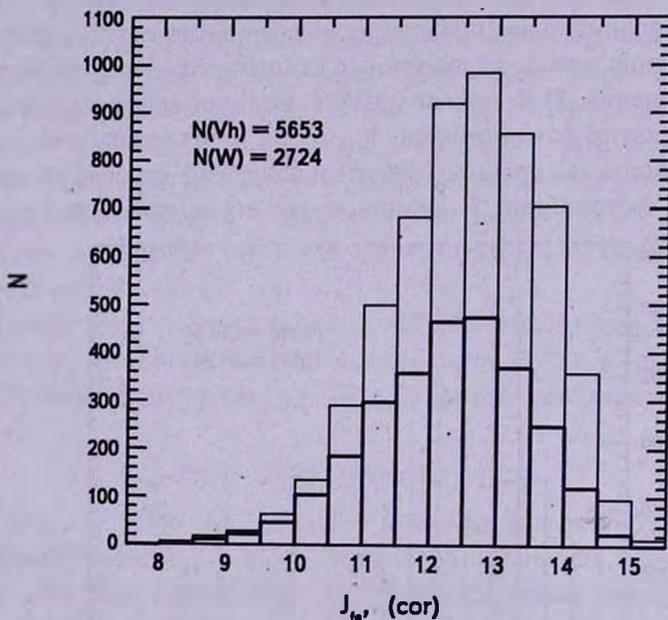


Рис.2. Распределение по скорректированной величине J_{ra}^c выборки $N = 5653$ галактик выборки с лучевыми скоростями (тонкие линии) и ее подвыборки $N = 2724$ галактик, для которых представляются пекулярные скорости (жирные линии).

галактики с измеренными амплитудами вращения составляют более половины среди галактик с $V_{3k} < 8000$ км/с и среди объектов ярче $J_{ra}^c = 13^m$.

Распределение по небу 2724 галактик из табл.1 представлено на рис.3 в галактических координатах.

3. Список пекулярных скоростей и характеристики коллективного движения. В табл.1 приводится список пекулярных скоростей 2724 2MFGC-галактик¹. Содержание колонок следующее: (1) номер в каталоге 2MFGC; (2) галактические координаты (в градусах); (3) J_{je}^c - кроновская "эллиптическая" звездная величина, исправленная за поглощение в Галактике; (4) W_{50} - ширина линии 21 см, исправленная

Таблица 1

КАТАЛОГ ПЕКУЛЯРНЫХ СКОРОСТЕЙ 2MFGC ГАЛАКТИК

2MFGC	<i>l</i>	<i>b</i>	J_{je}^c	W_{50}^c	V_h	V_{3K}	$H_0 r$	V_e	V_{pec}	V_p
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
2	91.89	-65.99	12.15	389	6547	6196	6323	-43	-24	19
13	108.04	-40.87	12.43	422	6804	6453	6704	-125	-135	-10
16	102.30	-54.33	12.40	595	14747	14386	13452	-84	1402	1486
23	100.87	-57.05	13.60	246	6339	5979	5521	-75	537	612
31	110.45	-34.25	13.64	280	7610	7272	6663	-143	724	867
38	104.12	-52.16	12.47	300	5538	5178	5530	-92	-273	-181
49	320.05	-64.94	12.97	404	10618	10426	10025	105	661	556
52	102.26	-56.47	12.51	541	11563	11204	11512	-78	34	112
53	109.09	-40.63	9.42	383	2310	1961	2032	-126	-61	65
58	103.56	-54.73	13.05	271	5071	4712	6115	-84	-1307	-1223
59	103.41	-55.06	13.10	207	3113	2754	4693	-83	-1883	-1800
82	110.16	-39.03	13.69	255	6597	6251	6885	-131	-511	-380
88	332.05	-73.41	10.66	291	1542	1304	2346	76	-1028	-1104
100	61.29	-78.97	12.24	507	10178	9864	8766	10	1296	1287
105	112.95	-29.18	10.98	454	5074	4751	5103	-155	-284	-129
112	110.17	-41.17	12.67	367	7843	7495	8361	-126	-686	-560
122	114.23	-24.47	11.06	432	4390	4082	4847	-165	-704	-539
123	113.47	-28.42	10.75	453	4811	4491	4533	-157	11	168
127	358.00	-79.76	11.92	444	6890	6615	7024	48	-281	-329
128	107.49	-50.48	11.89	480	6674	6317	8912	-99	-2390	-2291
136	112.68	-33.67	12.44	377	8216	7883	7115	-145	898	1044
137	322.31	-69.51	10.76	466	6004	5791	4933	91	921	830
138	112.96	-32.86	12.53	449	7037	6706	7950	-147	-1080	-933
147	113.05	-33.93	12.64	373	7445	7112	7841	-145	-570	-425
155	106.69	-55.94	12.68	348	8480	8124	7189	-82	1069	1151
172	108.15	-54.19	13.96	217	5836	5481	5304	-88	249	337
177	111.80	-43.27	10.70	562	5400	5052	5861	-121	-720	-599
184	111.45	-45.61	12.58	277	5620	5270	5505	-115	-157	-43
190	111.55	-45.77	11.55	308	4209	3859	3715	-114	180	294
197	114.68	-32.15	13.34	227	4863	4537	4995	-150	-394	-244
198	109.07	-54.65	10.92	400	3968	3614	4705	-87	-1034	-946
205	116.71	-20.05	12.59	347	5059	4769	7040	-174	-2142	-1968
214	114.04	-37.39	12.50	320	6047	5710	6260	-137	-449	-312

¹ Здесь для иллюстрации мы даем начало таблицы. Полная сводка пекулярных скоростей будет представлена в базе данных astro-ph.

за космологическое уширение (ширины W_{20} и амплитуды вращения $V_{\text{вращ}}$ приведены к W_{20} , согласно соотношениям, указанным в разделе 2); (5) V_A - гелиоцентрическая лучевая скорость; (6) V_{3K} - лучевая скорость в 3К-системе, вычисленная согласно [28]; (7) $H_0 r$ - фотометрическое расстояние, полученное с использованием уравнений (1) и (2); (8) V_d - дипольная составляющая индивидуальной лучевой скорости галактики (часть радиальной скорости галактики, определяемая дипольным коллективным движением); (9) V_{pec} - пекулярная скорость галактики, вычисленная в постхаббловском приближении по формуле (4); (10) $V_p = V_{\text{pec}} - V_d$ - шумовая составляющая пекулярной скорости (смысл ее такой же, как и в столбце (12) списка пекулярных скоростей работы [5]). Значения в колонках 4-10 выражены в км/с.

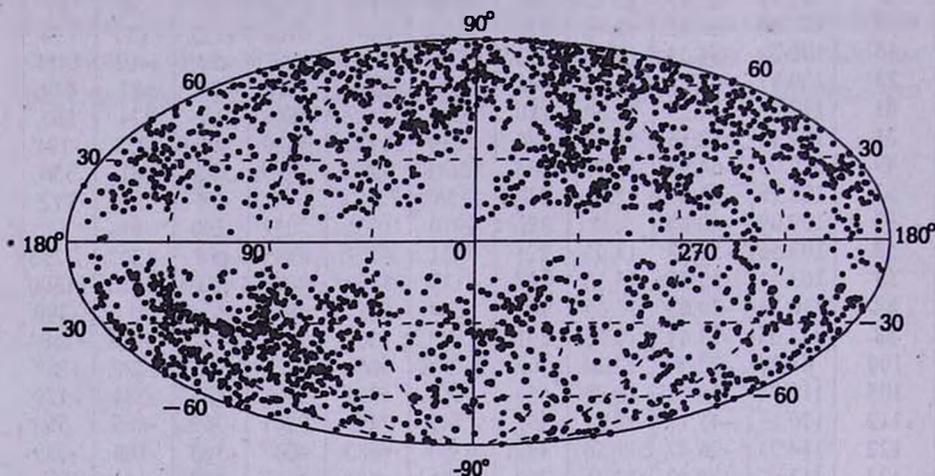


Рис.3. Распределение по небу $N=2724$ 2MFGC-галактик в галактических координатах.

Массив пекулярных скоростей V_{pec} из табл.1 был использован для вычисления ортогональных компонент $\vec{V} = (V_x, V_y, V_z)$ дипольной составляющей коллективной скорости

$$V_{\text{pec},i} = \vec{V} \cdot \vec{e}_i + V_{p,i} \quad (5)$$

путем минимизации суммы квадратов "шумовой" составляющей $V_{p,i}$ пекулярной скорости (i - порядковый номер галактики в выборке). Здесь $\vec{e}_i = (\cos l_i \cos b_i, \sin l_i \cos b_i, \sin b_i)$ - единичный вектор направления на i -ю галактику в репере, связанном с галактическими координатами l, b . По ортогональным компонентам (V_x, V_y, V_z) мы вычислили модуль и направление коллективного движения 2724 2MFGC-галактик: $V = 199 \pm 37$ км/с, $l = 304^\circ \pm 11^\circ$, $b = -8^\circ \pm 8^\circ$ при $\sigma_{TF} = 0^m.47$ и $\sigma_V = 1018$ км/с. Ошибки V, l, b мы вычисляли таким образом. Сначала мы нашли

диагональные компоненты B_{V_V} , B_{I_I} , B_{b_b} ковариационной матрицы B в базе $\{\bar{e}_V, \bar{e}_I, \bar{e}_b\}$, и затем определили ошибки как $\Delta V = (B_{V_V})^{1/2}$, $\Delta I = \arctan\{(B_{I_I})^{1/2}/V\}$, $\Delta b = \arctan\{(B_{b_b})^{1/2}/V\}$.

Подчеркнем, что эти результаты получены для спиральных галактик поздних типов, отобранных по их инфракрасным фотометрическим характеристикам в XSC-каталоге. Сравнение с работой [17] показывает отличное взаимное согласие вычисленных значений V , I , b . Следовательно, манера выделения дискообразных галактик по их оптическим признакам (RFGC) или же инфракрасным характеристикам (2MFGC) мало влияет на искомые параметры дипольного решения. Переход к новой выборке (RFGC \rightarrow 2MFGC) позволил почти втрое увеличить число галактик в выборке до глубины 19000 км/с. За счет этого точность определения V , I , b улучшилась почти в два раза, значимость диполя по критерию Фишера увеличилась с 3.5 до 9.8, а значение "показателя качества" $G = (N/100)^{1/2}/\sigma_{TF}$ выросло с 7.4 до 11.1.

На рис. 4 представлена зависимость модуля коллективной скорости как функции предельной глубины выборки. Из этой диаграммы видно, что с возрастанием рассматриваемого объема происходит значимое уменьшение амплитуды коллективного движения галактик от 360 до 200 км/с. Эффект затухания амплитуды нехаббловских движений при увеличении масштаба (эффект конвергенции) является ожидаемым в

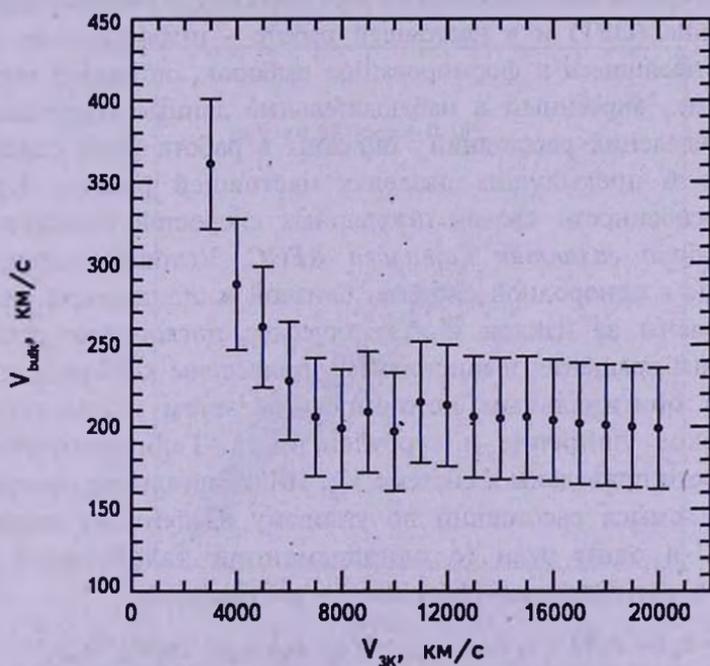


Рис.4. Значение модуля коллективной скорости в зависимости от максимальной радиальной скорости галактик в рассматриваемой выборке. Вертикальные отрезки указывают стандартную ошибку скорости.

стандартной модели образования крупномасштабной структуры Вселенной с холодной темной материей и космологической постоянной. За пределами $V_{лк} = 10000$ км/с представительность нашей выборки резко падает, поэтому обнаруженный эффект конвергенции реально соответствует масштабам от $z = 0.01$ до 0.03 .

4. *Обсуждение результатов.* Сравним полученные результаты с нашими предыдущими оценками. В разделе 2 мы привели значения параметров коллективного движения для очищенной выборки 971 оптически отобранных на фотографических обзорах неба плоских спиральных RFGC-галактик, полученные с использованием многопараметрической ИКТФ-зависимости [17]. Повторим эти результаты: модуль скорости $V = 199 \pm 61$ км/с, координаты апекса $l = 301^\circ \pm 18^\circ$, $b = -2^\circ \pm 15^\circ$ при $\sigma_{TF} = 0^m.42$ и $\sigma_V = 1045$ км/с. Максимальная глубина рассмотренной выборки составляла $V_{лк} = 18000$ км/с, а средняя $V_{лк} = 6160$ км/с.

Приведем также нашу раннюю оценку параметров коллективного движения для очищенной выборки 919 RFGC-галактик с $V_{лк} < 18000$ км/с. По оптическим параметрам этих галактик мы получили: $V = 300 \pm 75$ км/с, $l = 328^\circ \pm 15^\circ$, $b = +7^\circ \pm 15^\circ$, при $\sigma_V = 1160$ [6]. Здесь значения V , l , b были вычислены на основе нашего первого списка пекулярных скоростей [5]. Мы можем выполнить прямое сравнение выборок, методов оценки расстояния и индивидуальных расстояний, полученных в работе [5] - оптические (OPT) и в настоящей работе - инфракрасные (IR).

Детали, относящиеся к формированию выборок, описанию характеристик галактик, внесенным в наблюдательные данные коррекциям и способам определения расстояний описаны в работе [6] и ссылках в ней, а также в предыдущих разделах настоящей работы. Кратко перечислим особенности сводок пекулярных скоростей галактик.

OPT. Выборка галактик каталога RFGC. Угловые изофотные диаметры даны в однородной системе, близкой к стандартной системе a_{25} , и исправлены за наклон и галактическое поглощение согласно [29]. Амплитуды вращения и ширины W_{20} приведены к ширине линии W_{50} согласно оригинальным источникам и затем исправлены за космологическое уширение и турбулентность. Гелиоцентрические лучевые скорости приведены к системе $V_{лк}$. Индивидуальные расстояния $H_0 r$, имеющие смысл расстояний по угловому изофотному диаметру, определялись в один этап (с одновременной калибровкой ТФ-зависимости и вычислением расстояний) по формуле

$$H_0 r = [(c_1 + c_2 B + c_3 B T + c_4 a_{red} / a_{blue}) \cdot W_{50} + c_5] / a_{red} + c_6 (W_{50} / a_{red})^2 \quad (6)$$

(формула (1) в работе [6]), где B - индекс оптической поверхностной яркости, T - морфологический тип в цифровом выражении, a_{red} , a_{blue}

- угловые диаметры, измеренные на *E* и *O* Паломарских картах, соответственно. При этом регрессия строилась для подвыборки 1132 галактик, в которую не вошли галактики с ненадежными профилями HI линий и далекие галактики с $z > 0.06$ исходной выборки 1327 RFGC-галактик. Пекулярные скорости определялись как

$$V_p = V_{3K} - H_0 r - V_d, \tag{7}$$

где V_d - дипольная составляющая радиальной скорости галактик выборки.

IR. Выборка галактик каталога 2MFGC. Кроновские J_p величины из XSC-каталога исправлены за галактическое поглощение. Амплитуды вращения и ширины W_{20} приведены к W_{30} по соотношениям, найденным для данной выборки. W_{30} корректировались за космологическое уширение. Гелиоцентрические лучевые скорости приведены к системе V_{3K} . Индивидуальные (фотометрические) расстояния для галактик вычислялись в два этапа с использованием многопараметрической линейной ИКТФ-зависимости. Здесь учитывались релятивистские поправки в зависимостях между расстоянием и красным смещением. Пекулярные скорости V_{pec} определялись по формуле (4) настоящей работы для выборки 2724 2MFGC-галактик.

Сравнение расстояний для 724 общих галактик в списках OPT и IR дано на рис.5.

Видно, что до 12000 км/с OPT- и IR-расстояния в среднем связаны

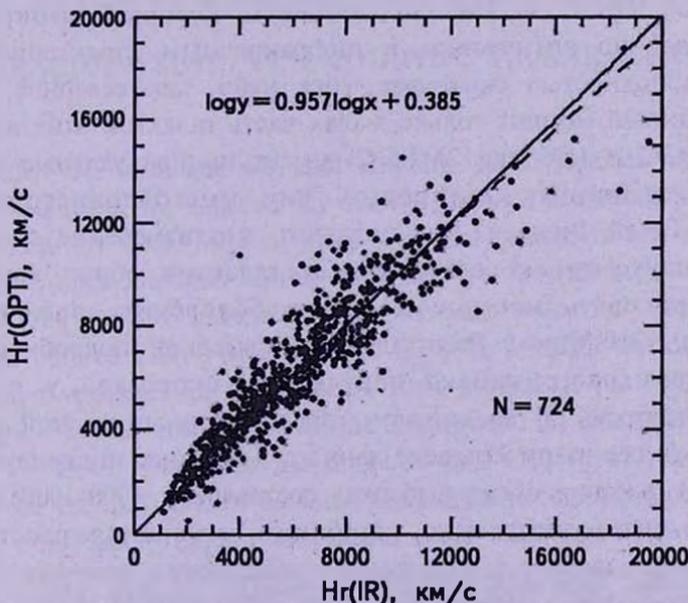


Рис.5. Зависимость OPT-расстояний от IR-расстояний для выборки 724 общих галактик. Штриховая линия - линейная МНК-регрессия логарифмов расстояний. Уравнение регрессии приведено на панели рисунка.

линейной зависимостью. Различия методов обработки наблюдательных данных (двух- или одношаговый способ определения расстояния, использование ИК-величины или оптического диаметра и др.) приводят к случайному разбросу относительно линейной в среднем зависимости. Но начиная примерно с 12000 км/с намечается отклонение от линейности. Нетрудно показать, что основной причиной этой нелинейности является наличие в модели (6) квадратичного по ширине W_{30} слагаемого, существенного на больших расстояниях. Введение этого слагаемого на 3% уменьшает дисперсию "тепловых" пекулярных скоростей (7), но его физическое обоснование остается неясным. Одной из причин значимости этого слагаемого в (6) по критерию Фишера может быть эффект селекции, когда с дальних расстояний мы выбираем более крупные галактики.

Мы не можем пока определенно сказать, какое из двух расстояний является более "правильным". Однако заметим, что точность вычисления модуля коллективной скорости для IR-выборки примерно вдвое выше, чем для OPT-выборки (37 км/с против 75 км/с).

Для изучения крупномасштабных движений галактик в объеме радиусом ~ 100 Мпк мы сделали ставку на тонкие дискообразные галактики поздних типов, которые имеют простую структуру, богаты газом и к тому же избегают центральных областей скоплений галактик с их большими вириальными скоростями. С этой целью были созданы два каталога: RFGC и 2MFGC, объекты которых выбирались, соответственно, по оптическим и инфракрасным характеристикам. Оба каталога полностью охватывают все небо, как северное, так и южное. На данный момент только малая часть галактик этих выборок (23% для RFGC и 15% для 2MFGC) имеет индивидуальные оценки расстояний, сделанные по простой или многопараметрической зависимости Талли-Фишера. Мы полагаем, что измерение скоростей вращения и лучевых скоростей у всех галактик обоих каталогов позволит обрисовать местное поле нехаббловских движений на масштабах до ~ 200 Мпк с беспрецедентно высокой подробностью.

Сравнение первого списка пекулярных скоростей у плоских спиральных галактик [5] со списком, представленным в этой работе, показывает хорошее взаимосогласие данных. Типичные индивидуальные пекулярные скорости в обеих выборках составляют $\sim (900-1000)$ км/с и обусловлены преимущественно ошибками измерения расстояний галактик. Рассматриваемое в дипольном приближении поле пекулярных скоростей показывает амплитуду $\sim (200 + 300)$ км/с в направлении $l \cong 301^\circ + 304^\circ$, лежащем вблизи галактической плоскости $b \cong -2^\circ + -8^\circ$. Величина и направление диполя оказались практически независимыми

от способа отбора галактик по оптическим или инфракрасным характеристикам, а также от использования в зависимости Талли-Фишера оптических угловых диаметров или же инфракрасных звездных величин. Устойчивость полученных нами параметров диполя и их согласие с оценками V , l , b по наиболее представительным выборкам других авторов [8-11] позволяет считать, что величина дипольного вектора на масштабах ~ 100 Мпк определена сейчас с точностью до ± 40 км/с, а его направление - с точностью $\pm 12^\circ$. Прямое сравнение индивидуальных расстояний у плоских галактик по их оптическим и по инфракрасным характеристикам демонстрирует взаимное согласие данных в диапазоне скоростей $V_{3K} \leq 12000$ км/с.

В нашей работе использованы данные 2MASS-обзора и базы данных NED и LEDA.

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: ikar@sao.ru

² Астрономическая обсерватория Киевского национального университета
им. Тараса Шевченко, Украина

PECULIAR VELOCITIES OF 3000 SPIRAL GALAXIES FROM THE 2MFGC CATALOGUE

I.D.KARACHENTSEV¹, Yu.N.KUDRYA², V.E.KARACHENTSEVA²,
S.N.MITRONOVA¹

The 2MFGC catalogue we used contains 18020 galaxies selected among extended sources of the infrared sky survey, 2MASS, according to their apparent axial ratio $b/a < 0.3$. Most of them are spiral galaxies of late morphological types whose discs are seen almost edge-on. We determined individual distances to 2724 2MFGC galaxies with known radial velocities based on a multi-parametric infrared Tully-Fisher relation. Here we present a list of TF-distances and peculiar velocities for the galaxies. Bulk motion of the 2MFGC galaxies with respect to the cosmic microwave background is characterized with the velocity $V = 199 \pm 37$ km/s in the direction to $l = 304^\circ \pm 11^\circ$, $b = -8^\circ \pm 8^\circ$. At present, our list turns out to be most representative and homogeneous sample to study non-Hubble motion of galaxies on a scale of ~ 100 Мпс.

Key words: *galaxies: Tully-Fisher relation: large-scale motions*

ЛИТЕРАТУРА

1. R.B.Tully, J.P.Fisher, *Astron. Astrophys.*, **54**, 661, 1977.
2. P.J.E.Peebles, *The Large-Scale Structure of the Universe*, Princeton University Press, 1980.
3. M.Strauss, J.A.Willick, *Phys. Reports*, **261**, 271, 1995.
4. I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, Yu.N.Kudrya et al., *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **47**, 5, 1999.
5. I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, Yu.N.Kudrya et al., *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **50**, 5, 2000.
6. И.Д.Караченцев, В.Е.Караченцева, Ю.Н.Кудря и др., *Астрон. ж.*, **77**, 175, 2000.
7. H.A.Feldman, R.Juszkiewicz, P.Ferreira et al., *Astrophys. J.*, **596**, L131, 2003.
8. J.A.Willick, S.Courteau, S.M.Faber et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **109**, 333, 1997.
9. M.P.Haynes, R.Giovanelli, J.Salzer et al., *Astron. J.*, **117**, 1668, 1999.
10. M.P.Haynes, R.Giovanelli, P.Chamaraux et al., *Astron. J.*, **117**, 2039, 1999.
11. L.N. da Costa, M.Bernardi, M.V.Alonso et al., *Astrophys. J.*, **537**, L81, 2000.
12. M.Aaronson, J.P.Huchra, J.R.Mould, *Astrophys. J.*, **229**, 1, 1979.
13. M.Aaronson, J.R.Mould, J.P.Huchra, *Astrophys. J.*, **237**, 655, 1980.
14. M.Aaronson, J.P.Huchra, J.R.Mould et al., *Astrophys. J.*, **258**, 64, 1982.
15. I.D.Karachentsev, S.N.Mitronova, V.E.Karachentseva et al., *Astron. Astrophys.*, **396**, 431, 2002.
16. T.H.Jarrett, T.Chester, R.Cutri et al., *Astron. J.*, **119**, 2498, 2000.
17. Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev et al., *Astron. Astrophys.*, **407**, 889, 2003.
18. S.Zaroubi, *astro-ph/0206052*, 2002.
19. S.N.Mitronova, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva et al., *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **57**, 5, 2004.
20. И.Д.Караченцев, А.А.Смирнова, *Астрофизика*, **45**, 547, 2002.
21. V.A.Kilborn, R.L.Webster, L.Stavely-Smith et al., *A Catalog of HI Selected Galaxies from the South Celestial Cap Region of Sky*, 2002.
22. W.K.Huchtmeier, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva et al., *Astron. Astrophys.*, **435**, 459, 2005.
23. С.Н.Митронова, В.К.Хухтмайер, И.Д.Караченцев и др., *Письма в Астрон. ж.*, **31**, 563, 2005.
24. С.М.Спрингоб, М.П.Найнес, Р.Гиованелли, В.Р.Кент, *Astroph. J. Suppl. Ser.*, **160**, 149, 2005.
25. В.Катинелла, Р.Гиованелли, М.П.Найнес, *Astron. J.*, **130**, 1037, 2005.
26. Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев и др., *Письма в Астрон. ж.*, **32**, 83, 2006.
27. D.J.Schlegel, D.P.Finkbeier, M.Davis, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.
28. A.Kogut, C.Lineweaver, G.F.Smoot et al., *Astrophys. J.*, **419**, 1, 1993.
29. И.Д.Караченцев, *Письма в Астрон. ж.*, **17**, 97, 1991.

СПЕКТРАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ГАЛАКТИКИ Kaz17

М.А.КАЗАРЯН, Э.Л.КАРАПЕТЯН

Поступила 17 февраля 2006

Принята к печати 20 сентября 2006

Приводятся результаты спектрального исследования галактики Kaz 17. В ее спектре были отождествлены 150 линий, из них 21 является эмиссионной, а остальные - линиями поглощения. Эти линии принадлежат к следующим элементам и ионам: H β , HeI, HeII, CII, NI, NII, [NII], NIII, [OI], OII, [OIII], [NeIII], NaI, MgI, [MgI], SiI, [SiII], TiI, CrI, FeI. Примерно 56% линий поглощения принадлежат к элементу FeI. Из линий поглощения 10, принадлежащих к TiI и FeI, являются одиночными. Остальные - из-за близости длин волн сливаются и образуют отдельные полосы поглощения. В спектре Kaz 17 не отождествлены 10 линий, из которых 8 являются эмиссионными. В общем счете в спектре Kaz 17 наблюдаются 160 линий. По структуре эмиссионных линий Kaz 17 можно отнести к типу Sy1, а по линиям поглощения она больше напоминает нормальную галактику.

1. *Введение.* Среди галактик с УФ-избытком встречаются такие, у которых отношение интенсивностей линий [OIII] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959 отличается от теоретического значения ($I_{5007}/I_{4959} = 3$). Одной из причин отклонения возможно является слияние этих линий с линиями [FeII] $\lambda\lambda$ 5007, 5006, 4972, 4951 и 4947. Например, у галактик Kaz 147 и Kaz 207 отношения I_{5007}/I_{4959} равны 2.15 и 2.25, соответственно [1,2]. В таких случаях можно предположить, что интенсивность линии [OIII] λ 4959 увеличилась за счет слияния с линиями [FeII] $\lambda\lambda$ 4972, 4951 и 4947. У галактики Kaz 235 в этой части спектра наблюдается только бленда линий [FeII] $\lambda\lambda$ 4951 и 4947, а линия [OIII] λ 4959 вообще не наблюдается. Это хорошо видно на рисунке, который приведен в [3]. У галактики Kaz147a, наоборот, $I_{5007}/I_{4959} = 5.26$ [1], т.е. примерно на 1.8 раза больше теоретического значения. В этом случае интенсивность линии [OIII] λ 5007 возможно увеличилась за счет интенсивности линий [FeII] $\lambda\lambda$ 5007, 5006.

В спектре изучаемой галактики наблюдается такой же эффект; отношение интенсивностей линий [OIII] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959 равно примерно 0.6, которое очень сильно отличается от его теоретического значения. Кроме этого, Kaz 17 имеет ряд других интересных особенностей, которые представлены ниже.

2. *Наблюдательные данные и их обработка.* Наблюдения проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории со спектральной камерой SCORPIO. При наблюдении была использована гризма

($C = 600 \text{ мм}^{-1}$) с центральной длиной волны $\lambda 5200 \text{ \AA}$. Система охватывает спектральную область $\lambda \lambda 3920 - 7420 \text{ \AA}$ с дисперсией $1.7 \text{ \AA}/\text{pix}$. Щель спектральной камеры была направлена на восток - запад, а ее ширина была равна $2''$, высота - $5'$. Для Каз 17 были получены четыре спектра, два из них - 26 сентября 2003г., а два - 23 ноября 2005г. Экспозиция каждой из первых двух спектров была 40 мин, а вторых - 30 мин.

Спектры обрабатывались по программе „MIDAS“. Спектр Каз 17 имеет сложную структуру, состоит из многих эмиссионных линий и линий поглощения. В ее спектре отождествлены 150 линий, из них 21 является эмиссионной, 10 линий не удалось отождествить, из них 8 эмиссионные, т.е в спектре в целом наблюдаются 160 линий. Линии отождествлены со следующими элементами и ионами: HI , HeI , HeII , CII , NI , NII , $[\text{NII}]$, NIII , $[\text{OI}]$, OII , $[\text{OIII}]$, $[\text{NeIII}]$, NaI , MgI , $[\text{MgI}]$, SiI , $[\text{SiII}]$, TiI , CrI , FeI . В пределах погрешности измерения ($\leq 7 \text{ \AA}$) подавляющее большинство линий поглощения, наблюдаемых в спектре Каз 17, с помощью таблиц [4] были отождествлены с линиями элементов FeI , TiI , CrI . В этих таблицах, кроме длины волны линий, приведены также их интенсивности в произвольных единицах. Для элементов FeI , TiI и CrI максимальные значения интенсивностей приняты равными 1000, 400 и 5000 единиц, соответственно. Отмеченные максимальные интенсивности в [4] имеют линии $\text{FeI} \lambda 4383.5$, $\text{TiI} \lambda 6146$ и $\text{CrI} \lambda 4254.3$, которые также яркие в спектре Каз 17.

Считались отождествленными те линии, для которых интенсивность была ≥ 70 единиц. Отметим, что только 4 линии TiI имеют интенсивность 70 единиц, а у остальных линий интенсивность ≥ 100 единиц. Поэтому можно считать, что отождествление линий отмеченных элементов произведено довольно точно.

В табл.1 приведены соответственно: наблюдаемые длины волн $\lambda_{\text{набл}}$ и их лабораторные значения λ_0 , элемент или ион (рядом в скобках приведены интенсивности линий из таблицы [4]), красные смещения z , эмиссионные линии отмечены через e , абсорбционные - a .

Примерно 56% линий поглощения принадлежат элементу FeI , из них 9 являются одиночными, наблюдается еще одна одиночная линия, которая принадлежит к TiI . Остальные линии сливаются и образуют отдельные полосы поглощения. Как видно из табл.1, каждая из этих полос содержит разное количество линий. При определении красных смещений, для каждой из этих полос в качестве лабораторной длины волны взято среднее значение длин волн компонентов, а в качестве длины волны наблюдения была взята длина волны самого глубокого минимума данной полосы.

Как видно из рис.1а, эмиссионная линия Na очень сильная и

Таблица 1

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ЛИНИЙ И ПОЛОС

$\lambda_{\text{набл.}}$	λ_0	Химич. элемент	Эмиссия или абсорбция	z
1	2	3	4	5
6870	6731	[SII]	e	0.0207
6856	6717	[SII]	e	0.0207
6816	6678	FeI (250)	a	0.0207
	6584	[NII]	e	
6703	6563	H α	e	0.0213
	6548	[NII]	e	
6632	6495	FeI (400)	a	0.0211
6622	6482.1	NII	e	0.0216
	6411.7	FeI (100)	a	
6542	6408	FeI (150)	a	0.0211
	6400	FeI (200)	a	
6516	6393.6	FeI (100)	a	0.0191
6498	6364	[OI]	e	0.0211
6422	6287.1	SII	e	0.0215
	6261.1	TiI (300)	a	
6380	6258.7	TiI (300)	a	0.0193
	6258.1	TiI (200)	a	
6360	6220.5	TiI (100)	a	0.0229
	6215.3	TiI (100)	a	
6324	6191.6	FeI (100)	a	0.0214
	6160.7	NaI (500)	a	0.0211
6288	6154.2	NaI (500)	a	
	6091.2	TiI (125)	a	0.0213
6218	6085.2	TiI (100)	a	
6018	5895.9	NaI (5000)	a	0.0212
	5889.9	NaI (9000)	a	
6000	5876	HeI (3000)	e	0.0211
5988	5866.5	TiI (300)	a	0.0210
5965	5840...		e	0.0213
	5786.0	TiI (100)	a	
5891	5774.1	TiI (70)	a	0.0205
	5766.3	TiI (70)	a	
	5762.3	TiI (70)	a	
5778	5662.2	TiI (70)	a	0.0208
	5658.8	FeI (100)	a	
5722	5615.6	FeI (400)	a	0.0189
	5506.8	FeI (150)	a	
5606	5501.5	FeI (150)	a	0.0185
5520	5405.8	FeI (400)	a	
	5404.1	FeI (300)	a	0.0213
5440	5328.0	FeI (400)	a	0.0210
5400	5283.6	FeI (800)	a	0.0220
5380	5270.4	FeI (400)	a	0.0220
	5269.5	FeI (800)	a	
5343	5232.9	FeI (900)	a	0.0210

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
5321	5208.6 } 5206.0 } 5192.4 } 5191.5 }	FeI (200) CrI (500) FeI (400) FeI (400)	а а а а	0.0218
5290	5183.6 } 5173.7 } 5172.7 } 5171.6 }	MgI (500) TiI (125) MgI (200) FeI (300)	а а а а	0.0211
5262	5162.3 } 5150.8 }	FeI (300) FeI (150)	а а	0.0204
5185	5077		а	0.0213
5176	5066		е	0.0213
5152	5049.8 } 5041.8 } 5041.1 } 5039.9 } 5025.5 } 5024.8 } 5022.9 } 5022.3 }	FeI (400) FeI (300) Fe I (125) TiI (125) TiI (100) TiI (100) TiI (100) FeI (150)	а а а а а а а а	0.0212
5128	5020.1 } 5016.2 } 5015 }	TiI (100) TiI (100) FeI (500)	а а а	0.0213
5114	5007	[OIII]	е	0.0214
5103	4999.5 } 4994.1 } 4991.1 }	TiI (200) FeI (200) TiI (200)	а а а	0.0216
5073	4966.1 } 4957.6 } 4957.3 }	FeI (300) FeI (300) FeI (100)	а а а	0.0216
5063	4959	[OIII]	е	0.0210
5034	4938.8 } 4938.2 } 4928.3 } 4924.8 } 4921.8 } 4920.5 } 4919 }	FeI (300) FeI (100) TiI (100) FeI (100) TiI (100) FeI (500) FeI (300)	а а а а а а а	0.0216
4987	4903.3 } 4890.8 } 4885.1 } 4872.1 }	FeI (500) FeI (100) TiI (150) FeI (100)	а а а а	0.0210
4965	4871.3 } 4861	FeI (200) H β	а е	0.0214
4953	4859.7 } 4856 }	FeI (150) TiI (100)	а а	0.0209
4880	4840.9 }	TiI (125)	а	0.0213
4860	4779		а	0.0213
	4760		е	0.0213

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
4805	4708 } 4707.3 }	CrI (200) FeI (100)	а а	0.0207
4782	4685.7 } 4681.9 }	HeII (300) TiI (200)	е а	0.0207
4775	4678.8 } 4667.6 }	FeI (150) TiI (150)	а а	0.0202
4762	4667.5 } 4656.5 }	FeI (150) TiI (150)	а а	0.0217
	4652.1 } 4634.2 }	CrI (200) NIII	а е	
4738	4640.6 } 4641.8 }	NIII NIII	е е	0.0214
4684	4591.4 } 4580.1 }	CrI (200) CrI (300)	а а	0.0214
4667	4571 } 4556.1 }	[MgI] FeI (150)	е а	0.0210
	4555.5 } 4552.5 }	TiI (125) TiI (150)	а а	0.0216
4652	4549.6 } 4496.9 }	TiI (100) CrI (200)	а а	
	4494.6 } 4489.7 }	FeI (400) FeI (100)	а а	0.0212
4588	4489.1 } 4471.5 }	TiI (100) HeI (400)	а е	0.0211
4566	4453.3 } 4450.9 }	TiI (150) TiI (150)	а а	
4542	4449.1 } 4447.7 }	TiI (150) FeI (200)	а а	0.0212
	4443.2 } 4442.3 }	FeI (200) FeI (400)	а а	
4488	4404.7 } 4340 }	FeI (1000) H γ	а е	0.0189 0.0210
4433	4327 } 4307.9 }	H γ FeI (1000)	а а	0.0186
	4305.9 } 4299.2 }	TiI (300) FeI (500)	а а	0.0194
4384	4289.7 } 4267.2 }	CrI (3000) CII	а е	
4358	4224.2 } 4222.2 }	FeI (200) FeI (200)	а а	0.0213
4310	4219.4 } 4217.6 }	FeI (250) FeI (150)	а а	0.0213
	4216.2 } 4194 }	FeI (200) е	а е	0.0212
4283	4165 } 4158.8 }	е FeI (100)	е а	0.0212
4265	4157.8 } 4156.8 }	FeI (150) FeI (100)	а а	
4244	4154.8 } 4154.5 }	FeI (100) FeI (100)	а а	0.0211
	4153.9 } 4153.9 }	FeI (100) FeI (120)	а а	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
4188	4102	H δ	a	0.0210
4170	4083		e	0.0210
4107	4026.2	CrI (100)	a	0.0208
	4021.9	FeI (200)	a	
	4021.8	TiI (100)	a	
4086	4001		e	0.0212
4048	3970	H ϵ	a	0.0196
3984	3908.8	CrI (200)	a	0.0215
	3906.5	FeI (300)	a	
	3902.9	FeI (500)	a	
	3899.7	FeI (500)	a	
	3895.7	FeI (400)	a	
	3886.3	FeI (600)	a	
3964	3882		e	0.0212
3947	3868.7	[NeIII]	e	0.0202

широкая, ее крылья с красной и синей стороны сливаются с линиями [NII] $\lambda\lambda$ 6584 и 6548, и они вместе составляют одну очень яркую и широкую полосу. Эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731 и 6717 также сливаются, что указывает на то, что запрещенные линии также широкие.

Из табл.1 видно, что рядом с линией N_1 в интервале примерно $\Delta\lambda = 35\text{Å}$ наблюдаются 10 линий поглощения элементов TiI и FeI, а рядом с линией N_2 в интервале примерно $\Delta\lambda = 9\text{Å}$ - 3 линии поглощения этих же элементов. Эти линии сливаются с N_1 и N_2 и уменьшают их интенсивность, причем интенсивность N_1 уменьшилась примерно в 3.5 раза больше, чем интенсивность N_2 . Около линии H β также наблюдаются линии поглощения TiI и FeI. Линия H γ имеет слабый эмиссионный компонент, а ее компонент поглощения сравнительно сильный, судя по другим более коротковолновым линиям балмеровской серии H δ и H ϵ , которые наблюдаются в поглощении, можно предположить, что H β также имеет компонент поглощения. Вероятно интенсивность эмиссионного H β компонента уменьшилось в следствие слияния с линиями TiI и FeI.

Такая же картина наблюдается у эмиссионных линий HeII λ 4686 и HeII λ 4471. На рис.1b приведена область спектра, где видны N_1 , N_2 , H β и соседние с ними линии поглощения FeI.

3. *Эквивалентные ширины и полуширины линий.* В табл.2 приведены эквивалентные ширины и полуширины линий и полос поглощения. Как видно из таблицы большинство линий составляют отдельную полосу. Линии, вошедшие в данную полосу поглощения, имеют разные интенсивности и каждая из них вносит свою долю в

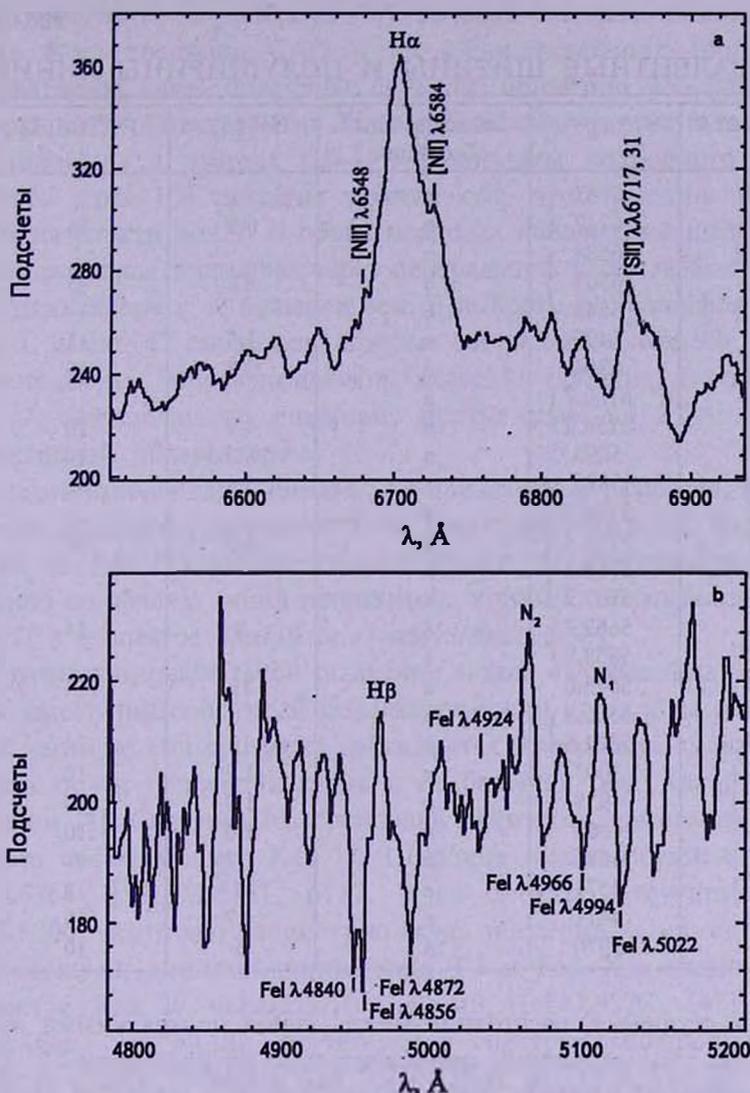


Рис.1. Области спектра галактики Kaz 17. а) вокруг линий H α + [NII] λ 6584, 6548 ; б) вокруг N₁, N₂ и H β .

эквивалентную ширину и полуширину полосы. Причем длина волны глубокого минимума полосы совпадает с длиной волны яркого компонента. 12 линий в табл.2 представлены отдельно.

4. *Обсуждение результатов.* Kaz17 принадлежит к морфологическому классу L. Ее размеры 4" x 40", большая ось направлена приблизительно на север - юг. В [5] было отмечено, что распределение поверхностной яркости на изображении галактики почти однородное. Однако подробное изучение снимка, полученного на 2.6-м телескопе, показывает, что в центральной части вдоль большой оси наблюдаются

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ПОЛУШИРИНЫ ЛИНИЙ

Элемент	λ_0	Эмиссия или абсорбция	W_λ (А)	FWHM(А)
[SII]	6731	е		
[SII]	6717	е	6.9	26
[NII]	6584	е		
H α	6563	е	33	45
[NII]	6548	е		
FeI	6495	а	1.5	13
[OI]	6364	е	2.8	16
NaI	6160.7	а		
NaI	6154.2	а	4.9	20
NaI	5893	а	8.0	14
HeI	5876	е	5.4	9.5
TiI	5786.0	а		
TiI	5774.1	а	8.0	14
TiI	5766.3	а		
TiI	5762.3	а		
TiI	5662.2	а	8	14
FeI	5658.8	а		
FeI	5615.6	а	11	14
FeI	5506.8	а		
FeI	5501.5	а	10	14
[OII]	5007	е	1.2	10
[OIII]	4959	е	1.9	10
H β	4861	е	1.0	10
HeII	4686	е	1.2	6
[MgI]	4571	е	4	12
HeI	4471	е	4.7	15
He	3970	а	6	10

три слабых сгущения, расстояние между двумя центральными из них около 3". От этих сгущений, приблизительно на расстоянии 12" к югу и на расстоянии 8" к северу, наблюдаются узкие, с шириной около 1", темные полосы, которые приблизительно перпендикулярны к большой оси. Она имеет сильный УФ-избыток (балл 2), с морфологией спектра типа "d". Как было отмечено выше, спектры получены с разницей примерно в два года. По структурам эти спектры почти не отличаются друг от друга, поэтому в табл.1 и 2 приведены данные, полученные при обработке спектров первого этапа времени. Спектр Kaz 17 включает в себя 14 эмиссионных линий, 10 линий поглощения TiI и FeI и 34 полосы поглощения. Для каждой группы определены средние значения красных смещений, которые равны; $z_1 = 0.0211 \pm 0.8 \times 10^{-4}$, $z_2 = 0.0205 \pm 2 \times 10^{-4}$ и $z_3 = 0.0210 \pm 0.7 \times 10^{-4}$, соответственно. Используя значение z_1 , полученное по эмиссионным линиям, определена M_H для Kaz 17 при

$H = 75$ км/с/Мпк, (m_{κ} взята из [3]), которая оказалась равной $-19^m.1$.

На 6-м телескопе САО и на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории нами получены спектры примерно 150 галактик из выборки [5-9]. Спектральные данные большинства этих галактик были опубликованы в работах [10-12]. Результаты подробного изучения спектров этих 150 галактик показывают, что ни один из них не похож на спектр Kaz17. В обоих периодах наблюдений щель спектрографа проходила примерно через центральную часть галактики, почти перпендикулярна к ее большой оси. В выборке [7-9] морфологический класс L имеют 52 галактики, которые составляют около 9% от общего числа галактик. Морфологический класс 11 галактик, в том числе и Kaz 17, определен по снимкам, полученным на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории.

Среди линзообразных галактик по признакам морфологии, по распределению яркости на поверхности, по протяженности и т.д. Kaz 17 очень похожа на Kaz 119, однако по спектру они отличаются друг от друга, особенно по обилию линий поглощения, которые наблюдаются в спектре Kaz 17, а в спектре Kaz119 они отсутствуют [13].

Другим примером такой галактики может являться Kaz 69, которая также имеет линзообразный морфологический класс и на центральной яркой части ее снимка также наблюдается темная полоса шириной $1''$, которая почти перпендикулярна к ее большой оси. Kaz 69 является лайнером [1]. Спектральные признаки лайнеров наблюдаются также у газового составляющего Kaz 17. Широкие низковозбужденные линии [OI] $\lambda 6364$, [SII] $\lambda\lambda 6731, 6717$. В ее спектре отсутствует линия [OI] $\lambda 6300$, которая характерна для лайнеров. Она сливается с близлежащими линиями поглощения TiI и FeI. Как видно из табл.2 в спектре Kaz 17 наблюдаются линии HeI $\lambda\lambda 5876, 4471$, а также HeII $\lambda 4686$. Эти линии отсутствуют в спектрах лайнеров, например, в спектрах трех лайнеров Kaz 33[14], Kaz 69 [1] и Kaz 73 [15].

Приведенные в табл.2 значения полуширин линий не исправлены за значения инструментального профиля линий. По оценкам линий неба это значение не должно превосходить 300 км/с. Однако почти все эмиссионные линии не свободны от влияния близлежащих линий поглощения TiI и FeI. Тем не менее, после исправления за значения инструментального профиля полуширина линии H α превосходит 2000 км/с, эмиссионного компонента линии H β - 300 км/с, линии HeI $\lambda 4471$ - 700 км/с, линии N $_1$ и N $_2$ - 300 км/с, линии [Mg] $\lambda 4571$ - 400 км/с и т.д. Учитывая эти особенности Kaz 17, можно сказать, что они характерны галактикам типа Sy1, однако никак не понятно такое обилие линий поглощения в ее спектре. Разница красных смещений

первой z_1 и второй z_2 групп составляет всего 6×10^{-4} , или - 180 км/с, причем ошибки их определения у обеих величин примерно одинаковые. Складывается впечатление, что Kaz17 состоит из двух компонентов, один из которых имеет высоковозбужденную газовую составляющую, а другой - особенности нормальной галактики с сильными линиями поглощения (в основном элементов TiI и FeI). Этим она похожа на галактику Kaz163, которая является тесно двойной системой, один из компонентов которой является галактикой типа Sy1, а другой - нормальной галактикой [16]. Однако у Kaz 17, как было отмечено выше, не наблюдаются такие морфологические особенности. Поэтому для более глубокого понимания физических и морфологических особенностей Kaz17, желательно провести новые наблюдения с большим масштабом и с большой дисперсией.

Вышеприведенные данные указывают на то, что Kaz 17 выделяется среди всех других галактик Казаряна.

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

THE SPECTRAL OBSERVATION OF THE GALAXY Kaz17

M.A.KAZARYAN, E.L.KARAPETYAN

The results of the spectral investigation of the galaxy Kaz17 are presented. In the spectrum of this galaxy 150 lines have been identified, from which 21 are emission and others - absorption lines. These lines belong to the following elements and ions: HI, HeI, HeII, CII, NI, NII, [NII], NIII, [OI], OII, [OIII], [NeIII], NaI, MgI, [MgI], SII, [SII], TiI, CrI, FeI. Approximately 56% of the absorption lines belong to FeI. 10 absorption lines of FeI and TiI, are singles and other absorption lines because of nearness of the wavelengths make up separate absorption bands. The identification of 10 lines of which 8 are emission lines was not possible. In total in the spectrum of Kaz17 160 lines have been observed. By the structure of the emission lines Kaz17 is of Sy1 type galaxy and by the absorption lines it has the characteristics of a normal galaxy.

Key words: *Galaxies: Seyfert type*

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 33, 169, 1990.
2. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, *Письма в Астрон. ж.*, 9, 648, 1983.
3. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 37, 371, 1994.
4. *А.Н.Зайдель, В.К.Прокофьев, С.М.Райский, В.А.Славный, Е.Я.Шрейдер*, *Таблицы спектральных линий*, М., 1969.
5. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
6. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
7. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
8. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 18, 512, 1982.
9. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 19, 213, 1983.
10. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 26, 5, 1987.
11. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 27, 399, 1987.
12. *М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян*, *Астрофизика*, 45, 559, 2002.
13. *М.А.Казарян, В.С.Тамазян*, *Письма в Астрон. ж.*, 8, 454, 1982.
14. *М.А.Казарян, В.С.Тамазян*, *Астрофизика*, 36, 363, 1993.
15. *М.А.Казарян, Ж.Р.Мартиросян*, *Астрофизика*, 44, 207, 2001.
16. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 19, 411, 1983.

О МЕХАНИЗМАХ ЗАТМЕНИЙ В ЭКЗОТИЧЕСКИХ
ЗАТМЕННЫХ СИСТЕМАХВ.П.ГРИНИН^{1,2}, Л.В.ТАМБОВЦЕВА¹

Поступила 25 апреля 2006

Звезды ϵ Aig, КН 15D и Н 187 представляют собой совершенно разные по своим фундаментальным характеристикам объекты. Их объединяют, однако, две важные особенности: 1) у всех трех объектов наблюдаются продолжительные затмения и 2) отсутствуют спектроскопические признаки второго компонента. Кривые блеска этих объектов обладают значительным сходством, что может свидетельствовать о единообразии механизмов затмений. В данной статье анализируются модели затмений данных объектов, предложенные различными авторами и обсуждаются проблемы, связанные с их применимостью.

1. *Введение.* Несколько звезд, называемых в астрономической литературе экзотическими затменными системами, привлекают внимание астрономов своими необычными свойствами. Это - затменная двойная ϵ Aig, которая наблюдается уже более 200 лет, молодая звезда КН 15D, затмения которой обнаружены около десяти лет назад, и молодая звезда Н 187, у которой несколько лет назад наблюдалось обширное (и пока единственное) затмение и спустя пять лет наблюдается новое. Затмения, которые наблюдаются у этих объектов, длятся гораздо дольше, чем у обычных затменных двойных. Как бы ни различались предложенные механизмы затмений для всех этих систем, все авторы сходятся на том, что затмевающим телом не может быть звезда; в качестве экрана предлагается либо околос звездный (ОЗ) диск одной из звезд двойной системы (см. например, Хуанг [1], Лиссо и Бэкман [2], Кэррол и др. [3], Лиссо и др. [4]), или СВ-диск (от английского *circumbinary*) (Чанг и Мюррей-Клер [5], Уинн и др. [6-8], Коуэн и др. [9]), либо дисковый ветер, истекающий из аккреционного диска вторичного компонента (Гринин и Тамбовцева [10], Гринин и др. [11]). Каждая модель накладывает свои ограничения на физические условия в окрестностях молодых звезд. Эти ограничения позволяют объяснить качественно и количественно наблюдаемые затмения, но, в свою очередь, требуют своего обоснования. Несмотря на внимание исследователей к этим объектам в последние десятилетия, они все еще остаются загадкой, так как порой противоречат общепринятому сценарию образования двойных звезд. В данной работе мы обсуждаем современные модели, разработанные для объяснения

механизмов затмений в этих экзотических системах, опираясь на все данные наблюдений, накопленные к настоящему времени.

2. *Затменные системы. Данные наблюдений.* Двойная система ϵ Аиг является самой яркой среди затменных двойных звезд: ее звездная величина в визуальной области спектра меняется во время затмений в пределах: $V=2.8-3.6$, что позволяет наблюдать звезду с помощью весьма скромных по своим размерам телескопов. Благодаря этому наблюдения ϵ Аиг ведутся на протяжении многих лет (первое затмение наблюдали в начале 18-ого столетия). Тем не менее, ϵ Аиг до сих пор остается одной из астрономических загадок.

Уникальны прежде всего параметры этой системы: ее период, определенный в 1904г. Лудендорфом [12] равен 27.1 года, продолжительность затмений составляет около 2 лет¹. Главный компонент является сверхгигантом класса F высокой светимости $L \approx 10^4 - 10^5 L_{\odot}$ ². Вторичный компонент никак себя не проявляет в оптическом диапазоне и выполняет лишь роль экрана, периодически экранирующего главный компонент от наблюдателя. По этой причине к настоящему времени известна лишь функция масс системы: $f = 3.12 M_{\odot}$ [14], но неизвестны массы ее компонентов. В силу этой неопределенности до сих пор неясен эволюционный статус системы и неизвестны ее фундаментальные характеристики. Как следует из обзора Гуинана и ДеВарфа [15], наблюдательные свойства ϵ Аиг могут быть одинаково успешно интерпретированы на основе двух очень разных по своим характеристикам моделей. Согласно одной из них ϵ Аиг является массивной F звездой ($M_* \approx 15 M_{\odot}$), недавно покинувшей Главную последовательность; вторичный компонент имеет массу около $13 M_{\odot}$. Согласно другой - это проэволюционировавшая пост-AGB звезда массой порядка $1 M_{\odot}$, которая вращается вокруг более массивного вторичного компонента массой около $4-5 M_{\odot}$. В пользу последней модели свидетельствует, в частности, сходство фундаментальных характеристик ϵ Аиг и объекта Кувано (PU Vul), который является кандидатом в пост-AGB звезды (Гершберг [16]).

На рис.1с показана кривая блеска ϵ Аиг, полученная во время последнего затмения 1982-1985гг. Обращает на себя внимание поярчение звезды в центральной части затмения. Подобная форма кривой блеска, однако, не наблюдалась во время предыдущих затмений 1928-1930гг. и 1955-1957гг. (рис.1а, b). На рис.1d приведена усредненная по трем затмениям кривая блеска звезды. На ней нет резко выраженного

¹ Следующее затмение ожидается в начале 2009г.

² Хотя из интерферометрических наблюдений известен угловой диаметр ϵ Аиг [13], неопределенность в оценке L довольно велика и связана с неопределенностью в оценке расстояния до системы и величины межзвездного поглощения.

подъема блеска в центральной части минимума, наблюдавшегося во время затмения 1982-1985гг. Вероятнее всего он был вызван случайным наложением на эту часть кривой блеска малоамплитудной пульсации блеска главного компонента системы с периодом около 80 дней, которая

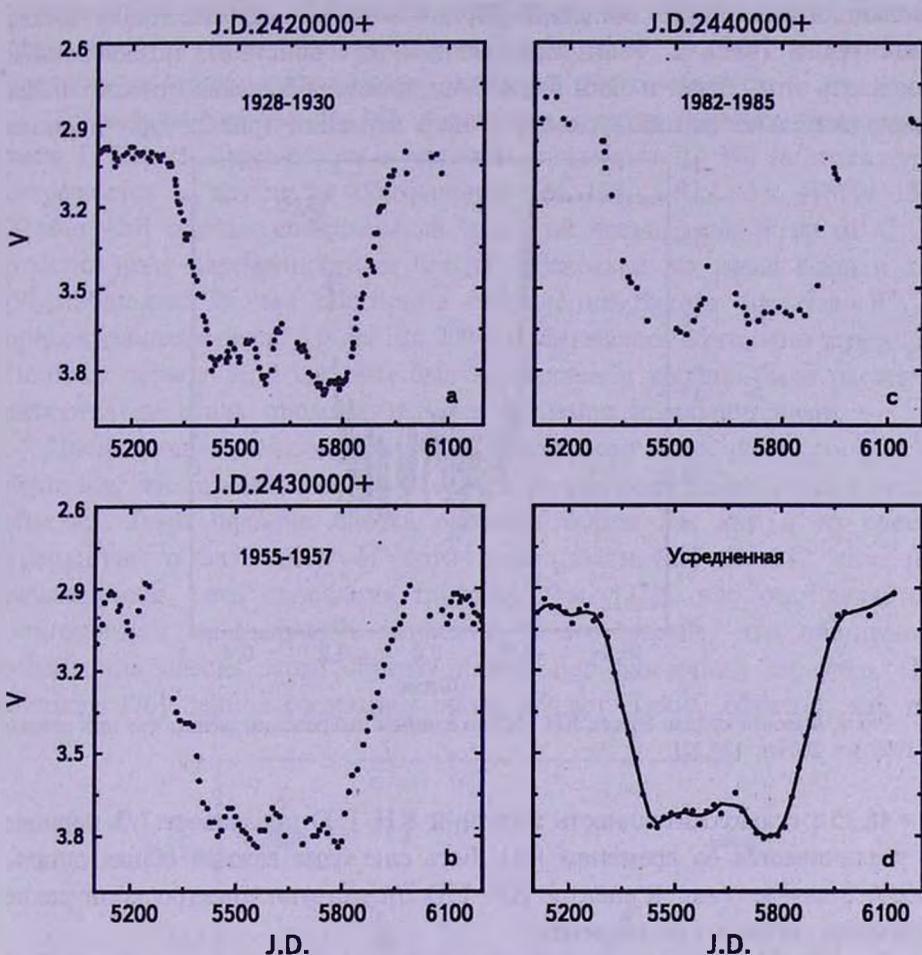


Рис.1. Кривые блеска ϵ Aur во время минимумов 1928-1930 (a), 1955-1957 (b), 1982-1985 (c) и усредненная по всем трем затмениям (d).

наблюдается у ϵ Aur также и вне затмений [17]. Вместе с тем, небольшое по величине повышение блеска между вторым и третьим контактами заметно и на усредненной кривой блеска ϵ Aur и, по-видимому, реально.

После последнего затмения 1982-1984гг. не появилось новых работ, проливающих свет на параметры этой системы. В работе Тарановой и Шенаврину [18] проанализированы результаты инфракрасной (ИК) фотометрии ϵ Aur и сделан вывод о существовании в системе холодного источника с температурой около 1000 K.

Объект КН 15D обнаружен в 1997г. Кирнсом и Хербстом [19] при фотометрическом исследовании молодого скопления IC 348 и во многих отношениях является антиподом ϵ Ауг. Во-первых, это очень слабый объект низкой светимости ($V=18-21.5$); во-вторых, известен его эволюционный статус: согласно [20] это молодая маломассивная звезда типа WTTs (weak T Tauri star). Общим же свойством, позволяющим поставить этот объект в один ряд с ϵ Ауг, является большая относительная продолжительность наблюдаемых у него затмений (рис.2): при периоде

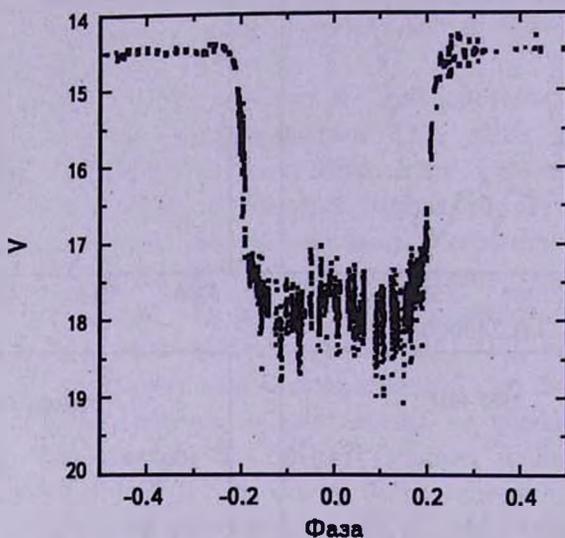


Рис.2. Фазовая кривая блеска КН 15D по данным наблюдений разных групп в сезоны с 1999 по 2004гг. [20,22].

$P=48.35$ d продолжительность затмений КН 15D превышает 1/3 периода и увеличивается со временем [21]. Есть еще одна важная общая деталь: как и в случае ϵ Ауг в спектре КН 15D отсутствуют спектроскопические признаки второго компонента.

За последние два года опубликован ряд работ, которые существенно обогатили сведения об этом объекте. Прежде всего установлен сам факт двойственности КН 15D: Джонсон и др. [23] обнаружили периодические изменения радиальной скорости объекта с амплитудой 10.7 км/с и оценили наиболее вероятные интервалы значений функции масс системы ($0.125 \leq f_M/\sin^3 i \leq 0.5 M_\odot$) и эксцентриситета орбиты $0.68 \leq e \leq 0.80$.

Используя старые коллекции фотографических наблюдений скопления NGC 2264, членом которого является КН 15D, Уинн и др. [6] и Джонсон и Уинн [24] установили, что кривая блеска этого объекта в 60-80 годы прошлого столетия отличалась от наблюдаемой в настоящую эпоху: минимумы были менее глубокими и объект вне

затмений был ярче примерно на $0^m.7$. Кроме того, как показал анализ Гарвардской коллекции фотографических наблюдений [6], в начале прошлого столетия затмения КН 15D либо вовсе не наблюдались, либо были существенно менее продолжительными по сравнению с современной эпохой. Последнее предположение представляется вполне вероятным в свете обнаруженного Хербстом и др. [21] медленного увеличения продолжительности затмений этого объекта.

Затменная система *H 187* обнаружена совсем недавно. Это звезда типа Т Тельца, находящаяся в молодом скоплении IC 348 (в литературе встречаются и другие ее обозначения: TJ 108; LRL 35; HMW 15). Хербиг [25] оценил спектральный тип этой звезды, как поздний G, и отметил факт переменности ее блеска. Несколько лет назад Коэн и др. [9] наблюдали у нее обширное ослабление блеска на $\Delta m \approx 0^m.7$, продолжавшееся около 3.5 лет. До 2004г. наблюдалось всего одно затмение. Поэтому период этой системы был неизвестен и вообще было не ясно, являются ли столь продолжительные затмения периодическими.

Последующие наблюдения *H 187* (Барсунова и др. [26]) (см. рис.3) показали, что в конце 2004г. началось новое понижение блеска этого объекта. Темп падения блеска оказался таким же, как и во время предыдущего затмения. И хотя новое затмение *H 187* еще не завершилось, есть основания полагать (см. [27]), что оно является повторением предыдущего затмения, а это значит, что обширные ослабления блеска этого объекта имеют периодический характер. По оценкам [26] период составляет около 4.9 лет. Таким образом, как по

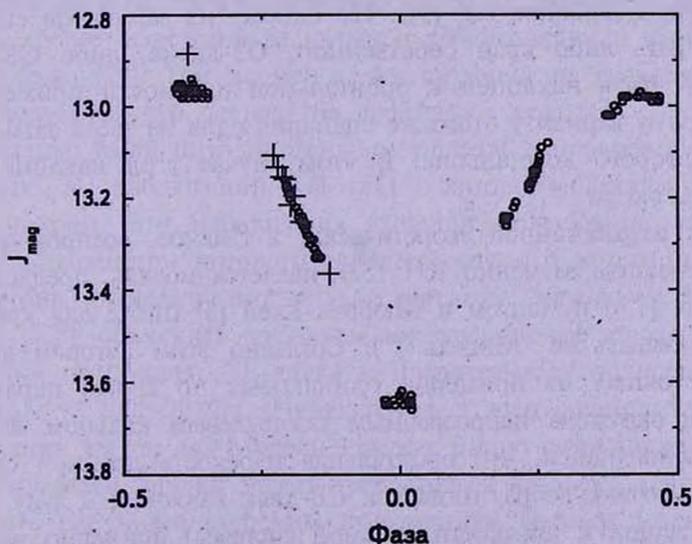


Рис.3. Фазовая кривая блеска *H 187*. Круги - данные Коуэна и др. [9], кресты - фотометрические данные Барсуновой и др. [26].

абсолютной продолжительности затмений, так и по отношению продолжительности затмения к периоду, H 187 является сегодня абсолютным рекордсменом среди затменных систем. В ноябре 2005г. Дж. Хербиг (частное сообщение) получил с помощью телескопа Кеск спектр H 187 с разрешением $R=45000$. Анализ этого спектра подтвердил принадлежность этой звезды к подклассу молодых звезд типа WTTS . Кроме того, как и в случае ϵAur и KH 15D , в спектре H 187 не было обнаружено никаких признаков второго компонента.

3. *Механизмы затмений.* В случае ϵAur одной из наиболее популярных моделей затмений является модель, предложенная впервые Хуангом [1]. В этой модели затмения вызываются холодным газопылевым диском, окружающим невидимый вторичный компонент, и слегка наклоненным к лучу зрения. Разработкой этой модели занимались Кэрролл и др. [3] и Лиссо и др. [4]. Чтобы воспроизвести наблюдаемую кривую блеска, они предположили, что диск имеет центральную полость, свободную от пыли³. Полная неопределенность природы вторичного компонента делает неопределенными и все гипотезы, привлекаемые для объяснения природы затмений.

Возможные механизмы необычного затмения звезды H 187 обсуждались в работе [9]. Предпочтение было отдано сценарию, в котором звезда входит в состав двойной системы, затмевается оптически толстым околос звездным или СВ-диск, либо какой-то протяженной структурой СВ-диска. Эта затмевающая структура по оценкам авторов должна быть очень большой и одновременно обладать резким краем (подробнее см. [9]). По одному из вариантов сценария это может быть либо край собственного ОЗ-диска, либо СВ-диска. Диск должен быть наклонен к орбитальной плоскости примерно на $0^\circ.4$. По второму варианту этого же сценария одна из звезд затмевается ОЗ-диск второго компаньона. В этом случае угол наклона диска должен быть около 3° .

Наиболее разработанной теоретически, а главное, воспроизводящей необычные свойства затмений KH 15D , является модель, предложенная Уинном и др. [7,8] и Чангом и Мюррэй-Клей [5] (ниже для краткости мы будем называть ее "Модель 1"). Согласно этим авторам двойная система, состоящая из примерно одинаковых по своим параметрам компонентов, окружена непрозрачным газопылевым кольцом или СВ-диск. Предполагается, что орбитальная плоскость двойной системы наблюдается почти с ребра, тогда как СВ-диск наклонен к лучу зрения (и, соответственно, к плоскости двойной системы) примерно на 20° и

³ Согласно гипотезе Лиссо и Бэжмана [2] и Эгглтона и Прингла [28], вторичный компонент в Aur сам является двойной системой.

медленно прецессирует относительно центра масс системы. Затмения в этой модели происходят тогда, когда один или оба компаньона в процессе орбитального движения попадают в "тень" от СВ-диска. Край диска должен быть чрезвычайно резким. При этом прецессия СВ-диска объясняет вековые изменения параметров затмений.

В первоначальной версии Модели 1 СВ-диск рассматривался как полностью непрозрачный, полубесконечный экран с резким краем ("knife-edge"). Эта модель, однако, не объясняла ряд наблюдательных фактов. Во-первых, она не воспроизводила наблюдаемые вариации потока вне затмений, во-вторых, в начале и в конце затмений предсказываемые изменения потока происходили быстрее, чем это наблюдалось, и в-третьих, модель не могла воспроизвести наблюдаемое в современную эпоху центральное поярчение (согласно модели, обе звезды в этот момент полностью скрыты от наблюдателя непрозрачным диском). Поэтому в новой версии [8] авторы представляют модифицированную модель затмений КН 15D, в которой скорректированы параметры орбит компонентов системы. Предполагается также, что каждый компаньон системы окружен протяженным светящимся гало.

Эта модель вполне удовлетворительно объясняет как кривые блеска, так и постепенное увеличение глубины и продолжительности затмений. Ее слабыми местами являются требование некомпланарности двойной системы и окружающего ее СВ-диска, а также существование чрезвычайно резкого (по сравнению с радиусом звезды) края СВ-диска. В короткопериодических двойных системах, подобных КН 15D, которые образовались в результате гравитационного сжатия одного протозвездного облака, более естественным является компланарность двойной системы и СВ-диска [29]. Тем не менее, эта ситуация не является нереальной, если допустить, что система не двойная, а кратная.

Недавно были опубликованы результаты панорамных [30] и спектральных [31] наблюдений КН 15D в линиях молекулы H_2 в области двух микрон. Эти наблюдения выявили молекулярное истечение из объекта, параметры которого свидетельствуют о заметном наклоне оси симметрии истечения относительно картинной плоскости. Модель Уинна и др. [7,8] объясняет наблюдаемое увеличение продолжительности затмений прецессией СВ-диска и предсказывает полное исчезновение КН 15D к 2008-2010гг. Наблюдения в этот период времени будут решающим тестом для Модели 1 и, как пишут сами авторы, эта система из величайшей загадки может превратиться в объект, который поможет снабдить нас более глубоким пониманием физики молодых звезд.

4. *Затмения дисковым ветром вторичного компонента.* Как видно из рис.1 и 2, несмотря на большие различия в амплитудах и

продолжительностях затмений, наблюдаемых у ϵ Aul и КН 15D, кривые блеска этих объектов объединяет одна общая деталь: в обоих случаях в центральной части затмения наблюдается небольшое поярчание. Как отмечалось выше, в случае ϵ Aul для объяснения этой детали предполагается, что затмения вызываются газопылевым диском вторичного компонента, в центре которого имеется полость, свободная от пыли. Такая модель, однако, совершенно не подходит для КН 15D, поскольку продолжительность затмений этого объекта составляет более трети орбитального периода, и следовательно, характерный размер затмевающего тела должен быть сравним с радиусом орбиты. То же самое относится и к Н 187. В двойных системах околовзвездные диски с такими размерами неустойчивы по отношению к приливным возмущениям [32] и должны быстро разрушаться. С другой стороны, модель затмений КН 15D, предложенная в работах [5] и [7], также не подходит к ϵ Aul. Таким образом, несмотря на значительное сходство кривых блеска, наблюдаемых у этих объектов, модели, предложенные для их объяснения, несовместимы друг с другом.

Механизм затмений, способный объяснить кривые блеска всех трех вышеупомянутых объектов, рассмотрен недавно в статьях [10,11] применительно к молодым двойным системам, аккрецирующим вещество из остатков протозвездного облака. Поскольку эта модель (назовем ее Модель 2) детально рассмотрена в указанных выше работах, мы ограничимся здесь лишь кратким изложением ее основных свойств и обсудим условия, при которых она может быть применима к рассматриваемым затменным системам.

В Модели 2 роль затмевающего "тела" выполняет дисковый ветер, образующийся в аккреционном диске вторичного компонента. Как показал Сафье [33], в дисковых ветрах молодых звезд, наряду с газом, должна присутствовать также и пыль, причем примерно в той же пропорции по отношению к газовой компоненте, что и в самом аккреционном диске. Как показано в [10], при темпе истечения, характерном для молодых звезд $\dot{M}_w = 10^{-7} - 10^{-8} M_\odot$ в год, и "стандартном" соотношении пыль/газ (1:100), содержащаяся в дисковом ветре пыль может создать оптическую толщину на луче зрения, достаточную для глубоких ослаблений блеска главного компонента. В отличие от классических затменных систем, в которых затмения могут наблюдаться лишь в сравнительно узком интервале наклонений экваториальной плоскости системы к лучу зрения, затмения дисковым ветром возможны даже при заметном наклоне системы. Отсутствие жесткого ограничения на ориентацию двойной системы относительно наблюдателя является важным преимуществом этой модели. При этом, чем больше угол

между плоскостью орбиты и лучом зрения, тем продолжительнее могут быть затмения. В двойных системах с некруговыми орбитами продолжительность и форма затмений зависят также от эксцентриситета орбиты и ориентации линии апсид относительно наблюдателя [11]. Рассмотрим, при каких условиях Модель 2 может быть применима ко всем трем рассматриваемым здесь затменным системам.

4.1. *Оптические характеристики дисковых ветров.* Как известно, дисковый ветер сопутствует дисковой аккреции и способствует оттоку избыточного углового момента из аккреционного диска. Поэтому истечение вещества в той или иной форме наблюдается во всех объектах с аккреционными дисками. В аккреционных дисках молодых звезд основная потеря массы и углового момента (до 80%) происходит за счет, так называемой, медленной компоненты ветра [34]. У звезд типа Т Тельца характерная скорость этой компоненты, определяемая по профилям запрещенных линий [35,36], составляет в среднем несколько десятков километров в секунду.

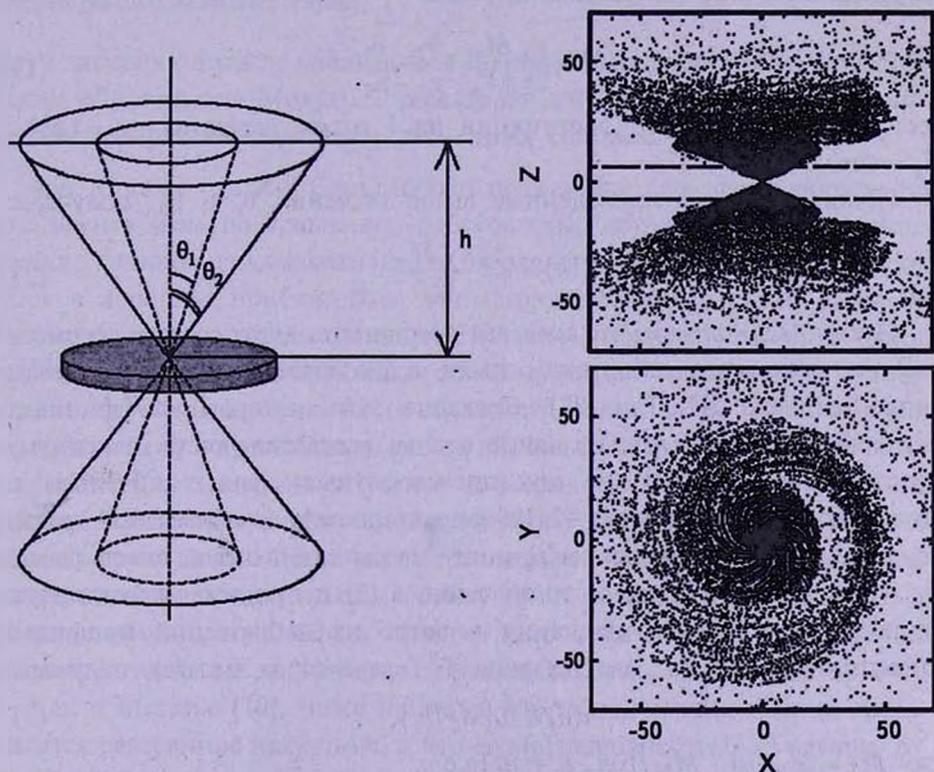


Рис.4. Слева: Конус дискового ветра (детали в тексте). Справа: Распределение вещества в дисковом ветре в двух проекциях XZ ("с экватора") и XY (с полюса) в системе координат, связанной с главным компонентом. Параметры модели указаны в тексте. Большая полуось системы (принята за единицу) совпадает с осью X. Вторичный компонент находится в точке с координатами $X = 0.5$, $Y = 0$.

В Модели 2 предполагается, что: 1) дисковый ветер зеркально симметричен относительно плоскости аккреционного диска вторичного компонента (который в свою очередь компланарен экваториальной плоскости двойной системы) и представляет собой смесь пыли и газа с отношением масс 1:100, характерным для межзвездной среды; 2) истечение происходит из точечного источника с постоянной радиальной и тангенциальной компонентами скорости V_w и U_w ; 3) угол раствора ветра определяется углами θ_1 и θ_2 , отсчитываемыми от оси симметрии, ветер характеризуется азимутальной симметрией в системе координат вторичного компонента (рис.4). Следуя Гудсону и др. [34], можно в хорошем приближении принять, что основная часть потока вещества и углового момента в медленной компоненте ветра ограничена углами $\theta_1 \approx 40^\circ$ и $\theta_2 \approx 60^\circ$. Если принять для простоты, что в этом интервале углов концентрация вещества не зависит от θ и пренебречь вращением ветра (что допустимо на больших расстояниях от аккреционного диска), то оптическая толщина ветра вдоль луча зрения, проходящего параллельно плоскости аккреционного диска на прицельном расстоянии $\rho=0$ от оси симметрии и на расстоянии h от его плоскости, равна:

$$\tau_\lambda(h) = \frac{\kappa_\lambda \dot{M}_w}{2\pi h V_w} \cdot \frac{\theta_2 - \theta_1}{\mu_1 - \mu_2}, \quad (1)$$

где, κ_λ - коэффициент экстинкции на 1 грамм вещества, $\mu_1 = \cos\theta_1$; $\mu_2 = \cos\theta_2$.

Подставляя сюда приведенные выше значения θ_1 и θ_2 , получаем:

$$\tau_\lambda(h) = 0.2 \frac{\kappa_\lambda \dot{M}_w}{V_w h}. \quad (2)$$

Следуя [11] примем, что пылевая компонента ветра состоит из смеси частиц, аналогичных частицам пыли в околозвездном диске звезды типа Т Тельца HL Tau [37]. Согласно этим авторам коэффициент поглощения такой смеси на длине волны, соответствующей максимуму пропускания полосы V , на единицу массы пыли равен: $\approx 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{г}$. При соотношении пыль/газ = 1/100 (характерном для межзвездной среды) коэффициент поглощения на единицу массы газопылевой смеси равен: $\kappa_V = 500 \text{ см}^2/\text{г}$. Подставляя это значение в (2) и принимая характерную скорость радиального движения в ветре из наблюдений профилей запрещенных линий в звездах типа Т Тельца ($V_w = 50 \text{ км/с}$), получаем:

$$\tau(h) \approx 10 \left(\dot{M}_7 / h_1 \right), \quad (3)$$

где $\dot{M}_7 = \dot{M}_w / 10^{-7} M_\odot / \text{год}$, $h_1 = h / 1 \text{ а.е.}$

Отсюда следует, что при темпе потери массы порядка $10^{-7} M_\odot$ в год дисковый ветер может быть непрозрачен для оптического излучения

вплоть до расстояний порядка нескольких а.е. от источника ветра. При этом, при любом фиксированном h максимальная оптическая толщина ветра в принятой нами модели достигается при значениях прицельного параметра ρ , соответствующих внутренним границам конуса (рис.5а). Поэтому при пересечении дисковым ветром луча зрения в центральной

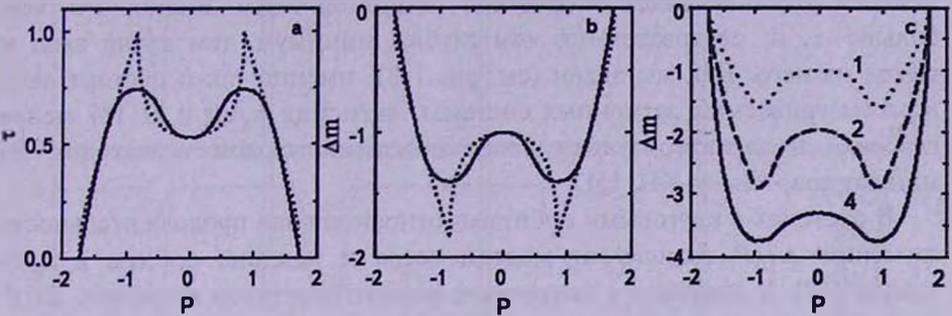


Рис.5. Изменение оптической толщины ветра с прицельным параметром (слева) и теоретические кривые блеска (в центре) для точечного (точки) и протяженного (сплошная линия) источника. Кривые блеска для различных значений оптической толщины, значения которой указаны на кривых (справа).

части затмения должен наблюдаться небольшой подъем блеска (рис.5б). Таким образом, для Модели 2 характерна именно такая форма кривой блеска, которая наблюдается в затменных системах ϵ Aul и KH 15D.

4.2. Кривые блеска. Если скорость орбитального движения вторичного компонента мала по сравнению со скоростью ветра, то при затмениях главного компонента дисковым ветром вторичного компонента кривая блеска будет в хорошем приближении симметричной относительно фазы 0, соответствующей середине затмения. При этом, амплитуда затмений будет тем больше, чем больше оптическая толщина ветра. Это справедливо до тех пор, пока поток излучения от главного компонента, ослабленный поглощением при прохождении сквозь дисковый ветер, не сравняется во время затмения с потоком излучения от вторичного компонента (если оно наблюдается), либо с излучением главного компонента, рассеянным околосредной пылью. Начиная с этого момента падение блеска двойной системы должно прекратиться. Поэтому при расчете глубоких ослаблений блеска необходимо учитывать наличие источника излучения в двойной системе, который не закрывается от наблюдателя дисковым ветром.

Как и в статье [10], ниже принято, что таким ограничителем снизу является рассеянное излучение, и что его интенсивность I_{sc} не зависит от фазы орбитального движения. В этом случае кривая блеска описывается простым соотношением:

$$\Delta m = -2.5 \log \frac{e^{-\tau} + I_{sc}}{1 + I_{sc}}, \quad (4)$$

где τ - оптическая толщина дискового ветра на данной длине волны.

В качестве примера на рис.5с показаны кривые блеска для нескольких моделей, отличающихся оптической толщиной ветра. Видно, что, чем больше τ , и, следовательно, чем глубже минимум, тем круче вход и выход из него. Как мы знаем (см. рис.1-3), именно так и обстоит дело в рассматриваемых затменных системах: затмения ϵ Aul и H 187 менее глубокие и характеризуются более пологими входом и выходом из минимумов, чем у КН 15D.

В системах с круговыми орбитами относительная продолжительность затмений $\Delta t/P$ зависит от модели ветра и наклона орбиты к лучу зрения [10]. В системах с ненулевым эксцентриситетом величина $\Delta t/P$ зависит также от долготы периастра [11]: она максимальна в системах, ориентированных к наблюдателю апоастром, и минимальна - в системах, ориентированных противоположным образом (что вполне естественно). Нетрудно показать, что $\Delta t_{max}/\Delta t_{min} = (1+e)/(1-e)$. В случае сильно вытянутой орбиты КН 15D ($0.68 \leq e \leq 0.8$) отсюда получаем: $5 \leq \Delta t_{max}/\Delta t_{min} \leq 9$. Следовательно, если орбита двойной системы прецессирует, то параметры затмений будут меняться со временем. С этой точки зрения наблюдаемое в современную эпоху увеличение продолжительности затмений КН 15D означает приближение апоастра орбиты к наблюдателю. После достижения максимума продолжительность затмений должна уменьшаться. Это предсказание Модели 2 радикальным образом отличается от предсказания Модели 1, которая предсказывает монотонное увеличение продолжительности затмений до значений, равных орбитальному периоду этой системы.

4.3. Асимметрия минимумов. Если характерная скорость дискового ветра V_v сравнима со скоростью орбитального движения вторичного компонента V_p , то в результате векторного сложения этих скоростей образуется асимметричная общая оболочка и затмения приобретают асимметричную форму. Характер асимметрии зависит от параметров ветра, от наклона плоскости орбиты относительно луча зрения [10], а в моделях с некруговыми орбитами - также и от долготы периастра [11]. Согласно этим работам, при не слишком большом наклоне орбиты к лучу зрения и скоростях ветра порядка или больше 2-3 значений кеплеровской скорости, затмения становятся практически симметричными. Пример общей оболочки, ассоциированной с дисковым ветром и имеющей почти симметричную относительно центральной оси форму приведен на рис.4. Параметры модели: $e = 0.5$, $\theta = 40 - 60^\circ$, $V_v = 3$,

$U_w = 0.5$ (здесь и далее компоненты скорости ветра V_w и U_w выражены в единицах кеплеровской скорости вторичного компонента в периастре орбиты). Темп потери массы в дисковом ветре предполагается постоянным.

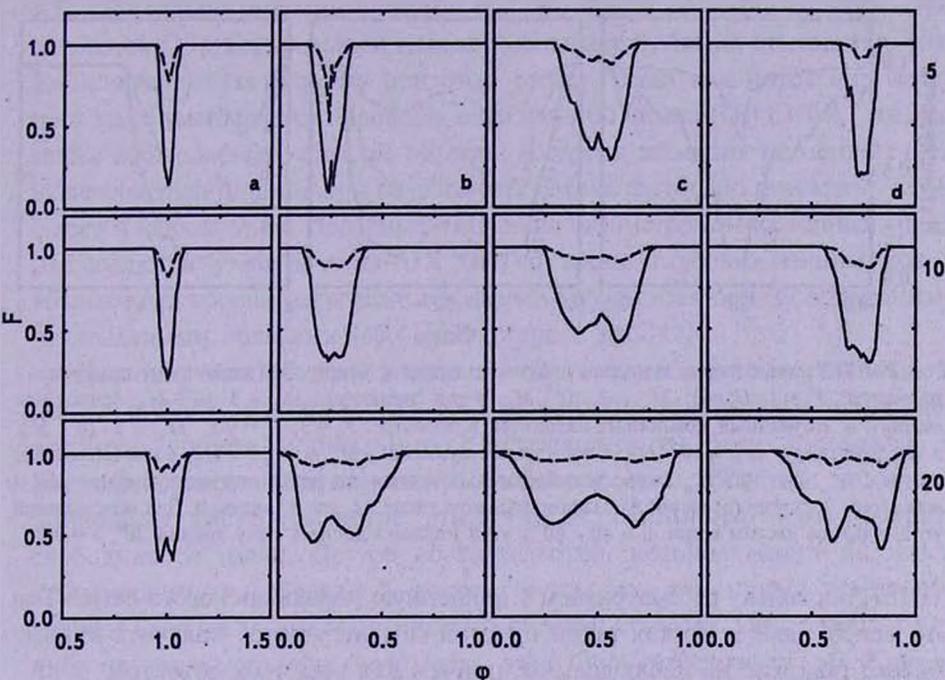


Рис.6. Кривые блеска в модели дискового ветра с параметрами $V_w = 3$, $U_w = 0.5$, $\theta_1 = 40^\circ$, $\theta_2 = 60^\circ$, $e = 0.5$. Цифры справа обозначают угол наклона системы "звезда + диск" к лучу зрения.

Для этой же модели на рис.6 показано семейство кривых блеска для четырех ориентаций орбиты относительно наблюдателя: в вариантах а) и с) затмения происходят в моменты прохождения вторичным компонентом соответственно периастра и апоафра, в вариантах б) и д) они происходят в промежуточных фазах: $\pm 1/4$ до и после периафра. Видно, что в рассмотренной модели асимметрия минимумов выражена довольно слабо, независимо от ориентации орбиты двойной системы. На рис.7 показаны кривые блеска для других моделей ветра с меньшими радиальными скоростями частиц ($V_w = 1$ (а)) и с такими же большими ($V_w = 3$ (б,с)). Остальные параметры такие же, как в предыдущей модели. Когда вторичный компонент находится в периастре, форма кривой блеска даже под большим углом наклона диска к лучу зрения аналогична представленной на рис.7а. Она напоминает кривую блеска, наблюдавшуюся у H 187. Самые продолжительные затмения происходят в момент прохождения вторичным компонентом апоафра (рис.7в). По своей форме они напоминают минимумы, наблюдавшиеся у КН 15D и ϵ Aug. Из рис.7 видно, что при

темпе потери массы $\geq 5 \cdot 10^{-7}$ центральное поярчание практически исчезает.

Мы не ставили перед собой задачу добиться детального согласия теоретических кривых блеска с наблюдаемыми у КН 15D, ϵ Aur и

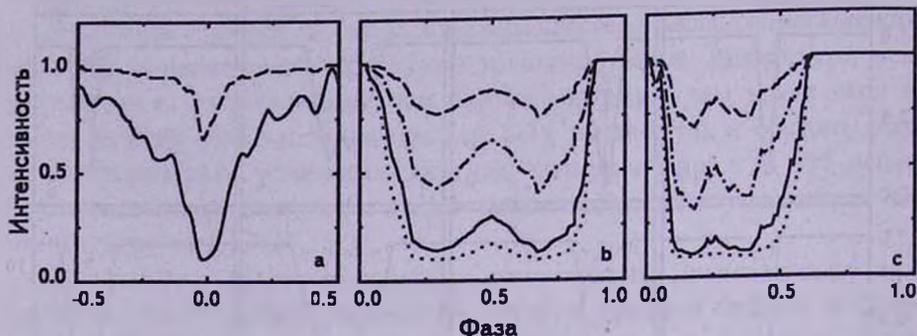


Рис.7. Кривые блеска в модели дискового ветра. а: Вторичный компонент находится в периастре. $V_w = 1$, $U_w = 0$, $\dot{M}_w = 3 \cdot 10^{-9} M_\odot$ в год (пунктир), $\dot{M}_w = 3 \cdot 10^{-8} M_\odot$ (сплошная линия); б: Вторичный компонент находится в апоастре. $V_w = 3$, $U_w = 0.5$, $\dot{M}_w = 3 \cdot 10^{-8} M_\odot$ в год (пунктир), $\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot$ в год (штрих-пунктир), $\dot{M}_w = 3 \cdot 10^{-7} M_\odot$ в год (сплошная линия), $\dot{M}_w = 5 \cdot 10^{-7} M_\odot$ (точки); с: Вторичный компонент находится между периастром и апоастром (желонка (б) на рис.6). Параметры ветра такие же, как в модели б. Для всех моделей угол выброса частиц ветра $\theta = 40 - 60^\circ$, угол наклона диска к лучу зрения 20° , $e = 0.5$.

Н 187, поскольку рассматриваем упрощенную модель дискового ветра. Тем не менее, даже в рамках такой простой модели удастся получить кривые блеска похожие на наблюдаемые, причем для всех трех объектов.

5. *Обсуждение.* Обсудим теперь более детально условия применимости Модели 2 к рассматриваемым здесь затменным системам.

КН 15D. При оценке оптической толщины дискового ветра необходимо учесть, что затмения этого объекта имеют нейтральный характер и, следовательно, вызываются крупными частицами [22]. Расчеты по теории Ми с оптическими константами из [38] показывают, что в интервале длин волн 0.5-0.9 микрон, в котором выполнялись фотометрические наблюдения этого объекта, нейтральный характер ослаблений блеска дают частицы с радиусом порядка 0.3 мкм и более. В частности, для частиц из астросиликата радиусом 0.3 мкм коэффициент поглощения на единицу массы $\kappa_\nu \sim 320 \text{ см}^2/\text{г}$.

По оценкам Хербста и др. [21] при периоде 48.35 d большая полуось орбиты вторичного компонента КН 15D $a \approx 0.2$ а.е. Если в формуле (2) принять $h = a = 0.2$ а.е., то при указанном выше значении κ_ν и $\tau \approx 5$, необходимом для объяснения наблюдаемой амплитуды минимумов ($\Delta V \approx 3.5$), получаем $\dot{M}_w \approx 2 \cdot 10^{-8} M_\odot$ в год. Таким образом, если компаньоном КН 15D является звезда типа Т Тельца, аккрецирующая вещество из СВ-диска и теряющая часть этого вещества в виде дискового ветра, то при указанном выше значении темпа потери массы можно

объяснить наблюдаемые у КН 15D затмения.

Главный компонент молодой двойной системы также аккрецирует вещество из СВ-диска. Следствием этого является присутствие в спектре КН 15D слабой эмиссии в линии $\text{H}\alpha$. Во время затмений ее параметры меняются [39]: центральный провал уменьшается, линия становится уже. Ее эквивалентная ширина при этом растет, тогда как поток излучения несколько уменьшается. Профиль запрещенной линии $[\text{OI}] 6300 \text{ \AA}$, которая также наблюдается в спектре объекта, во время затмения не меняется. Ее эквивалентная ширина при ослаблениях блеска растет, но поток излучения остается неизменным. Подобные изменения параметров эмиссионных линий наблюдаются у звезд типа UX Ori во время глубоких минимумов и объясняются коронографическим эффектом, обусловленным околозвездными газопылевыми облаками [40,41]; Роджерс и др. [42]⁴.

Достоинством Модели 1 является то, что она объясняет наблюдавшийся в 1997г. минимум КН 15D, в котором центральное поярчение достигло уровня нормального (внезатменного) блеска объекта. В Модели 2 такое событие можно объяснить лишь допустив, что в том эпизоде в дисковом ветре вторичного компонента была область свободная от пыли. Другое обстоятельство, которое может оказаться критическим для Модели 2, состоит в том, что вторичный компонент должен быть невидим в оптической области спектра. Он должен иметь либо намного меньшую светимость, либо быть скрытым от наблюдателя собственным газопылевым диском. Если же компоненты системы примерно одинаковы по массе (как это требует Модель 1), то и их светимости должны быть одного порядка. Поэтому уточнение параметров двойной системы КН 15D и, прежде всего, отношения масс ее компонентов, имеет важное значение при обсуждении вопроса о применимости Модели 1 к этой затменной системе.

ϵ Aur также допускает существование запыленного дискового ветра вторичного компонента. Напомним, что в первой из упомянутых во втором разделе моделей эта система имеет небольшой возраст и массивные компоненты. При этом более массивный (главный) компонент уже покинул Главную последовательность, тогда как менее массивный, вторичный компонент еще аккрецирует вещество из остатков протозвездного облака. В этом случае ситуация качественно ничем не отличается от рассмотренной выше применительно к КН 15D. Различия носят количественный характер и связаны с различиями в параметрах этих двух систем.

Согласно Кэрролл и др. [3] в этом случае большая полуось

⁴ Этим же эффектом объясняется и рост линейной поляризации, наблюдаемый в минимумах звезд типа UX Ori, и наблюдавшийся также недавно в минимуме КН 15D [43].

двойной системы ϵ Aul $a = 27.6$ а.е. Глубина затмений (которые, как и в КН 15D, имеют нейтральный характер) составляет $\Delta V \approx 0.8$, что соответствует оптической толщине $\tau_V \approx 0.7$; относительная продолжительность затмений $\Delta t/P$ порядка 0.1. В Модели 2 такие затмения получаются при пересечении луча зрения дисковым ветром на высоте $h \approx 0.1 \cdot \pi \sqrt{3} \approx 0.5 a \approx 14$ а.е. Подставляя эти значения τ_V и h в (2) и принимая для оценок коэффициент поглощения пылью такой же, как и в КН 15D, получаем, что наблюдаемые в системе ϵ Aul затмения можно объяснить на основе Модели 2, если темп истечения вещества из аккреционного диска вторичного компонента $\dot{M}_w \approx 1.5 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}$. Как известно, такие значения темпа потери массы молодыми звездами вполне возможны (см., например, [44]).

Если ϵ Aul является пост-AGB звезда, то образование околозвездного диска вокруг вторичного компонента происходит в результате захвата им вещества, истекающего из главного компонента [2,28]. В этом случае большая полуось орбиты $a = 17$ а.е. и, если предыдущую оценку скорректировать с учетом этого значения a (не меняя других модельных параметров), то мы получим значение темпа потери массы в дисковом ветре вторичного компонента примерно в два раза меньше приведенного выше значения.

На самом деле химсостав околозвездной пыли в окрестностях пост-AGB звезд отличается от химсостава пыли в окрестностях молодых звезд преобладанием графитовых пылинок. При таком же радиусе частиц ($0.3 \mu m$), что и в модели КН 15D, коэффициент поглощения углеродными пылинками $\kappa_V \sim 230 \text{ см}^2/\text{г}$, что несколько меньше, чем для частиц из астросиликата. Если учесть это небольшое различие, то темп истечения вещества в дисковом ветре вторичного компонента, необходимый для интерпретации затмений ϵ Aul, должен быть порядка $10^{-7} M_\odot$ в год.

Если луч зрения пересекает дисковый ветер вблизи его основания (у поверхности аккреционного диска), то в этой области ветра должна присутствовать заметная тангенциальная компонента скорости, обусловленная кеплеровским вращением диска. В таких случаях во время затмений в спектре главного компонента могут наблюдаться абсорбционные линии, принадлежащие дисковому ветру и смещенные по частоте из-за вращения ветра: при входе в минимум и при выходе из него смещение должно иметь разный знак. Именно такое смещение линий молекулы $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ наблюдалось во время последнего затмения ϵ Aul в 1982-1984гг. [45] и было приписано авторами указанной статьи вращающемуся диску вторичного компонента. В свете сказанного выше естественно предположить, что на самом деле они наблюдали линии

поглощения, принадлежащие дисковому ветру.

Таким образом, обе рассматриваемые в литературе модели ϵ Aur допускают существование дискового ветра из аккреционного диска вторичного компонента с темпом потери массы, достаточным для объяснения затмений, наблюдаемых в этой двойной системе. При этом, в отличие от существующей сейчас модели затмений ϵ Aur в Модели 2 для объяснения затмений нет необходимости предполагать, что газопылевой диск вокруг вторичного компонента наклонен к плоскости его орбиты.

Н 187. Оценки показывают, что для объяснения наблюдаемых у этого объекта затмений необходим темп потери массы в дисковом ветре предполагаемого вторичного компонента примерно такого же порядка, что и в случае КН 15D (при условии, что частицы пыли в обоих случаях имеют одинаковые оптические свойства). Если принять массу главного компонента этой системы равной $1M_{\odot}$, то при периоде орбитального движения 4.9 года радиус орбиты вторичного компонента равен примерно 3 а.е. При расстоянии 316 пк, на котором по оценкам Хербига [25] находится скопление IC 348, этому линейному размеру соответствует угловое расстояние около 8 mas. Такое угловое разрешение доступно современным телескопам-интерферометрам. Поэтому двойную систему Н 187 можно попытаться разрешить методами интерферометрии в ближней инфракрасной области спектра.

6. Заключительные замечания. Как мы убедились выше, продолжительные затмения, наблюдаемые в затменных системах КН 15D, ϵ Aur и Н 187 могут быть описаны одной моделью двойной системы, в которой "затмевающим телом" является дисковый ветер вторичного компонента. В рамках этой модели получает объяснение как большая продолжительность затмений, так и общая особенность кривых блеска КН 15D и ϵ Aur: наличие поярчания в центральной части затмений. Модель предсказывает существование у этих объектов низкоскоростных биконических истечений. Обнаружение таких структур на изображениях этих объектов может стать прямым наблюдательным подтверждением рассмотренной здесь модели затмений. В случае Н 187 важное значение будет иметь обнаружение спектроскопических проявлений двойственности этого объекта, а также оценка массы невидимого компонента и параметров его орбиты.

Для альтернативной модели, предложенной в [5] и [7] для объяснения необычных затмений объекта КН 15D, важное значение будет иметь подтверждение главного предсказания этой модели - увеличения относительной продолжительности затмений до теоретического верхнего предела: $\Delta t/P = 1$, при котором объект перестает быть видимым.

Авторы благодарят участников астрофизических семинаров Крымской астрофизической обсерватории и государственного Астрономического института им. П.К.Штернберга за полезное обсуждение вопросов, затронутых в данной статье. Работа выполнена при поддержке гранта Президиума РАН "Происхождение и эволюция звезд и галактик" и гранта ИНАС 03-51-6311.

¹ Главная астрономическая обсерватория, Пулково, Россия, e-mail: grinin@gao.spb.ru

² Астрономический институт им. В.В.Соболева, Россия

ON THE NATURE OF THE ECLIPSE MECHANISM IN THE EXOTIC BINARIES

V.P.GRININ^{1,2}, L.V.TAMBOVTSEVA¹

ϵ Aur, KH 15D and H 187 are completely different objects according to their fundamental characteristics. Nevertheless, the two important features join them: 1) all of them demonstrate long lasting eclipses, and 2) there are no any spectroscopic signatures of the companion. Light curves of these objects are very similar that may indicate to the uniform mechanism of eclipses. In the present paper we analyse the eclipse models suggested by different authors and discuss the problems connected with their application.

Key words: *stars: eclipsing binaries*

ЛИТЕРАТУРА

1. S.-S.Huang, *Astrophys. J.*, **141**, 976, 1965.
2. J.J.Lissauer, D.E.Backman, *Astrophys. J.*, **286**, L39, 1984.
3. S.M.Carroll, E.F.Guinan, G.P.McCook, R.A.Donahue, *Astrophys. J.*, **367**, 278, 1991.
4. J.J.Lissauer, S.J.Wolk, C.A.Griffit, D.E.Backman, *Astrophys. J.*, **465**, 371, 1996.
5. E.I.Chiang, R.A.Murray-Clay, *Astrophys. J.*, **607**, 913, 2004.
6. J.N.Winn, P.M.Garnavich, K.Z.Stanek, D.D.Sasselov, *Astrophys. J.*, **593**, L121, 2003.
7. J.N.Winn, M.J.Holman, J.A.Johnson et al., *Astrophys. J.*, **603**, L45, 2004.
8. J.N.Winn, C.M.Hamilton, W.J.Herbst, J.L.Hoffman et al., *Astrophys. J.*,

2005 (in press).

9. R.E.Cohen, W.Herbst, E.C.Williams, *Astrophys. J.*, 596, L243, 2003.
10. В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, *Письма в Астрон. ж.*, 28, 667, 2002.
11. В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, Н.Я.Сотникова, *Письма в Астрон. ж.*, 30, 764, 2004.
12. G.Ludendorff, *Astron. Nachr.*, 164, 81, 1904.
13. D.Mozurkewich, J.T.Armstrong, R.B.Hindsley et al., *Astron. J.*, 126, 2502, 2003.
14. S.C.Morris, *JRASC*, 56, 210, 1962.
15. E.F.Guinan, L.E.DeWarf, in *Exotic Stars as Challenges to Evolution*, eds. C.A.Tout, W. Van Hamme, ASP Conference Series, vol. 279, p.121, 2002.
16. Р.Е.Гершберг, *Астрон. ж.*, 67, 76, 1990.
17. K.Gyldenkerne, *Vistas Astr.*, 12, 199, 1970.
18. О.Г.Таранова, В.И.Шенаврин, *Письма в Астрон. ж.*, 27, 393, 2001.
19. K.E.Kearns, W.H.Herbst, *Astron. J.*, 116, 261, 1998.
20. С.М.Hamilton, W.Herbst, C.Shih, A.J.Ferro, *Astrophys. J.*, 554, L201, 2001.
21. W.H.Herbst, G.M.Hamilton, F.J.Vrba, et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 114, 1167, 2002.
22. О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев, *Астрофизика*, 48, 5, 2005.
23. J.A.Johnson, G.W.Marcy, С.М.Hamilton et al., *Astron. J.*, 128, 1265, 2004.
24. J.A.Johnson, J.N.Winn, *Astron. J.*, 127, 2344, 2004.
25. G.H.Herbig, *Astrophys. J.*, 497, 736, 1998.
26. О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев, *Астрофизика*, 48, 532, 2005.
27. О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев, *Письма в Астрон. ж.*, 2006 (в печати).
28. P.P.Eggleton, J.E.Pringle, *Astrophys. J.*, 288, 275, 1985.
29. S.H.Lubow, P.Artymowicz, *Protostars and Planets IV*, eds. V.Mannings, A.P.Boss, S.S.Russel, Tucson: Univ. Arizona Press, p.731, 2000.
30. A.T.Tokunaga, S.Dahm, W.Gässler et al., *Astrophys. J.*, 601, L91, 2004.
31. D.Deming, D.Charbonneau, J.Harrington, *Astrophys. J.*, 601, L87, 2004.
32. P.Artymowicz, S.H.Lubow, *Astrophys. J.*, 421, 651, 1994.
33. P.N.Safier, *Astrophys. J.*, 408, 115, 1993.
34. A.P.Goodson, K.H.Bohm, R.Winglee, *Astrophys. J.*, 524, 142, 1999.
35. P.Hartigan, S.E.Edwards, L.Ghandour, *Astrophys. J.*, 436, 125, 1996.
36. G.A.Hirth, R.Mundt, J.Solf, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 126, 437, 1997.
37. A.B.Men'shchikov, T.Henning, O.Fisher, *Astrophys. J.*, 519, 257, 1999.
38. B.T.Draine, H.M.Lee, *Astrophys. J.*, 285, 89, 1984.
39. C.Hamilton, W.Herbst, C.A.L.Bailer-Jones, R.Mundt, *Bull. AAS*, 34, 1134, 2002.
40. V.P.Grinin, P.S.Thé, D. de Winter et al., *Astron. Astrophys.*, 292, 165, 1994.
41. V.P.Grinin, L.V.Tambovtseva, *Astron. Astrophys.*, 293, 396, 1995.
42. B.Rodgers, D.Wooden, V.Grinin, D.Shakhovskoj, A.Natta, *Astrophys. J.*, 564, 405, 2002.
43. E.Agol, A.Barth, S.Wolf, D.Charbonneau, *Astrophys. J.*, 600, 781, 2003.
44. A.Natta, C.Giovanardi, *Astrophys. J.*, 356, 646, 1990.
45. K.H.Hinkle, T.Simon, *Astrophys. J.*, 315, 296, 1987.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ
ВСПЫХИВАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ EV LACН.Д.МЕЛИКЯН¹, В.С.ТАМАЗЯН², Х.А.ДОКОБО²,
А.А.КАРАПЕТЯН¹, Р.Ш.НАЦВЛИШВИЛИ³

Поступила 3 июля 2006

Принята к печати 20 сентября 2006

Приводятся результаты спектральных наблюдений вспыхивающей звезды EV Lac, выполненных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в 2000-2002гг. Наблюдения позволили зарегистрировать мощную вспышку и проследить за ходом изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий H α и H β как во время вспышки, так и в спокойном состоянии звезды. Показано, что профили и эквивалентные ширины линий испытывают значительные изменения. Эквивалентные ширины эмиссионных линий достигают максимума примерно через 40 мин после максимума вспышки.

1. *Введение.* Исследование вспыхивающих звезд типа UV Кита имеет огромное значение в изучении эволюции красных карликовых звезд. Первая вспышка красного карлика, по-видимому, была открыта еще в 1924г. Герцшпрунгом [1], но настоящий интерес к вспыхивающим звездам возник после наблюдения вспышки звезды UV Кита Льюитеном [2]. Джой и Хьюмсон [3] пришли к выводу, что увеличение яркости этой звезды во время вспышки в основном обусловлено усилением непрерывного спектра. На основе сравнительного анализа непрерывной эмиссии звезд типа T Tau на разных фазах изменения их блеска и появившейся во время вспышек звезд типа UV Кита, Амбарцумян [4] заключил, что происходящие в их атмосферах физические процессы в сущности имеют одинаковую природу. Следовательно, эти два типа переменных звезд являются соседями в эволюционной последовательности красных карликовых звезд. Амбарцумян также статистически показал, что приблизительно 25% звезд типа T Tau в области Ориона одновременно обладают и вспышечной активностью, характерной для звезд типа UV Кита, и заключил, что вспышечная фаза является заключительной стадией эволюции звезд типа T Tau [5].

Как кривые блеска, так и спектры вспышек очень разные. Спектральные наблюдения вспыхивающих звезд показывают, что изменения линейчатого спектра отличаются даже при одинаковых по своим мощностям вспышках, и форма кривой блеска вспышки не зависит от ее мощности. Показано также, что быстрый подъем блеска,

пиковая фаза вспышки и зарегистрированные быстрые всплески яркости, появившиеся на нисходящей ветви кривой блеска, в основном обусловлены излучением непрерывного спектра [6,7]. Интенсивности некоторых эмиссионных линий достигают максимума намного позже фотометрического максимума вспышки. Анализируя этот наблюдательный факт [6,7] с точки зрения чрезвычайной важности роли непрерывной эмиссии [4], был сделан вывод, что изменения интенсивностей эмиссионных линий и вся медленная фаза после максимума являются вторичным процессом, обусловленным появлением непрерывной эмиссии в начальном этапе вспышки [8].

Обобщая результаты спектральных наблюдений, стало ясно, что в пиковой фазе вспышки появляется сильная непрерывная эмиссия, вследствие чего многие абсорбционные линии с $\lambda > 4550 \text{ \AA}$ полностью исчезают или становятся слабее - они заливаются непрерывной эмиссией. Эмиссионные линии, особенно линии бальмеровской серии водорода, вблизи максимума вспышки слабее, чем задолго после него.

Настоящая работа посвящена спектральному исследованию звезды EV Lac (= Gliese 873 A = BD + 43 + 4305 = IRAS22446 + 4404), которая является одной из самых хорошо изученных вспыхивающих звезд окрестности Солнца и одновременно главным компонентом двойной системы HER 5A-BC [9]. Работа выполняется в рамках сотрудничества между астрономами Бюраканской астрофизической обсерватории им. В.А.Амбарцумяна (Армения) и астрономами Астрономической обсерватории им. Р.М.Аллера университета Сантьяго де Компостела (Испания), целью которого является многостороннее исследование связи физической активности звезд с их кратностью. В список исследованных звезд включены разные типы переменных, в том числе и вспыхивающие звезды типа UV Кита.

EV Lac является красным карликом спектрального класса dM3.5Ve [10] с надежно измеренным параллаксом $0''.198$ [11]. Фотометрические данные звезды типичны для звезд типа UV Кита: $V = 10^m.05$, $B - V = 1^m.37$, $U - B = 0^m.75$ и $M_V = 11^m.5$ [12]. Первая вспышка звезды была зарегистрирована случайно еще в 1953г. при измерении ее параллакса [13]. Интенсивные многосторонние исследования звезды EV Lac и других вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестности Солнца продолжаются и в настоящее время [14-21].

2. *Наблюдения.* Наблюдения EV Lac проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в 2000-2002гг. При наблюдениях были использованы приемные аппаратуры SCORPIO [22] и ВууFOSC [23], установленные в первичном фокусе телескопа. В качестве стандарта была выбрана звезда BD+28°+4211 ($V = 10^m.53$; $B - V = 0^m.34$).

10 спектров звезды получены с помощью спектральной камеры SCORPIO, работающей с CCD размерами 2058 x 2063 пк, охватывающих спектральную область $\lambda 4050 - 7250 \text{ \AA}$. При наблюдениях была использована красная гризма с конечной линейной дисперсией 1.7 \AA/пк . ВууFOSC работает с CCD "Thomson" размером 1060 x 1028 пк. Наблюдения с этой аппаратурой охватывают спектральную область $\lambda 5400 - 7600 \text{ \AA}$.

Качество изображений при наблюдениях в среднем было порядка 2 угл. с. Время интегрирования для получения одного спектра разное: от 3 до 20 мин. Общая продолжительность наблюдений чуть больше 5 ч, при этом чистое время экспозиций составляет всего 3 ч 31 мин. Табл.1

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

N_s	Аппаратура	Дата набл.	UT	Эксп.
1	ВууFOSC	18.08.00	01 ^h 00 ^m	3 ^m
2	"	"	01 06	5
3	"	"	01 15	5
4	"	"	01 23	5
5	"	"	01 31	5
6	"	20.08.00	22 30	3
7	SCORPIO	06.09.01	23 41	20
8	"	"	00 10	20
9	"	"	00 40	20
10	"	"	01 08	20
11	"	"	01 35	20
12	"	29.07.02	00 35	20
13	"	"	01 05	20
14	"	"	01 32	15
15	"	"	02 00	15
16	"	"	02 25	15

представляет журнал наблюдений, где в соответствующих столбцах даны: номера полученных спектров (N_s), приемная аппаратура, дата наблюдений, начало каждой экспозиции по UT и продолжительность экспозиции в мин.

Методика наблюдений, а также характеристики и принцип работы аппаратур более детально описаны в [24].

3. *Результаты наблюдений.* Во время наших наблюдений получены 16 спектров звезды EV Lac. При наблюдениях 6-го сентября 2001г. зарегистрирована мощная вспышка, которую по техническим причинам не удалось зарегистрировать фотоэлектрически. Как видно из журнала наблюдений, в это время получены 5 спектров с двадцати-

минутными экспозициями. На спектре №7 звезда по фотометрическим данным находится в спокойном состоянии, а остальные 4 спектра получены во время вспышки (№8-11). Это одна из самых мощных вспышек, зарегистрированная у этой звезды. Обычно на спектрах звезды в минимуме ее блеска присутствуют сильные эмиссии бальмеровских линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и $H\delta$. Из-за низкой чувствительности использованных нами светоприемников в коротковолновой части спектра, линии $H\gamma$ и $H\delta$ замечаются только после суммирования всех спектров, полученных в минимуме блеска звезды.

Полученные спектры позволяют с удовлетворительной точностью следить за ходом изменения интенсивностей сильных эмиссионных линий $H\alpha$ и $H\beta$, а также за ходом изменения блеска звезды. Ошибки измерений эквивалентных ширин удовлетворительны: $\sigma_{EW} = 0.25 - 0.45 \text{ \AA}$. Для измерения амплитуд изменения блеска были использованы интегральные излучения звезды стандарта и звезды EV Lac в наблюдаемом диапазоне спектра. При этом для каждой серии наблюдений было принято, что минимальные значения отношений зарегистрированных потоков излучения звезды EV Lac и звезды стандарта соответствуют минимуму звезды EV Lac. Были измерены амплитуды изменения блеска звезды как по всему спектральному диапазону $\Delta m(\lambda 4050 - 7250 \text{ \AA})$, так и по отдельным участкам спектра.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ И АМПЛИТУД ИЗМЕНЕНИЯ
БЛЕСКА ЗВЕЗДЫ EV Lac

N_*	$EW_{H\alpha}(\text{A})$	$EW_{H\beta}(\text{A})$	$\Delta B'$	$\Delta V'$	$\Delta R'$	Δm	Начало эксп. (UT)	Экр.
1	4.6	-	-	0 ^m .0	0 ^m .0	0 ^m .0	01 ^h 00 ^m	3 ^m
2	4.1	-	-	0	0	0	01 06	5
3	4.7	-	-	0.18	0.20	0.20	01 15	5
4	4.4	-	-	0.03	0.02	0.01	01 23	5
5	4.2	-	-	0	0	0	01 31	5
6	5.2	-	-	0	0	0	22 30	3
7	13.5	12.4	0	0	0	0	23 41	20
8	11.2	11.2	2.1	1.6	0.9	1.3	00 10	20
9	10.4	9.8	2.2	1.7	1.0	1.4	00 40	20
10	13.2	12.0	1.8	1.3	0.6	1.0	01 08	20
11	16.1	13.8	1.2	0.7	0.2	0.4	01 35	20
12	6.0	5.9	0.02	0.02	0.11	0.06	00 35	20
13	5.4	4.9	0	0	0	0	01 05	20
14	5.8	6.7	0.1	0.04	0.2	0.1	01 32	15
15	6.0	4.1	0.35	0.44	0.3	0.4	02 00	15
16	5.0	5.5	0	0	0	0	02 25	15

При этом были выделены три участка спектра: $\Delta mB'$ ($\lambda 4050 - 5100\text{\AA}$), $\Delta mV'$ ($\lambda 5100 - 6200\text{\AA}$) и $\Delta mR'$ ($\lambda 6200 - 7250\text{\AA}$). Ошибки измерений амплитуд находятся в пределах $\sigma_{\Delta m} = 0^m.15 - 0^m.25$ в зависимости от потока излучения. В табл.2 приводятся эквивалентные ширины и амплитуды изменения блеска. В соответствующих столбцах таблицы даны: номер спектра (N_s), согласно табл.1, эквивалентные ширины $EWN\alpha$ и $EWN\beta$, амплитуды изменения блеска в вышеуказанных полосах спектра, условно обозначенных $\Delta B'$, $\Delta V'$, $\Delta R'$ и Δm , начало каждой экспозиции по UT и время интегрирования.

Во время вспышки зарегистрирована сильная непрерывная эмиссия, приводящая к изменению спектра звезды, особенно в голубой части. На рис.1 приводятся спектры звезды EV Lac в спокойном состоянии (a) и в максимуме блеска (b), нормированные по отношению максимального значения интенсивности эмиссионной линии $H\alpha$. Как

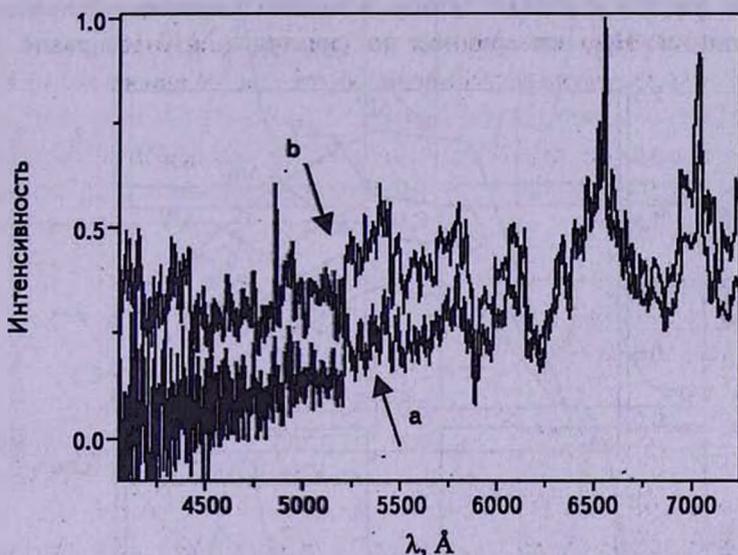


Рис.1. Спектр звезды EV Lac в минимуме (a) и в максимуме (b) блеска.

хорошо видно из рис.1, непрерывная эмиссия, которая особенно сильно выражается в голубой и зеленой частях спектра, уменьшаясь, простирается приблизительно до $\lambda = 6100\text{\AA}$. Вклад непрерывной эмиссии почти незначителен в диапазоне $\lambda 6100 - 7100\text{\AA}$, после чего, по-видимому, начинает появляться.

На рис.2 показаны изменения амплитуд блеска звезды EV Lac в разных областях спектра (2a), и эквивалентных ширин эмиссионных линий $H\alpha$ и $H\beta$ (2b). Амплитуды Δm и значения эквивалентных ширин, взяты из табл.2. Хорошо видно, что значения эквивалентных ширин показывают сильные колебания. Как и в случае вспышки

звезды HU Del [25], минимальные значения эквивалентных ширин соответствуют максимуму блеска вспышки. Такое точное совпадение очевидно является результатом больших экспозиций. Уверенно можно сказать, что эквивалентные ширины эмиссионных линий принимают минимальные значения вблизи фотометрического максимума вспышки. Отметим, что по данным одновременных фотоэлектрических и спектральных наблюдений звездных вспышек [7,17], эквивалентные ширины эмиссионных линий достигают максимальных значений в период затухания блеска вспышки.

Спектры №1-6 и 12-16 (см. табл.2) соответствуют звезде в спокойном состоянии. Из данных таблицы видно, что среднее значение $\text{EWH}_{\text{H}\alpha}$, измеренное на спектрах №1-6 равно 4.5 \AA , а на спектрах №12-16 - 5.6 \AA . Разница в этих значениях намного превышает ошибки измерений, она реальна, и по-видимому, обусловлена только степенью активности звезды в разные эпохи. Среднее значение эквивалентной ширины линии $\text{H}\beta$, измеренное по спектрам №12-16, равно 5.4 \AA .

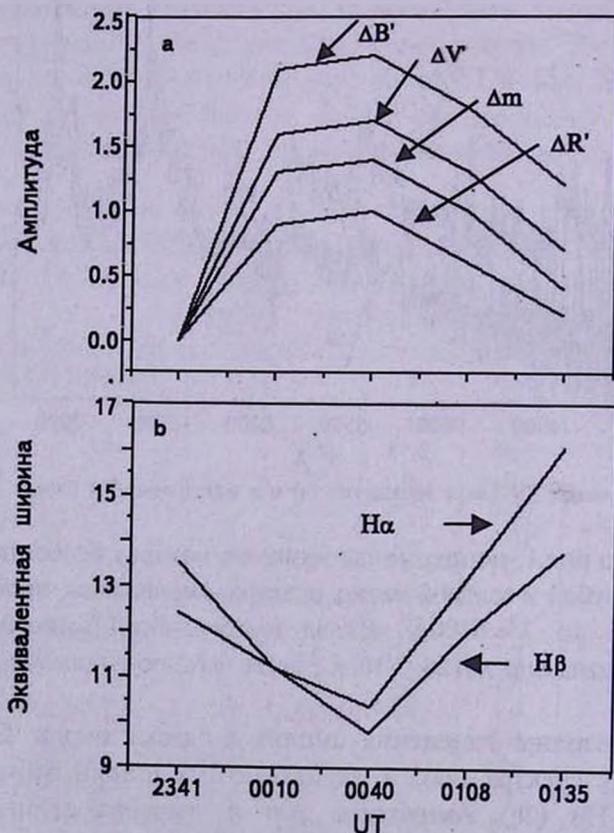


Рис.2. Изменения эквивалентных ширин $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ (b) и амплитуд в разных областях спектра (a).

Отметим, что слабые колебания значений эквивалентной ширины линии $H\alpha$ в спокойном состоянии звезды находятся в пределах ошибок измерений, тогда как изменения значений $EWH\beta$ реальны. Линия $He\ 4471\ \text{\AA}$ очень слабая и видна только после суммирования спектров №7-11, а линию $He\ 4686\ \text{\AA}$ даже после суммирования всех полученных спектров не удалось обнаружить. На спектре №7 звезда находится в спокойном состоянии, но значения эквивалентных ширин эмиссионных линий $H\alpha$ и $H\beta$ на этом

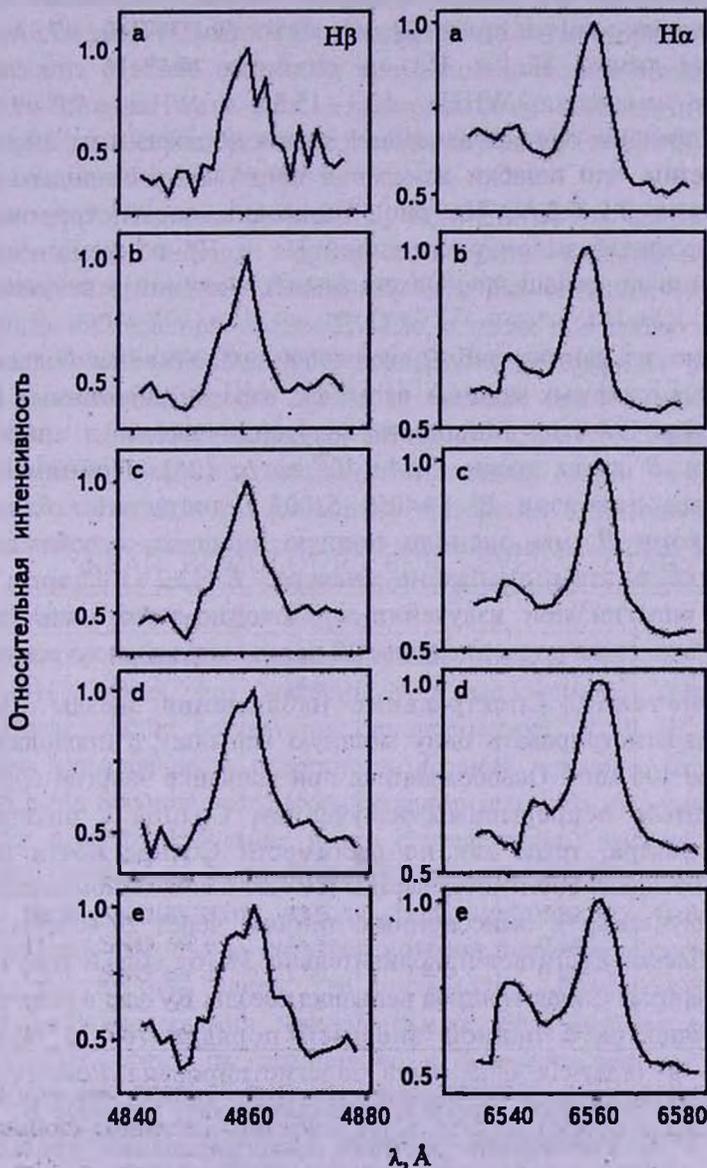


Рис.3. Изменения профилей эмиссионных линий $H\alpha$ (справа) и $H\beta$ (слева) во время вспышки.

спектре намного превышают средние значения, измеренные на спектрах №1-6 и №12-16. По-видимому, звезда до начала возгорания блеска уже находилась в возбужденном состоянии, что и приводит к усилению эквивалентных ширин. Эти данные хорошо согласуются с ранее полученными результатами наблюдений звезды EV Lac [7,17].

В течение времени, в спокойном состоянии звезды, изменяются также профили эмиссионных линий и их ширины, измеренные на уровне половины интенсивности. Значение ширин эмиссионной линии $H\alpha$ на первых 6 спектрах остается практически постоянным $WH\alpha = 7.3\text{ \AA}$, тогда как ширины линий $H\alpha$ и $H\beta$ на спектрах №12-16 показывают значительные изменения: $WH\alpha = 13.3 - 15.5\text{ \AA}$ и $WH\beta = 7.0 - 9.2\text{ \AA}$. В это время в пределах ошибок измерений звезда не показывает изменения блеска. Отметим, что ошибки измерения ширины эмиссионных линий не превышают $0.2-0.3\text{ \AA}$. На рис.3 показаны зарегистрированные изменения профилей эмиссионных линий $H\alpha$ и $H\beta$ во время вспышки, нормированные по отношению максимальных значений этих эмиссионных линий.

Как видно из данных табл.2, вспышка продолжается больше 105 мин. Эта одна из самых мощных вспышек, зарегистрированных когда-либо у звезды EV Lac. Мощность излучения звезды в спокойном состоянии в B лучах равна 5.94×10^{29} эрг/с [26]. Принимая, что спектральный диапазон B' ($\lambda 4050 - 5100\text{ \AA}$) достаточно близок к джонсоновскому B , мы оценили полную энергию, освобождаемую при вспышке в этом диапазоне спектра: $E > 2.2 \times 10^{34}$ эрг. Такое количество энергии при излучении в спокойном состоянии звезды EV Lac освобождается в течение более 10 часов непрерывного излучения.

4. *Заключение.* Спектральные наблюдения звезды EV Lac позволили зарегистрировать одну мощную вспышку с продолжительностью более 105 мин. Освобожденная при вспышке энергия сравнима с 10-секундным непрерывным излучением Солнца в оптическом диапазоне спектра, тогда как по светимости Солнце почти на два порядка превосходит светимость звезды EV Lac в спокойном состоянии. Энергия, излучаемая в эмиссионных линиях, через 20-40 мин после максимума блеска достигает приблизительно 3% от общей излучаемой энергии вспышки. Самая мощная вспышка звезды EV Lac в оптическом диапазоне спектра с полной энергией порядка $10^{35}-10^{37}$ эрг и с амплитудой в U лучах $6^{m.5}$ была зарегистрирована Ройzmanом и Шевченко [27]. Вспышка, зарегистрированная нами в полосе B' , имеет амплитуду $2^{m.2}$. Увеличение времени интегрирования приводит к

сильному сглаживанию кривых блеска вспышек и к уменьшению их амплитуд [28-30]. Конечно, степень сглаживания и уменьшения амплитуд сильно зависит также от формы кривых блеска и от продолжительности вспышек [30].

Зарегистрирована сильная непрерывная эмиссия, которая особенно сильно выражена в синей области спектра.

Интенсивности эмиссионных линий достигают максимума через 20-40 мин после фотометрического максимума, тогда как в случае вспышки звезды HU Del [25] запаздывание было порядка 10-20 мин. Наблюдения с более высокими временными разрешениями показали, что для разных вспышек интенсивности эмиссионных линий бальмеровской серии достигают максимума от 1 до 19 мин после максимума вспышки [7,17].

Все перечисленные результаты, полученные во время настоящих наблюдений, в основном хорошо согласуются с ранее полученными данными спектральных наблюдений звездных вспышек [7,17,25]. При настоящих наблюдениях звезды EV Lac, а также при наблюдениях одной вспышки звезды HU Del [25], эквивалентные ширины эмиссионных линий в максимуме блеска звезды принимают минимальные значения, тогда как в ранних наблюдениях звезды EV Lac [7,17] предвспышечное повышение эквивалентных ширин эмиссионных линий не наблюдалось. Это можно объяснить как большими временами интегрирования наших наблюдений, вследствие чего первая экспозиция охватывает и начальную фазу вспышки, так и, вероятно, некоторым предвспышечным возбужденным состоянием звезды.

На основе наблюдений вспыхивающих звезд в звездных ассоциациях Г.Аро [31] показал, что "медленные" вспышки имеют более красный цвет. Исследование результатов одновременных U , B , V наблюдений звездных вспышек звезд окрестности Солнца показало, что у вспыхивающих звезд высокой светимости продолжительность времени возгорания вспышки в среднем больше, и что с увеличением времени возгорания вспышек цвета вспышечного излучения краснеют [30]. Эти результаты можно было предсказать, исходя из концепции В.А.Амбарцумяна о звездных вспышках [4,32], согласно которой, время возгорания вспышки зависит от глубины слоев, где происходит освобождение энергии вспышки. Запаздывания максимальных значений интенсивностей эмиссионных линий по отношению к фотометрическому максимуму вспышки также можно объяснить исходя из концепции Амбарцумяна: при освобождении энергии в больших глубинах, энергия достигает слоев, где образуются эмиссионные линии более поздно, вследствие чего и наблюдаются запаздывания увеличения эквивалентных ширин

эмиссионных линий. Естественно предположить, что большим глубинам соответствуют большие запаздывания.

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

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

³ Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Грузия

SPECTRAL OBSERVATIONS OF FLARE STAR EV LAC

N.D.MELIKIAN¹, V.S.TAMAZIAN², J.A.DOCOBO²,
A.A.KARAPETIAN¹, R.Sh.NATSVLISHVILI³

The results of spectral observations of flare star EV Lac carried out with the 2.6-m telescope of Byurakan Observatory in 2000-2002 are presented. The observations allow to detect a powerful flare on EV Lac and to follow the variations of equivalent widths of emission lines H α and H β during the flare, as well as in quiescent state of the star. It is shown, that the profiles and the equivalent widths of emission lines have significant changes during the observations. For both emission lines equivalent widths have the highest values in 20-40 minutes after photometric maximum.

Key words: *stars: flare: spectra - individual: EV Lac*

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Hertzprung, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 2, 87, 1924;
2. W.J.Luyten, Astrophys. J., 109, 532, 1949.
3. A.H.Joy, M.L.Humason, Publ. Astron. Soc. Pacif., 61, 133, 1949.
4. В.А.Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 13, 3, 1954.
5. В.А.Амбарцумян, Астрофизика, 6, 31, 1970.
6. В.В.Ворп, Т.Т.Мoffett, Astrophys. J., 185, 239, 1973.
7. Т.Т.Мoffett, В.В.Ворп, Astrophys. J., Suppl. Ser., 31, 61, 1976.
8. Л.В.Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1981.
9. B.D.Mason, G.L.Wycoff, W.I.Hartkopf, The Washington Double Star Catalog, updated version - <http://ad.usno.navy.mil/wds/wds.html>, 2003.

10. *I.N.Reid, S.L.Hawley, J.E.Gizis*, *Astrophys. J.*, **110**, 1838, 1995.
11. *M.A.C.Perryman*, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, ESA Publishing Division, Noordwijk, The Netherlands, 1997.
12. *T.J.Moffett*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **273**, 1, 1974.
13. *N.E.Wagman*, *НАС 1225; Sky and telescope*, **13**, 54, 1953.
14. *Н.Д.Меликян, М.К.Цветков, Р.А.Саркисян*, *Астрофизика*, **37**, 569, 1994.
15. *А.В.Бердюгин, Р.Е.Гершберг, И.В.Ильин и др.*, *Изв. Крымской обсерв.*, **89**, 81, 1995.
16. *J.M.Ferreira*, *Astron. Astrophys.*, **335**, 248, 1998.
17. *Е.А.Барановский, Р.Е.Гершберг, Д.Н.Шаховской*, *AREP*, **45**, 309, 2001.
18. *S.Mohanty, G.Basri*, *Astrophys. J.*, **583**, 451, 2003.
19. *E.R.Houdebine*, *Astron. Astrophys.*, **397**, 1019, 2003.
20. *R.A.Osten, S.L.Hawley, C.M.Johns-Krull, A.Brown, J.Allred*, *AAS*, **205**, 5507, 2004.
21. *R.A.Osten, S.L.Hawley, J.C.Allred, C.M.Johns-Krull, C.Roark*, *Astrophys. J.*, **621**, 398, 2005.
22. *L.V.Afanasyev, E.B.Guzhur, S.R.Zhelenkov, A.V.Moiseev*, *Bull. Special Astrophys. Observ.*, **58**, 90, 2005.
23. *Т.А.Мовсессиан, Ж.-Л.Гач, Ф.Зхамкочян, Ж.Булестеиш*, "JENAM-2000", May 29 - June 3, Abstracts, Moscow., 2000, p.179.
24. *С.А.Акопян, С.К.Балаян*, *Астрофизика*, **47**, 443, 2004.
25. *В.С.Тамазян, Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Р.Ш.Нацвлишвили*, *Астрофизика*, **48**, 335, 2005.
26. *T.J.Moffett*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **29**, 1, 1974.
27. *Г.Ш.Ройзман, В.С.Шевченко*, *Письма в Астрон. ж.*, **8**, 163, 1982.
28. *Л.В.Мирзоян*, "Вспыхивающие звезды, Фуоры и Объекты Хербига-Аро", труды симпозиума по проблеме "Физика и Эволюция Звезд", ред. Л.В.Мирзоян, Ереван, 1980, стр.45.
29. *Э.С.Парсамян*, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, **57**, 79, 1985.
30. *Н.Д.Меликян*, *Сравнительное исследование вспышек вспыхивающих звезд в звездных ассоциациях и скоплениях и звезды UV Cet*, Канд. дисс., Ереван, 1984.
31. *G.Haro*, *IAU Symposium №20, Flash Stars in the Aggregates*, Canberra, eds. F.I.Kerr, A.W.Rodgers, Australian Ac. Sci., Canberra, p.30-37, 1964.
32. *В.А.Амбарцумян*, *Астрофизика*, **7**, 557, 1971.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
СЛАБОМАГНИТНОЙ ЗВЕЗДЫ HD220825 - κ PscЮ.В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ¹, И.Х. ИЛИЕВ², И.К. СТАТЕВА²,
Г.А. ЧУНТОНОВ¹

Поступила 20 июня 2006

Принята к печати 20 сентября 2006

По программе исследования химсостава CP-звезд со слабым магнитным полем изучена звезда HD220825. Показано, что она обладает магнитным полем $B_e < 100$ Гс. Химсостав, как оказалось, в среднем соответствует CP-звездам с большим магнитным полем. На основании результата этой работы и других данных сделан вывод, что магнитное поле слабо влияет на степень аномальности химсостава, хотя его влияние несомненно. Скорость вращения звезды равна 37.5 км/с, что существенно меньше, чем у нормальных звезд той же температуры. Слабость магнитного поля создает трудности гипотезе потери момента вращения с участием магнитного поля.

1. *Введение.* Ставится задача спектроскопического исследования избранных слабо намагниченных звезд путем сравнения с сильно намагниченными CP-звездами. Предполагается получить и сравнить физические и химические свойства таких звезд для выяснения роли магнитного поля в формировании основных свойств [1], особенностей эволюции и роли магнитного поля в потере момента вращения. Важно также выяснить детали перехода основных свойств от магнитных к нормальным звездам.

Измерение магнитного поля у слабо намагниченных CP-звезд является важнейшей проблемой. До сих пор редко удавалось измерять поле меньше 200 Гс и область 0-200 Гс оказалась совершенно не исследованной. До настоящего времени изучались магнитные звезды только с сильными полями, а это обстоятельство значительно искажает результаты статистических исследований. Поэтому одна из основных задач заключается в детальном исследовании магнитных полей, химсостава и других свойств слабо намагниченных CP-звезд. Точность измерений магнитного поля предполагается повысить за счет увеличения времени накопления и использования нового способа измерений, при котором получается два зеemanовских спектра при повороте фазового элемента на 0° и 90° [2]. В этом случае "прямой" и "обратный" спектры располагаются на тех же пикселах, поэтому исключается отрицательное влияние неравномерности чувствительности пикселов. Накопленный опыт показывает, что предел

обнаружения магнитных звезд можно довести в среднем до 50 Гс, вместо 200-500 Гс, существовавшего до сих пор.

Слабость магнитного поля у многих CP-звезд противоречит гипотезе потери момента вращения с участием поля. В настоящее время дискутируются две возможных причины медленного вращения [3]:

- 1) магнитное торможение произошло в фазах эволюции "до Главной последовательности" с участием магнитного поля,
- 2) реликтовое магнитное поле могло сохраниться только у медленных ротаторов, т.е. предполагается, что медленное вращение "досталось" с начала рождения звезд от протозвездных облаков.

Обе гипотезы имеют существенные трудности, в частности, не обнаружены поля порядка кГс у звезд на стадии эволюции "до Главной последовательности". А именно такие величины обычно принимались при расчетах. Другая трудность состоит в том, что слабо намагниченные звезды с полем $B < 100$ Гс имеют такие же скорости вращения, какие имеют звезды с предельно большими магнитными полями. Мало того, в соответствии с предсказанием теории степень торможения пропорциональна силе магнитного поля, однако предварительные исследования показывают, что такой зависимости нет и даже, по-видимому, наблюдается обратная зависимость [3]. Следовательно, гипотеза потери момента вращения с участием магнитного поля испытывает значительные трудности. Известно, что степень химических аномалий связана с величиной магнитного поля, но не совсем ясна роль магнитного поля у звезд со слабым полем, но сильными аномалиями. Какова степень аномальности химсостава у звезд со слабым полем, предстоит выяснить. Все эти проблемы тесно связаны между собой и могут быть решены только путем накопления достаточно большого наблюдательного материала и для звезд разных типов пекулярности. В данной работе мы исследуем физические свойства и химсостав одной из слабомагнитных звезд HD220825.

2. *Физические параметры HD220825.* Физические характеристики звезды подробно описаны в статье [4]. Звезда относится к SiCrSr типу пекулярности. Средняя величина магнитного поля B_e не определена точно. Имеется 8 измерений [5], из которых среднееквадратическое значение магнитного поля

$$\langle B_e \rangle = \left[\sum_i (B_i^2 - \sigma_i^2) / n \right]^{1/2} = 0 \pm 75 \text{ Гс.}$$

Среди этих 8 измерений нет ни одного значения, превышающего 3σ . В работе [6] тоже отмечается отсутствие заметной поляризации в спектре звезды, что указывает на величину поля заведомо меньше 100 Гс. Наши измерения магнитного поля на Основном звездном спектрографе 6-м телескопа с ПЗС матрицей 2к x 2к приведены в табл.1.

Таблица 1

ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ HD220825

JD 2450000+	B_e , Гс	σ , Гс
3747.12	+54	30
3748.17	-87	60
3749.082	+45	84

Измерения проведены в среднем по 50 неблендированным линиям с использованием среднего значения фактора Ланде 1.23. Отношение сигнал/шум было равно ~ 1000 , область спектра $\lambda 5573 - 5939 \text{ \AA}$, спектральное разрешение 15000. Наши измерения подтвердили результат, полученный в работе [5] и показали, что величина поля $B_e < 100 \text{ Гс}$.

В литературе есть несколько оценок температуры κ_{Psc} . Пайпер и Аделман [7] получили $T_e = 9500 - 10250 \text{ К}$ по спектрофотометрическим данным. В работе [8] дана температура $T_e = 9250 \text{ К}$, определенная методом инфракрасных потоков. Межесье [9] из фотометрических оценок получила $T_e = 9410 \text{ К}$. В работе [10] приводится значение $T_e = 9700 \text{ К}$, что близко к среднему из всех приведенных величин. В этой же работе дана величина $\log g = 4.18$. Мы использовали именно эти значения.

В работе [10] для звезды HD220825 приведены также абсолютные болометрические звездные величины M_b , полученные по гиппарховским данным $M_b(G) = 1^{\text{m}}.3$ и по параметру $\beta = 2.883$ $M_b(\beta) = 0^{\text{m}}.9$. Среднее значение примем $M_b = 1.1$. Исходя из этой величины, получаем $\log g = 4.19$, что соответствует положению звезды на Главной последовательности между ZAMS и V классом светимости. В работе [11] тоже показано, что на диаграмме $R \sin i / R_{\odot} - T_e \text{ К}$ она находится среди звезд вблизи ZAMS. На основании T_e и M_b по известной формуле

$$\log R / R_{\odot} = 8.46 - 2 \log T_e - 0.2 M_b$$

получаем радиус звезды $R = 1.86 R_{\odot}$. В работе [4] приводится такое же значение.

Звезда HD220825 вращается существенно медленнее нормальных звезд Главной последовательности, что типично для химически пекулярных

Таблица 2

ИЗМЕРЕННЫЕ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ

$v \sin i$, км/с	Источник
33	[12]
30	[13]
39	[14]
35	[15]
38	[4]

звезд. В табл.2 приведено несколько последних оценок $v \sin i$, опубликованных в литературе. Среднее значение $v \sin i = 35 \pm 2$ км/с. В каталоге [16] приведено значение 40 км/с, выведенное из пяти определений. Среднее взвешенное в таком случае будет равно 37.5 км/с. Так как экваториальная скорость вращения $v = 50.6 R/P = 65$ км/с, то из $v \sin i$ получаем угол наклона звезды к лучу зрения $i = 34^\circ$, что совпадает с данными в работе [4].

Последние оценки периода вращения получены в работах [11] $P = 1.412 \pm 0.001$ и [17] $P = 1.4200 \pm 0.0005$. В работе [4] приводится уточненное значение периода $P = 1^d.418$. При угле наклона $i = 34^\circ$ должна быть заметна спектральная переменность звезды вследствие обычной для таких звезд концентрации одних химических элементов в магнитных полюсах, а других - на магнитном экваторе. Поэтому наличие фотометрической переменности может указывать на присутствие магнитного поля. Действительно, в работе [11] показано, что амплитуда фотометрической переменности в цвете V равна $0^m.015$, а в $U - 0^m.035$, что типично для магнитных CP-звезд с магнитным полем. В работе [4] показано, что химические элементы действительно неравномерно распределены по поверхности в соответствии с предполагаемой структурой магнитного поля. Таким образом, отрицательный результат непосредственного определения магнитного поля указывает на его слабость.

3. *Наблюдения.* Для изучения химсостава HD220825 два спектра получены на 6-м телескопе с CCD камерой "Uppsala" с 2050 x 2050 пикселями ($13 \mu\text{m}$) на эшелъном спектрографе НЭС [18] с разрешением 45000 и отношением С/Ш около 600. Кроме того были получены три спектра на 2-м телескопе с CCD камерой Photometrics AT200 SITE SI003AB ($24 \mu\text{m}$) с 1024 x 1024 пикселями. Типичное разрешение 32000 и отношение С/Ш порядка 300 на 3 камере Куде спектрографа. Журнал наблюдений приведен в табл.3 и 4.

Участки эшелъных спектров выбирались так, чтобы было больше

Таблица 3

ИЗМЕРЕННЫЕ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Дата	JD= 2450000+	Фаза	Телескоп	Область спектра, Å
12.01.2004	3017.127	0.40	6-м	4435-4495 5115-5205 5220-5290 5300-5350
22.08.2005	3605.376	0.24	6-м	4435-4495 5115-5205 5220-5290 5300-5350
18.05.2005	3508.5926	0.99	2-м	6400-6500
23.07.2005	3575.5374	0.20	2-м	6400-6500
18.08.2005	3601.4791	0.49	2-м	6400-6500

спектральных линий с надежными атомными данными (табл.2). Моменты наблюдений приведены в табл.3. Фазы вычислены по эфемериде из работы [4]

$$JD\ 2441248.578 + 1^d.418.$$

Спектры достаточно равномерно распределены по фазам, поэтому можно считать, что полученные результаты соответствуют средним значениям по поверхности.

Обработка спектров проводилась с помощью пакета программ IRAF. Использовались стандартные IRAF процедуры вычитания фона матрицы, нормирования плоского поля и калибровки по длинам волн. Теллурические линии были устранены с использованием горячих быстро вращающихся звезд. Ошибка калибровки по длинам волн не превышает среднестатистической ошибки более чем на $0.005\ \text{\AA}$.

Расчет синтетического спектра проведен по программе SYNSPEC [19,20]. Модели атмосфер взяты из [21]. Список линий с атомными параметрами был взят из Венской базы атомных данных VALD [22]. Для уточнения некоторых параметров они были усреднены с данными из [23].

Для определения микротурбулентной скорости использовались сильные и слабые линии железа. Оказалось, что она равна $v_t = 2.3\ \text{км/с}$.

Полученные значения химсостава $\log(X/H)$ в разные ночи приведены в табл.4. Там же даны величины $\log(X/H) - \log(X_{\odot}/H)$, показывающие избыток элемента по отношению к солнечному содержанию, взятому из работы [24]. Хорошо видно, что все рассмотренные химические элементы, кроме He, Ca и O имеют аномально большое содержание. В предпоследнем столбце таблицы приведены средние значения содержаний, а в последнем столбце (CP-звезды) дано среднее значение $\log(X/H)$ и $\log(X/H) - \log(X_{\odot}/H)$ для 4 типичных CP-звезд с сильным магнитным полем: HD110066, 188041, 116458, 112413 из работ [25-27], со средней температурой $T_e = 9850\ \text{К}$ и средним поверхностным магнитным полем $B_s = 3800\ \text{Гс}$. Из сравнения данных двух последних столбцов хорошо видно, что химсостав слабо намагниченной звезды HD220825 практически не отличается от химсостава типичных магнитных звезд.

В работе [28] мы исследовали химсостав другой слабо намагниченной звезды HD10221 и нашли, что она имеет сильный избыток Si, Cr, Fe, Sr и редкоземельных элементов, причем их избыток несколько больше, чем у другой слабо намагниченной звезды HD43819, имеющей по нашим измерениям магнитное поле $B_e = 25 \pm 130\ \text{Гс}$. Таким образом, уже из приведенных данных мы видим, что примерно одинаковая аномальность химсостава CP-звезд может встречаться как у сильно, так и у слабо намагниченных CP-звезд.

Микротурбулентная скорость, как было сказано выше, получилась равной $v_t = 2.3\ \text{км/с}$, она немного отличается от принятого значения

СОДЕРЖАНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ:
 $\log(X/H)$ И $\log(X/H) - \log(X_{\odot}/H)$

Элемент	12.01.2004	22.08.2005	18.05.2005	23.07.2005	18.08.2005	Среднее	СР-звезды
FeII	-4.02±0.02 +0.48	-4.10 +0.40	-3.68 +0.82	-3.73 +0.77	-3.70 +0.80	-3.85 +0.65	-3.59 +0.91
FeI	-3.82±0.22 +0.68	-3.52 +0.98	-3.83 +0.66	-3.92 +0.58	-3.95 +0.54	-3.81 +0.69	-3.59 +0.91
CrII	-4.92±0.03 +1.41	-4.73 +1.60	-3.89 +2.44	-4.0 +2.33	-4.0 +2.33	-4.31 +2.02	-4.26 +2.04
CaI	-5.89 -0.25	-6.52 -0.88		-5.52 +0.11		-5.98 -0.75	-4.26 +1.38
SiI				-3.7 +0.75		-3.7 +0.75	-4.17 +0.28
OI				-3.33 -0.15		-3.33 -0.15	-3.87: -0.70
HeI	<-2.0 -0.95					-2.0: -0.95	-3: -2
MgII	-4.10 +0.32					-4.10 +0.32	-4.82 +0.40
ScII	-7.07 +1.76	-6.82 +2.01				-7.07 +1.76	-8.53 +0.30
TiII	-6.30 +0.68	-6.30 +0.68				-6.30 +0.68	-6.15 +0.83
MnII	-5.43 +1.18	-5.10 +1.51				-5.43 +1.34	-5.75 +0.86

в работе [4] $v_r = 0$ км/с. Наше ускорение силы тяжести $\log g = 4.27$, тоже немного отличается от $\log g = 3.75$ [4]. Принятое значение эффективной температуры $T_e = 9700$ К, несколько отличается от использованного в работе [4] значения $T_e = 9250$ К, что и является, по-видимому, основной причиной различий.

4. *Дополнительные данные.* Дополнительно к сказанному выше мы сравнили химсостав нескольких слабо намагниченных звезд с $Be < 100$ Гс с нормальными и сильно намагниченными звездами с той же температурой по данным, взятым из литературы (табл.5). В таблице для них указано среднее поверхностное поле B_s . Содержания $\log(N/N_{\odot})$ взяты из работ [4] и [28]. В первой колонке таблицы дано название звезды и ее температура. Во второй колонке указано магнитное поле Be или B_s , а также источник его определения. Величина ΔN это $\log(N/N_{\odot})$ для нормальных звезд минус $\log(N/N_{\odot})$ для слабо или сильно намагниченных СР-звезд.

Средний химсостав для нормальных звезд получен из 5 звезд из

Таблица 5

СРАВНЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ НЕКОТОРЫХ ХИМИЧЕСКИХ
ЭЛЕМЕНТОВ СЛАБО НАМАГНИЧЕННЫХ ЗВЕЗД С
НОРМАЛЬНЫМИ И СИЛЬНО НАМАГНИЧЕННЫМИ ЗВЕЗДАМИ

Звезда	B_e , Гс	Si ΔN	Ca ΔN	Cr ΔN	Fe ΔN
Норм. (5) 9500 К	0	-4.52	-5.78	-6.26	-4.50
HD10221 11900 К	<100 [1]	-3.36 1.16	- -	-4.43 1.83	-3.36 1.14
HD170973 10750 К	<100 [2,3]	-3.82 0.70	-4.91 0.87	-4.80 1.46	-3.50 1.00
HD204411 8400 К	<100 [8]	-4.13 0.39	-5.17 0.61	-4.80 1.46	-4.04 0.46
HD40312 10450 К	<100 [4-7]	-3.47 1.05	- -	-3.90 2.36	-3.35 1.15
HD43819	<100 [8]	-3.88 0.64	-5.12 0.66	-5.02 1.24	-3.57 0.93
HD108945 8800 К	<100 [4]	-4.53 -0.01	-6.50 -0.72	-4.80 1.46	-4.00 0.50
CP (4) 9850 К	Среднее $B_s = 3800$	-3.90 0.62	-4.94 0.84	-4.37 1.89	-3.55 0.95

Пояснение к таблице

Магнитное поле взято из работ:

1. Ю.В.Глазалецкий, Т.А.Рябикова, Г.А.Чуионов, Письма в Астрон. ж., 31, 363, 2005.
2. G.Mathys, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 89, 121, 1991.
3. D.A.Bohlender, J.D.Landstreet, I.B.Thompson, Astron. Astrophys., 269, 355, 1993.
4. E.F.Borra, J.D.Landstreet, Astrophys. J. Suppl. Ser., 42, 421, 1980.
5. E.F.Borra, J.D.Landstreet, Astrophys. J., 228, 809, 1979.
6. J.D.Landstreet, E.F.Borra, Astrophys. J., 212, L43, 1977.
7. G.A.Wade, J.-F.Donati, J.D.Landstreet, S.L.S.Shorlin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 313, 851, 2000.
8. Наши измерения.

работы [29], имеющих в среднем $T_e = 9500$ К. Средний химсостав для CP-звезд с сильным полем получен по 4 звездам HD188041, 110066, 116458, 112413 из той же работы со средней температурой 9850 К и средним поверхностным полем $B_s = 3800$ Гс. Из таблицы видно, что различий между слабо намагниченными и сильно намагниченными звездами нет. Различие между нормальными и CP-звездами большое. Аномалия Si у слабо намагниченной звезды HD10221 в 3.5 раза больше, чем у сильно намагниченных звезд. Из приведенных в этом разделе данных также можно сделать вывод: величина поля не является определяющим фактором в создании условий для диффузии химических элементов. Разброс точек на зависимостях степени аномальности химсостава от магнитного поля, как показано в [30], очень большой. В этой же работе показано, что

тенденция усиления аномальности от магнитного поля статистически выявляется только до величины $B_s \sim 4 - 5$ кГс. С другой стороны, надо иметь в виду, что мы отбираем звезды для анализа по признаку пекулярности химсостава, который всегда будет максимальным вследствие фактора селекции. Мало вероятно, что в список пекулярных звезд могут быть внесены объекты со слабой пекулярностью. Это обстоятельство затрудняет исследование вблизи нижней границы значения магнитного поля, при которой химические аномалии исчезают, если такое существует. Фактор селекции искажает зависимость степени аномальности химсостава от величины поля в области его малых значений. Известно, что магнитное поле приводит к неравномерности распределения химических элементов по поверхности, но какое минимальное поле необходимо для этого? Из результатов исследования HD10221 [4] видно, что даже при поле в несколько десятков Гс химические элементы концентрируются под влиянием поля так же, как и в случае сильного поля.

5. *Заключение.* Как видно из этой работы, магнитное поле не строго влияет на степень аномальности химсостава, хотя известно, что оно влияет на распределение элементов по поверхности. Статистически зависимость ее от поля можно заметить [30], но разброс точек большой и только усреднение методом скользящего среднего показывает, что она существует. Различие химсостава отдельных CP-звезд в первую очередь вероятно зависит от особенностей химсостава протозвездных облаков, силы ветра, величины микротурбуленции. Изучить зависимость химсостава от поля в области слабых полей трудно вследствие наблюдательной селекции. К CP-звездам относят обычно только те объекты, которые имеют относительно сильные химические аномалии, если учесть методику отбора. Поэтому на рассматриваемой зависимости имеется дефицит слабо пекулярных объектов по отношению к сильно пекулярным объектам, и зависимость, очевидно, искажена в пользу сильно пекулярных звезд. Так мы пытаемся объяснить сильные химические аномалии у звезд со слабым полем.

Как видно из оценок скорости вращения звезды (37.5 км/с) она существенно меньше, чем у нормальных звезд той же температуры (120 км/с).

Этот факт противоречит гипотезе потери момента вращения CP-звезд под влиянием магнитного поля.

Часть работы была сделана при помощи Болгарского Фонда научных исследований, грант F-1403/2004.

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

² Институт астрономии с НАО-Рожен Болгарской Академии наук

SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF THE WEAK
MAGNETIC STAR HD220825 - κ PscYu.V.GLAGOLEVSKIJ¹, I.Kh.ILIEV², I.K.STATEVA²,
G.A.CHOUNTONOV¹

According to the program of research for the chemical abundance of CP stars with a weak magnetic field, the star HD220825 was investigated. It is shown, that it has a magnetic field $B_e < 100$ G. The chemical abundance, as appeared, on the average corresponds to CH stars with strong magnetic fields. On the basis of the results of this work and other data the conclusion is made that the magnetic field has a weak influence on the degree of anomaly of chemical abundance though this influence is doubtless. The weakness of the magnetic field creates difficulties for the hypothesis of braking with the participation of magnetic field.

Key words: *stars: magnetic fields - individual: HD220825*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В.Глаголевский, Г.А.Чунтонов, *Астрофизика*, **45**, 49, 2002.
2. Г.А.Чунтонов, *Отчет САО РАН за 1997 г.*, с.36.
3. Ю.В.Глаголевский, *Астрофизика*, **48**, 229, 2005.
4. Т.А.Рябчикова, В.М.Павлова, Е.С.Давыдова, Н.Е.Пискунов, *Письма в Астрон. ж.*, **22**, 917, 1996.
5. E.F.Borra, J.D.Landstreet, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **42**, 421, 1980.
6. L.-L.Leroy, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **114**, 79, 1995.
7. D.M.Pyper, S.J.Adelman, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **51**, 365, 1983.
8. M.J.Shallis, J.E.F.Baruch, A.J.Booth, M.J.Selby, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **213**, 307, 1985.
9. C.Megessier, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **72**, 551, 1988.
10. Yu.V.Gлаголевский, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **53**, 33, 2002.
11. F.Kerschbaum, H.M.Maitzen, *Astron. Astrophys.*, **246**, 346, 1991.
12. G.W.Preston, in *Stellar rotation*, ed. A.Sletteback, Dordrecht Reidel, 1970, p.254.
13. H.A.Abt, N.I.Morrell, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **99**, 135, 1995.
14. F.Royer, S.Grenier, M.-O.Baylac, A.F.Gomez, J.Zorec, *Astron. Astrophys.*, **393**, 897, 2002.
15. В.Г.Ключкова, И.М.Копылов, *Астрон. ж.*, **62**, 947, 1985.
16. A.Uesugi, I.Fukuda, *Revised Catalogue of Stellar Rotational Velocities*, Kyoto, 1982.

17. T.J.Kreidl, H.Schneider, Inf. Bull. Var. Stars, №3282, 1989.
18. V.E.Panchuk, I.I.Romanyuk, D.O.Kudryavtsev, in Magnetic Fields of Chemical Peculiar and Related Stars, Eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, Moskow, 2000, p.75.
19. I.Hubeny, T.Lanz, C.S.Jeffrey, in Newsletter on Analysis of Astronomical spectra, №20, eds. Jeffrey C.S., St.Andrews Univ., St.Andrews, 1994, p.30.
20. J.Kricka, in Proc. 20-th Stellar Conf. Nicolaus Copernicus Observatory and Planetarium, eds. J.Duchek, M.Zejda, Brno., 1998, p.73.
21. R.L.Kurucz, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programms and 2 km/s Grid, 1993.
22. F.Kupka, N.E.Piskunov, N.A.Ryabchikova, H.Stempels, W.Weiss, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 138, 119, 1999.
23. J.Budaj, I.Kh.Iliev, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 346, 27, 2003.
24. N.Grevesse, A.J.Sauval, Space Sci. Rev., 85, 161, 1998.
25. T.A.Ryabchikova, N.Nesvaril, W.W.Weiss et al., Astron. Astrophys., 423, 706, 2004.
26. O.Kochuchov, N.Piskunov, I.Ilyin et al., Astron. Astrophys., 389, 420, 2002.
27. M.Nishimura, K.Sadakane, K.Kato et al., Astron. Astrophys., 420, 673, 2004.
28. Ю.В.Глаголевский, Т.А.Рябчикова, Г.А.Чунтонов, Письма в Астрон. ж., 31, 363, 2005.
29. Т.А.Рябчикова, Письма в Астрон. ж., 31, 437, 2005.
30. Ю.В.Глаголевский, Астрон. ж., 71, 858, 1994.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ
ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД.
II. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
КЛАССИФИКАЦИИ ЗВЕЗД

В.И.МАРСАКОВА¹, И.Л.АНДРОНОВ^{1,2}

Поступила 15 апреля 2006

Принята к печати 20 сентября 2006

В данной работе приведены результаты обработки наблюдений выборки из 53 долгопериодических пульсирующих звезд (44 из них относятся к типу Миры Кита и 9 - к полуправильным переменным). Для этих звезд получен каталог характеристик индивидуальных циклов кривых блеска. Проведен корреляционный анализ характеристик индивидуальных циклов пульсаций для каждой звезды. Получен ряд диаграмм, которые связывают переменность характеристик индивидуальных циклов со средними параметрами переменности звезд и спектральным классом. На основании этих диаграмм предложены новые критерии классификации долгопериодических переменных звезд.

1. *Особенности кривых блеска. Классификация.* Основным отличием кривых блеска мирид и других долгопериодических пульсирующих звезд от классических пульсирующих звезд (например, типа δ Сер или RR Лут), кроме длительности периода, является сильная изменчивость кривой блеска от цикла к циклу.

Переход от мирид к полуправильным звездам и далее к неправильным переменным настолько плавный, что это затрудняет однозначную классификацию.

Полуправильные и неправильные переменные обычно являются красными гигантами и сверхгигантами. По современной классификации [1] различают четыре группы полуправильных: SRa, b, c, d (SR-semiregular), две группы неправильных - Lb, c и две группы звезд типа RV Тельца.

Долгопериодические переменные в основном принадлежат к спектральным классам K, M, S, C. Существуют и промежуточные типы MS, SC. Среди мирид только одна звезда X Cam имеет в максимуме спектральный класс K8.

Звезды трех основных классов M, C, S различаются в первую очередь содержанием элементов и в меньшей степени по температуре и светимости. Среди них встречаются объекты и промежуточных типов. Последовательность $M \rightarrow MS \rightarrow S \rightarrow SC \rightarrow C$, по-видимому, характеризует возрастание отношения содержаний углерода и кислорода. В [2] и [3] представлены результаты

содержания CNO для M-, MS-, S-, SC- и C-звезд, средние отношения C/O составляют 0.41 (M), 0.49 (MS), 0.57 (S), 0.95 (SC) и 1.15 (C).

Основной характеристикой мирид является большая амплитуда непрерывных изменений блеска, что очень способствует их обнаружению. Считается, что амплитуда изменения блеска типичной мириды в визуальном диапазоне должна быть не меньше 2^m ; некоторые авторы считают наименьшей амплитудой $2^{m.5}$ (см. например, [4]). Значение $2^{m.5}$ принято также и в ОКПЗ [5]. В спектрах большинства мирид видны эмиссионные линии водорода, а иногда и некоторых других элементов. В группе полуправильных переменных, очень похожих на мириды, но имеющих короткие периоды и меньшие амплитуды, эмиссия встречается реже.

Необходимо отметить, что у некоторых мирид также наблюдаются амплитуды около 2^m , если построить среднюю кривую за продолжительный период времени. Маттей и др. [6] предложили метод классификации по диаграмме амплитуда - изменение амплитуды, где под изменением амплитуды понимается ее среднеквадратичное отклонение от среднего значения на несколько десятков циклов. Эта классификация гораздо менее произвольна, чем традиционная, где многое определяется выбранным для исследования интервалом времени.

Классификация мирид по форме кривой блеска была предложена Людендорфом [7]. Как отмечается в [1], классификация Людендорфа - чисто феноменологическая, и для понимания физических процессов, протекающих в миридах, не имеет никакого практического значения, представляя лишь исторический интерес. Однако в работах Вардия [8,9] проведено применение этой классификации к большому количеству мирид, а также найдена зависимость вероятности обнаружения линии излучения молекулы H_2O от типа кривой блеска.

Меннесье и др. [10,11] сделана попытка классификации мирид и полуправильных переменных с помощью кластерного анализа. Им удалось распределить выборку из 355 звезд по 6 кластерам, используя такие характеристики *средних* кривых блеска, как период, амплитуда, асимметрия и т.п., а также их среднеквадратичные отклонения. Это распределение четко отражает отличие звезд спектральных классов M и C, однако, в остальном, переход между кластерами является достаточно плавным.

Кудашкина и Андронов [12] разделили долгопериодические пульсирующие переменные на несколько групп по значениям среднего периода. Они также указывают, что для этих групп такие характеристики, как асимметрия, спектральный класс, наличие мазерного излучения несколько различны, и на основании этого можно расположить их в эволюционной последовательности. Также Кудашкина и Андронов [13] провели корреляционный анализ пар характеристик Фурье-аппрокси-

машии средних фазовых кривых блеска мирид и пришли к выводу, что на некоторых из этих зависимостей звезды группируются в определенные кластеры.

Следует отметить, что все перечисленные попытки классификаций относятся, прежде всего, к средним кривым блеска, которые существенно зависят от выбранного интервала времени, в течение которого рассматривается кривая блеска. Поэтому они, как правило, позволяют классифицировать *данную звезду в данный интервал времени*. Если мы обратимся к реальной, конкретной звезде и пронаблюдаем ее достаточно долго, то увидим, что у нее изменяется не только период, но и форма кривой блеска. Таким образом, у одной и той же звезды от цикла к циклу можно найти признаки почти всех выше перечисленных подклассов. Наблюдаются также вековые изменения вида кривой блеска, как например, у звезд с прогрессивными изменениями периодов [14], циклические изменения кривой блеска, почти у всех мирид время от времени наблюдаются горбы или ступеньки на восходящей ветви, но далеко не во всех циклах - такие глобальные преобразования видны только при наблюдениях порядка десятков лет. Однако изменяемость кривой блеска может служить не только помехой для классификации, но и ее дополнительным критерием, если удастся выявить закономерности изменения кривых блеска со временем.

Также было бы интересно проследить корреляцию молекулярных линий в спектре одной звезды (а также других наблюдаемых характеристик) с изменением кривой блеска в течение продолжительного интервала времени. Однако такие исследования требуют очень продолжительных спектральных наблюдений, что возможно только в рамках глобальных проектов.

2. Изменения кривых блеска мирид со временем. Многими авторами проводились различные исследования изменений кривых блеска мирид от цикла к циклу.

Нудженко [15] исследовала изменения периодов мирид по *O-C* диаграммам. Она указывает на то, что у звезд с большими периодами амплитуда изменений периода больше, а также, что звезды с более короткими периодами дольше сохраняют постоянные значения периодов.

Изменения высоты максимума для некоторых звезд исследованы в [16]. Хэрингтон [17] рассчитал коэффициенты корреляции между разностью звездных величин в последовательных максимумах и продолжительностью периода между этими максимумами. Эта корреляция наблюдается довольно часто, однако, не у всех исследуемых звезд. Автор работы [18] попытался найти зависимость между параметрами средней кривой блеска (период, амплитуда, асимметрия) и величиной этого коэффициента корреляции.

Маттей и Фостер [19] провели полиномиальный анализ изменений

таких параметров, как амплитуда, период, звездные величины в максимуме и минимуме, а также времена возрастания и убывания блеска со временем для 51 долгопериодической переменной звезды спектральных классов S и C.

Айлз и Соо [20-23] провели корреляционный анализ достаточно большого количества (20) параметров индивидуальных циклов у более двух десятков мирид. Они отмечают, что изменения от цикла к циклу не являются полностью случайными, однако найденные корреляции существенно изменяются от звезды к звезде.

Из попыток теоретического объяснения изменений от цикла к циклу следует отметить следующие.

Кудашкина и Рудницкий [24] связывают возникновение горбов на восходящей ветви с прохождением ударной волны в атмосфере мириды. В этой работе построена численная модель распространения ударной волны в атмосфере мириды, главным результатом которой является время движения волны в атмосфере звезды до потери ею способности нагревать газ до температуры достаточной для ионизации. Полученное время (от 20 до 35 суток) хорошо согласуется со средней продолжительностью "горба" на восходящей ветви кривой блеска.

В [25,26] проведено моделирование кривых блеска углеродных звезд и были получены циклические изменения среднего блеска с характерными временами порядка 500-2000 дней, вызванные сложным взаимодействием между формированием частиц, переносом энергии и давлением излучения на частицы. Винтерс и др. [27], сравнивая наблюдаемые кривые блеска с вычисленными, предполагает, что подобные изменения могут быть вызваны "внешним-механизмом".

Существует несколько звезд, у которых изменения периода носят характер векового уменьшения (в случае W Drg - увеличения) периода. Далее мы будем называть их "звезды с прогрессивными изменениями периодов". Вуд и Зарро [28] предложили гелиевую вспышку как возможную причину этих изменений и нашли хорошее согласие этой теории с наблюдаемыми изменениями периода (и, соответственно, светимости) у трех мирид R Aql, R Hya, W Drg. Позднее было обнаружено [29,30] резкое уменьшение периода у T UMi, и авторы также отнесли ее к этой стадии эволюции.

Однако теория пока не в состоянии объяснить все сложные изменения кривых блеска, наблюдающиеся у мирид и других долгопериодических звезд. Возможно, сказывается недостаточная наблюдательная классификация этих изменений, что, в свою очередь, требует рассмотрения переменности звезд на протяжении больших временных интервалов.

В данной работе проведено обобщение многих из перечисленных исследований. Она включает в себя как подробный анализ кривых изменения характеристик индивидуальных циклов с целью их класси-

фикации, так и корреляционный анализ от 25 до 40 (в соответствии с характером нерегулярностей) параметров индивидуальных циклов звезд, а также "вторичный корреляционный анализ" полученных коэффициентов корреляции с параметрами средних кривых блеска между собой и с некоторыми другими параметрами, такими как спектральный класс, степень изменения периода и др.

Мы исследовали выборку из 53 звезд, в основном мирид. Но для уточнения параметров классификации нами были включены также 9 полуправильных звезд в основном из числа тех, для которых предлагалась переклассификация по другим работам [6,10,11].

Нами были использованы наблюдения из баз данных Ассоциации Французских Наблюдателей Переменных Звезд AFOEV [31] и Японской Лиги Наблюдателей Переменных звезд VSOLJ [32]. Они охватывают переменность в интервале до 80 лет, начиная с 1921г. Конечная дата различная для разных звезд, так как базы данных пополнялись с течением времени. Такой длинный ряд наблюдений был использован для того, чтобы исследовать вековые изменения периода и большое количество индивидуальных циклов переменности у долгопериодических пульсирующих звезд.

Подробное описание методики обработки наблюдений приведено в статье данного цикла "I. Методы анализа наблюдений" [33].

3. Результаты корреляционного анализа параметров индивидуальных циклов. Для этого анализа использовались 52 звезды. В эту выборку не вошла RX UMa, у которой не сохраняется средний период, и которая была однозначно отнесена к полуправильным переменным звездам.

Корреляции между параметрами индивидуальных циклов различны для разных звезд. В табл.1 приведен список корреляций, для которых средний модуль коэффициента корреляции по 52 звездам превышает 20% (это значение выбрано условно). Также в этой таблице указано количество звезд, для которых эта корреляция является значимой (т.е. $\rho/\sigma_\rho > 3$), причем отдельно указано количество звезд, для которых она положительна (N_+) и для которых она отрицательна (N_-). Также указаны минимальные и максимальные коэффициенты корреляции среди звезд, для которых корреляция значима.

Из этих корреляций наиболее важными являются корреляция амплитуды с периодом ($\rho_2, \rho_4, \rho_8, \rho_{11}$), а также звездных величин в максимуме и минимуме (ρ_9, ρ_6) с периодом. В корреляциях ρ_2 и ρ_{11} 4 звезды имеют коэффициенты корреляции, которые противоположны по знаку корреляциям у остальных звезд. У многих из них это вызвано систематическими изменениями амплитуды: у U CMi ($\rho_2 < 0$) наблюдаются цикли-

ческие изменения амплитуды; у R Dга ($\rho_{11} < 0$) - увеличение амплитуды (это будет обсуждаться далее, см. табл.11). Во многих случаях невысокий коэффициент корреляции может быть связан с тем, что, как в случае T Сер [34], между изменениями амплитуды и периода существует некоторый сдвиг во времени.

Таблица 1

КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ЦИКЛОВ, НАИБОЛЕЕ ЧАСТО ВСТРЕЧАЮЩИЕСЯ У ДПП

	Параметр	Параметр	$\langle \rho \rangle \times$ 100	$N_{3\sigma}^-$	$N_{3\sigma}^+$	$\rho_{min} \times$ 100	$\rho_{max} \times$ 100
ρ_1	Блеск в предыдущем минимуме	Блеск в последующем минимуме	40	0	18	43	90
ρ_2	Амплитуда нисходящей ветви	Период между минимумами	38	2	12	-92	65
ρ_3	Блеск в текущем максимуме	Блеск в предыдущем минимуме	37	1	17	-62	89
ρ_4	Амплитуда нисходящей ветви	Период между текущим и последующим максимумами	31	0	13	46	69
ρ_5	Блеск в последующем максимуме	Разность блеска между предыдущим и последующим минимумами	31	9	0	-71	-38
ρ_6	Разность блеска между текущим и предыдущим максимумами	Период между минимумами	30	1	7	-53	65
ρ_7	Блеск в последующем минимуме	Обратный наклон нисходящей ветви	28	15	0	-72	-35
ρ_8	Амплитуда восходящей ветви	Период между минимумами	28	0	6	40	79
ρ_9	Блеск в текущем максимуме	Период между минимумами	28	7	0	-64	-46
ρ_{10}	Блеск в текущем максимуме	Блеск в последующем максимуме	26	1	5	-42	80
ρ_{11}	Амплитуда восходящей ветви	Период между текущим и последующим максимумами	23	2	4	-47	60

Корреляции ρ_1 и ρ_5 свидетельствуют о наличии систематических изменений среднего блеска (эти изменения также отражены далее в табл.10).

Определенную информацию о стабильности амплитуды несет корреляция ρ_3 . Здесь противоположный по знаку коэффициент корреляции наблюдается у V Boo, для которой характерно уменьшение амплитуды и изменение

характера переменности, более характерное для полуправильных звезд. Однако, поскольку эта корреляция встречается не во всех звездах, представляет интерес ее связь с другими параметрами переменности.

4. *Взаимосвязь переменности характеристик индивидуальных циклов и средних параметров переменности звезд.* Следующий этап нашего анализа заключался в том, чтобы выяснить, зависят ли параметры переменности индивидуальных циклов, в том числе и коэффициенты корреляции, от параметров средних кривых блеска, а

Таблица 2

ОБОЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗД

SP	Спектральный класс в максимуме
$SP2$	Спектральный класс в минимуме
$\langle P \rangle$	Средний период
$\langle Am \rangle$	Средняя амплитуда
$\langle As \rangle$	Средняя асимметрия
Δt_{max}	Разброс индивидуальных периодов между максимумами
Δt_{min}	Разброс индивидуальных периодов между минимумами
ΔM	Разброс среднего блеска
ΔAm	Разброс индивидуальных амплитуд
Δt_{RP}	Статистически оптимальная полуширина фильтра при аппроксимации методом скользящих парабол кривой блеска

также таких параметров, как спектральный класс, количество горбов, отнесенное к количеству максимумов, полуширина фильтра при аппроксимации скользящими параболом и др. В табл.2 мы приводим список обозначений, используемых для этого анализа.

Параметры $\langle P \rangle$, $\langle Am \rangle$, $\langle As \rangle$, s относятся к средней фазовой кривой блеска, разбросы (Δt_{max} , ΔAm и др.) вычислялись как разность максимального и минимального значения по параметрам индивидуальных циклов.

Особого внимания заслуживает вычисление численного показателя для спектрального класса. Как указывалось, мириды в основном принадлежат к спектральным классам M, S, C, причем существуют и промежуточные типы MS, SC. Только одна мирида, присутствующая также и в нашем исследовании, X Cam, имеет в максимуме спектральный класс K8. Как указывалось, последовательность $M \rightarrow MS \rightarrow S \rightarrow SC \rightarrow C$ характеризует возрастание отношения содержания углерода и кислорода. Опираясь на это положение, численный показатель спектрального класса вычислялся следующим образом:

$$SP = \begin{cases} \text{Спектральный класс ОКПЗ} & \text{для M} \\ \text{Спектральный класс ОКПЗ} + 10 & \text{для S} \\ \text{Спектральный класс ОКПЗ} + 20 & \text{для C.} \end{cases}$$

Для X Сам принималось $SP = -2$. Аналогичным образом вычислялся параметр $SP2$.

В табл.3 перечислены наиболее значимые корреляции между различными характеристиками переменности звезд. Зависимости различных параметров от амплитуды и спектрального класса далее обсуждаются отдельно.

Зависимости параметров переменности от спектрального класса. Как видно из рис.1, наибольшее среднее значение амплитуды наблюдается

Таблица 3

КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ПЕРЕМЕННОСТИ 52 ЗВЕЗД

Параметр	Параметр	ρ	ρ/σ_p
SP	Δt_{RP}	0.70	7.0
$\Delta t_{min} / \langle P \rangle$	$\Delta Am. / \langle Am. \rangle$	0.70	6.8
$\Delta t_{max} / \langle P \rangle$	$\Delta Am. / \langle Am. \rangle$	0.58	5.0
Δt_{max}	$\langle Am. \rangle$	-0.63	5.8
Δt_{RP}	$\langle Am. \rangle$	-0.52	4.4
ΔM	ρ_3	0.51	4.2

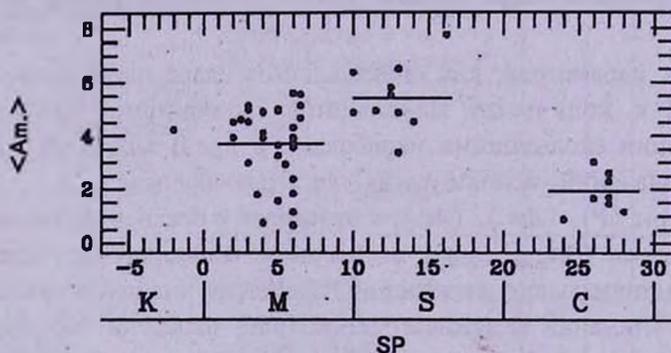


Рис.1. Зависимость амплитуды средней кривой блеска от спектрального класса. Горизонтальными линиями показаны средние значения для спектральных классов М, С, S.

Таблица 4

СРЕДНИЕ ВЕЛИЧИНЫ АМПЛИТУДЫ, ОТНОСИТЕЛЬНЫХ РАЗБРОСОВ АМПЛИТУДЫ И СРЕДНЕГО БЛЕСКА, А ТАКЖЕ РАЗБРОСА ПЕРИОДОВ МЕЖДУ МАКСИМУМАМИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Спектр. класс	$\langle Am. \rangle$	$\Delta Am. / \langle Am. \rangle$	$\Delta M / \langle Am. \rangle$	Δt_{max}
M	3.7 ± 1.4	0.78 ± 0.65	0.4 ± 0.3	61 ± 27
S	5.6 ± 1.9	0.25 ± 0.08	0.3 ± 0.1	58 ± 23
C	2.2 ± 1.0	0.72 ± 0.6	0.7 ± 0.5	106 ± 40

у звезд спектрального класса S, а наименьшее у класса C. У звезд спектрального класса M нет четкого разграничения на мириды и полуправильные переменные.

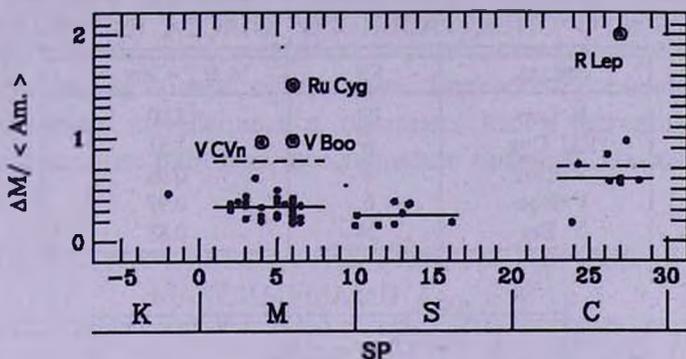


Рис.2. Зависимость относительного разброса среднего блеска от спектрального класса.

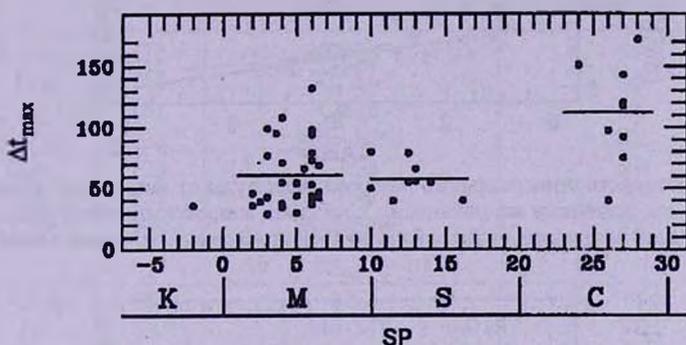


Рис.3. Зависимость разброса индивидуальных периодов между максимумами от спектрального класса.

Для относительных разбросов амплитуды, среднего блеска и разброса периодов между максимумами наблюдается обратная картина (рис.2, 3): эти величины больше всего для класса C и меньше всего для спектрального класса S. Средние значения этих величин указаны в табл.4 (большие погрешности связаны с "выпадающими" звездами).

Однако существует несколько звезд, которые сильно выделяются из основной массы звезд на этих диаграммах. Их характеристики приведены в табл.5 и 6.

Таблица 5

ЗВЕЗДЫ С АНОМАЛЬНО БОЛЬШИМИ ЗНАЧЕНИЯМИ ОТНОСИТЕЛЬНОГО РАЗБРОСА АМПЛИТУДЫ

Звезда	SP	$\langle Am. \rangle$	$\Delta Am. / \langle Am. \rangle$
RU Cyg	6	0.67	3.72
V Cvn	4	0.76	3.32
V Boo	6	1.15	3.00

ЗВЕЗДЫ С АНОМАЛЬНО БОЛЬШИМИ ЗНАЧЕНИЯМИ
ОТНОСИТЕЛЬНОГО РАЗБРОСА СРЕДНЕГО БЛЕСКА ДЛЯ
СВОЕГО СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА (см. рис.2)

Звезда	SP	$\Delta M / \langle Am. \rangle$
R Lep	27	2.00
RU Cyg	6	1.51
V Cvn	4	0.96
V Boo	6	0.97
Y Per	24	0.88

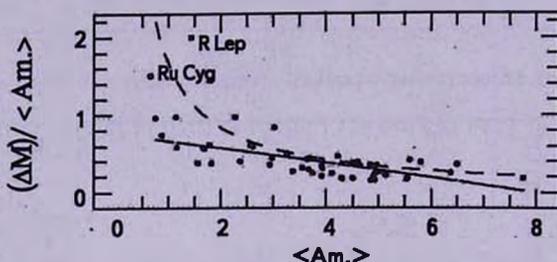


Рис.4. Зависимость относительного разброса амплитуды от амплитуды средней кривой блеска. Точки, обозначенные заполненными кружками, аппроксимированы прямой линией. Пунктирная линия соответствует гиперболе со средним значением, равным наблюдаемому.

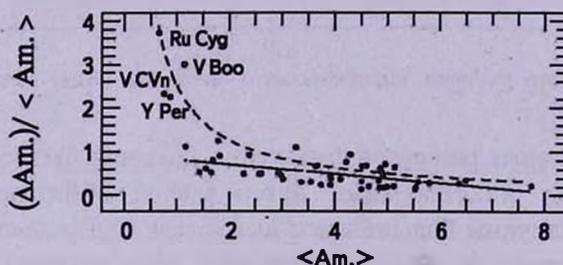


Рис.5. Зависимость относительного разброса среднего блеска от амплитуды средней кривой блеска. (Линии - см. подпись к рис.4.).

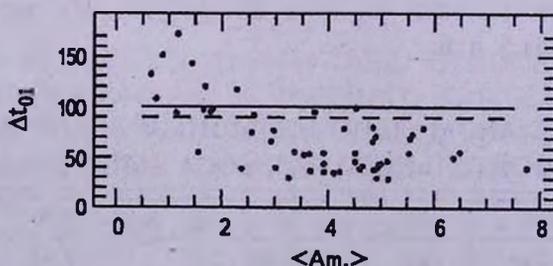


Рис.6. Зависимость разброса периода между максимумами от амплитуды средней кривой блеска. Сплошная линия соответствует значению 100^d , а пунктирная - 90^d .

Зависимости параметров переменности от амплитуды. Зависимости относительного разброса амплитуды, среднего блеска и разброса периодов между максимумами показаны на рис.4-6.

То, что на рис.4 и 5 амплитуда средней кривой блеска является и абсциссой и делителем ординаты, предполагает гиперболическую зависимость между этими величинами. Гиперболы, имеющие то же среднее значение по абсциссе и ординате, что и исходные данные, изображены на этих рисунках пунктирными линиями. На рис.5 данные

Таблица 7

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД С РАЗБРОСОМ ПЕРИОДОВ МЕЖДУ
МАКСИМУМАМИ $\Delta t_{max} > 90^d$

$\Delta t_{max} > 100^d$			
Звезда	Δt_{max}	Спектральный класс (ОКПЗ)	Тип переменности (ОКПЗ)
RS Cyg	172	C8.2e	SR
R Lep	143	C7.6e	M
Y Per	151	C4.3e	M
RU Cyg	132	M6e-M8e	SR
S Cam	120	C7.3e	SR
S Cep	117	C7.4e	M
V CVn	108	M4e-M8e	SR
$90^d < \Delta t_{max} < 100^d$			
W Dra	99	M3	M
T Ari	98	M6-M8	SR
SS Vir	97	C6.3e	SR
S Aql	95	M3-M5.5	SR
T Cas	95	M6e-M9e	M
V Boo	94	M6e	SR
W Cas	92	C7.1e	M

могут быть описаны такой гиперболой, хотя они имеют гораздо больший разброс в области меньших амплитуд. На рис.4 звезды из табл.4 ложатся на гиперболу в области малых амплитуд, но в то же время существует

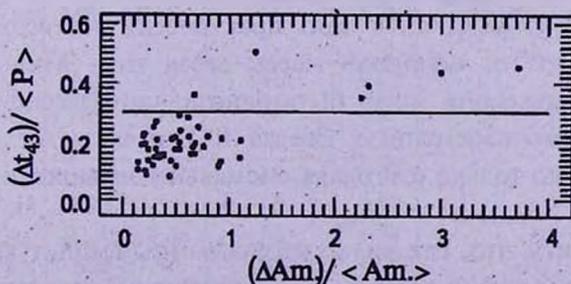


Рис.7. Зависимость относительного разброса периодов между минимумами от относительного разброса амплитуды.

последовательность звезд (мирид), которые лучше ложатся на прямую (с коэффициентом корреляции $\rho(\Delta Am./\langle Am. \rangle, \langle Am. \rangle) = -0.60$, $\rho/\sigma_p = 5.1$), чем на гиперболу.

Из рис.6 и табл.7 видно, что большинство мирид имеет разброс периодов между максимумами менее 90^d . В группу звезд с $\Delta t_{max} > 100^d$ входят мириды и полуправильные (по классификации ОКПЗ) переменные

Таблица 8

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД С ОТНОСИТЕЛЬНЫМ РАЗБРОСОМ ПЕРИОДОВ МЕЖДУ МИНИМУМАМИ $\Delta t_{min}/\langle P \rangle > 0.30$

Звезда	$\Delta Am./\langle Am. \rangle$	$\Delta t_{min}/\langle P \rangle$	Спектральный класс (ОКПЗ)	Тип переменности (ОКПЗ)
RU Cyg	3.72	0.45	M6e-M8e	SR
V CVn	2.32	0.39	M4e-M8e	SR
V Boo	3.00	0.44	M6e	SR
RS Cyg	1.25	0.5	C8.2e	SR
Y Per	1.16	0.35	C4e	M
W Dra	0.67	0.36	M3	M

спектрального класса С, а также две полуправильные звезды класса М. В переходную группу с $90^d < \Delta t_{max} < 100^d$ входят как полуправильные переменные, так и типичные мириды спектрального класса М.

На рис.7 показана зависимость относительного разброса амплитуды от относительного разброса периода между минимумами. На этом рисунке большинство звезд образуют тесную группу в области малых значений этих величин. Характеристики нескольких звезд, отстоящих от этой группы по значениям относительного разброса периода, даны в табл.8. По обоим параметрам наиболее сильно отстоят три звезды, уже знакомые нам по табл.5: RU Cyg, V CVn, V Boo.

5. Дополнительные параметры классификации. Таким образом, зависимость между параметрами изменений характеристик индивидуальных циклов может дать дополнительные критерии классификации долгопериодических переменных звезд.

Звезды RU Cyg, V CVn, V Boo практически на всех графиках существенно отстоят от основной массы звезд типа Миры Кита, и, таким образом, только они могут быть однозначно классифицированы как полуправильные переменные. Звезда R Lep также отличается от типичных мирид, но только благодаря аномально большим изменениям среднего блеска.

Следует отметить, что, как видно из диаграммы амплитуда - разброс периода между максимумами, мириды и полуправильные (по классификации ОКПЗ) переменные спектрального класса С образуют группу звезд с

Таблица 9 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
	R Cyg W And R And χ Cyg	S2.5,9-S6,9e S6,1e-S9,2e (M4-M10) S3,5-S8,8e (M7e) S6,2e-S10,4e	M M M M	5.80 6.37 6.49 7.75		Нерегулярн.
6	V CrB W Cas U Cyg S Cep S Cam SS Vir R Lep RS Cyg	C6,2e C7,1e C7,2-9,2e C7,4e C7,3e C6,3e C7,6e C8,2e	M M M SRa SRa M SRa	3.02 2.61 2.57 2.28 1.69 1.66 1.44 1.17		Уменьш. +нерегулярн. Циклич., нерегулярн. Увел. Параболическое изменение
7	S Aql Y Per	M3e-M5.5e C4,3e	SRa M	1.79 0.88		Нерегулярн. Нерегулярн.
8	V Boo V CVn RU Cyg RX UMa	M6e M4e-M6e M6e-M8e M5	SRa SRa SRa SRb	1.15 0.76 0.67 0.77		Уменьш.+циклич Циклич., нерегулярн. Уменьш. +нерегулярн. Нерегулярн., переключения различ. значений периодов
						Циклич. Циклич. Нерегулярн.

очень близкими характеристиками.

В табл.9 приведен список исследуемых звезд, их спектральные классы и тип переменности по ОКПЗ, а также качественное описание наличия изменений амплитуды и средней яркости. Звезды разделены на группы по типу изменений характеристик индивидуальных циклов и спектральному классу. В таблице отмечены только уверенно определенные изменения параметров. "Циклические" изменения не всегда подразумевают сохранение продолжительности цикла.

Еще одним дополнительным параметром, характеризующим мириды и полуправильные переменные, видимо, могут служить *вековые изменения амплитуды* (за исключением звезд на стадии гелиевой вспышки [14]).

Вековое увеличение амплитуды было обнаружено у 5 звезд (среди них 4 мириды и SS Vir, ранее классифицированная как полуправильная),

Таблица 10

КОЭФФИЦИЕНТЫ ВЕКОВЫХ ИЗМЕНЕНИЙ АМПЛИТУДЫ

Звезда	Коэффициент изменения (+ соответствует увеличению), зв. вел./год
S UMi	0.0055±0.0004
R Dra	0.009±0.001
W Peg	0.011±0.002
SS Vir	0.011±0.002
U CMi	0.029±0.008
RU Cyg	-0.0135±0.001
V Boo	-0.0274±0.001

Таблица 11

КОЭФФИЦИЕНТЫ ВЕКОВОГО УМЕНЬШЕНИЯ СРЕДНЕГО БЛЕСКА

Звезда	Коэффициент уменьшения, зв. вел./год
R LMi	0.023±0.002*
R Dra	0.0056±0.0007
V CrB	0.016±0.003

*Скачкообразное падение на 1^m.

вековое уменьшение обнаружено у двух звезд, для которых нами была подтверждена классификация как полуправильных переменных: RU Cyg и V Boo. Коэффициенты уменьшения со временем указаны в табл.10. Таким образом, можно предположить, что для некоторых мирид характерно вековое увеличение периода, в то время как для полуправильных переменных - его уменьшение.

Три звезды показывают уверенное уменьшение среднего блеска. Они указаны в табл.11. При этом у различных звезд это уменьшение носит как постепенный, так и скачкообразный характер.

Итак, наш анализ позволил нам отнести звезды из исследуемой выборки к следующим подтипам. (см. табл.9):

1. *Мириды на стадии гелиевой вспышки* (Средняя по группе амплитуда $\langle A_{\varphi} \rangle = 4^m.68$, спектральный класс M). Характерно резкое уменьшение периода, которое затем сменяется кратковременным увеличением и плавным уменьшением (см. подробности в [14]). Аналогично периоду изменяется и амплитуда.

2. *Мириды с циклическими изменениями периода и амплитуды* ($\langle A_{\varphi} \rangle = 3^m.25$, спектральный класс M). Кривые O-C показывают синусоидальные изменения. Циклы порядка 17-20 тыс. дней. Наиболее

четко выражены изменения у Т Сер: изменения периода сопровождаются изменением амплитуды, асимметрии и звездной величины горба на восходящей ветви, но между кривыми изменения этих параметров имеется сдвиг (1-4 цикла) [34].

3. *Типичные мириды спектрального класса M* ($\langle A_{\text{м}} \rangle = 4^{\text{м}}.36$). Кривая блеска регулярна, амплитуда существенно больше $2^{\text{м}}$. Для некоторых звезд характерно увеличение амплитуды. Составляют основную группу звезд на наших диаграммах.

4. *Малоамплитудные мириды* ($\langle A_{\text{м}} \rangle = 1^{\text{м}}.70$, спектральный класс M) отличаются только малой амплитудой ($<2^{\text{м}}$), все остальные параметры характерны для мирид. У X Орн заподозрена двойственность [35].

5. *Мириды спектрального класса S* отличаются наибольшими среди мирид амплитудами ($\langle A_{\text{м}} \rangle = 5^{\text{м}}.44$).

6. *Регулярные долгопериодические переменные спектрального класса C* ($\langle A_{\text{м}} \rangle = 2^{\text{м}}.06$). Характерны небольшие амплитуды, сильная зашумленность кривой блеска, кривая блеска нестабильна: период, амплитуда, асимметрия в определенных пределах меняются хаотически. В некоторых циклах возникают горбы или двойные максимумы на различных участках кривой блеска. Типичны сильные изменения среднего блеска. По приведенным выше диаграммам группа довольно однородна, независимо от классификации в ОКПЗ (M или SR), т.е. классификация долгопериодических переменных *спектрального класса C* не может производиться по тем же критериям, которые приняты для остальных звезд этого типа (амплитуда, регулярность).

7. *Переходный тип между M и SR* ($\langle A_{\text{м}} \rangle = 1^{\text{м}}.34$). У двух звезд наблюдаются переключения между регулярной переменностью, типичной для мирид и полуправильной переменностью с существенно худшей периодичностью и существенно меньшей амплитудой. На некоторых из наших диаграмм данные звезды выпадают из группы мирид.

8. *Полуправильные переменные* (спектральный класс M, $\langle A_{\text{м}} \rangle = 0^{\text{м}}.84$). Очень низкая амплитуда, часто уменьшается со временем. Сильно меняется средний блеск. На большинстве приведенных диаграмм эти переменные отделяются от остальных звезд выборки.

Наши результаты находятся в хорошем согласии с [6], где тоже рассматривается классификация по диаграмме амплитуда - разброс амплитуды и предложена переклассификация для 5 звезд из рассматриваемой нами выборки.

Таким образом, в традиционной классификации долгопериодических пульсирующих звезд основными критериями являются средняя амплитуда и регулярность кривой блеска. Однако первый параметр, вследствие изменения со временем, часто не может быть точной характеристикой

звезды. Второй параметр является в большей степени качественным, что затрудняет классификацию с его помощью. Предложенный нами ряд параметров и диаграмм, использующих характер и диапазон изменений характеристик индивидуальных циклов, может быть использован в качестве численных характеристик "регулярности", на основе которых может проводиться классификация долгопериодических пульсирующих звезд.

Авторы выражают свою благодарность за полезное обсуждение В.П. Гринину и Е.П.Павленко.

¹ Астрономическая обсерватория и кафедра астрономии Одесского национального университета им. И.И.Мечникова, Украина

² Одесский Национальный морской университет,
Украина, e-mail: vlada@mail.od.ua il-a@mail.od.ua

INVESTIGATION OF VARIABILITY OF LONG-PERIODIC PULSATING STARS. II. ADDITIONAL CLASSIFICATION CRITERIA FOR VARIABLES

V.I.MARSAKOVA¹, I.L.ANDRONOV^{1,2}

The results of the analysis of the observation of 53 long period variables are presented (44 of these stars belong to Mira-type variables and 9 - to semiregular variables). The catalog of individual cycles characteristics is obtained for these stars. The correlation analysis of individual cycles characteristics is provided for each variable. The range of diagrams connecting variability of individual cycles characteristics with mean parameter of variability and spectral classes is obtained. The classification criteria for long periodic variables based on these diagrams is proposed.

Key words: *stars: long period variables: classification*

ЛИТЕРАТУРА

1. К.Гоффмейстер, Г.Рихтер, В.Венцель, Переменные звезды, Наука, М., 1990, с.360.
2. К. де Ягер, Звезды наибольшей светимости, Мир, М., 1984, с.137-139.
3. D.L.Lambert, V.V.Smith, M.Busso, R.Gallino, O.Straniero, Astrophys. J., 450, 302, 1995.

4. *L.A.Willson*, Jour. Amer. Assoc. Var. Star. Observ., 15, No.2., 228, 1986.
5. *П.Н.Холопов и др.*, Общий каталог переменных звезд. Т.1-3, Изд. 4-е, Наука, М., 1985.
6. *J.A.Mattei, G.Foster, L.A.Hurwitz et. al.*, Proc. ESA Symp. "Hipparcos-Venice' 97", Venice (Italy), 269, 1997.
7. *H.Ludendorff*, Stzb. Preuss. Akad. Wiss., vol. XX , 1932.
8. *M.S.Vardya*, Astron. Astrophys., 182, 75, 1987.
9. *M.S.Vardya*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 73, 181, 1988.
10. *M.O.Mennessier*, Astron. Astrophys., 144, 463, 1985.
11. *M.O.Mennessier, H.Boughaleb, J.A.Mattei*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 124, 143, 1997.
12. *Л.С.Кудашкина, И.Л.Андронов*, Кинем. физ. неб. тел., 10, 1, 41, 1994.
13. *L.S.Kudashkina, I.L.Andronov*, Proc. IAU Symp. №180 "Planetary Nebulae", Groningen (The Netherlands), 353, 1996.
14. *V.I.Marsakova*, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 203, 130, 2000.
15. *А.Г.Худженко*, Переменные звезды, 19, 4, 381, 1974.
16. *Л.С.Кудашкина*, Переменные звезды, 22, 6, 928, 1988.
17. *J.P.Harrington*, Astrophys. J., 70, 569, 1965.
18. *C.A.Feuchter*, Astron. J., 72, 702, 1967.
19. *J.A.Mattei, G.Foster*, Proc. IAU Symp. №177, "Carbon Star Phenomena", 120, 1998.
20. *J.E.Isles, D.R.B.Saw*, J. Brit. Astron. Assoc., 97, 106, 1987.
21. *J.E.Isles, D.R.B.Saw*, J. Brit. Astron. Assoc., 99, 121, 1989.
22. *J.E.Isles, D.R.B.Saw*, J. Brit. Astron. Assoc., 99, 165, 1989.
23. *J.E.Isles, D.R.B.Saw*, J. Brit. Astron. Assoc., 99, 275, 1989.
24. *L.S.Kudashkina, G.M.Rudnitskij*, Odessa Astron. Publ., 7, 63, 1995.
25. *A.J.Fleicher, A.Gauger, E.Sedlmayr*, Astron. Astrophys., 297, 543, 1995.
26. *S.Hofner, M.U.Feuchtinger, E.A.Dorfi*, Astron. Astrophys., 297, 815, 1995.
27. *J.M.Winters, A.J.Fleischer, A.Gauger, E.Sedlmayr*, Astron. Astrophys., 290, 623, 1994.
28. *P.R.Wood, D.M.Zarro*, Astrophysical Journal., 247, 247, 1981.
29. *J.Gal, K.Szatmary*, Astrophys. J., 297, 461, 1995.
30. *J.A.Mattei, G.Foster*, Jour. Amer. Assoc. Var. Star. Observ., 23, 106, 1995.
31. *E.Schweitzer et al.*, <http://cdsarc.u-strasbbg.fr/pub/af0ev/>.
32. *D.Nogami et al.*, <http://www.kusastro.kyoto-u.ac.jp/vsnet/>.
33. *И.Л.Андронов, В.И.Марсакова*, Астрофизика, 49, 433, 2006.
34. *V.I.Marsakova, I.L.Andronov*, Astron. Soc. Pacif. Conference Series, 203, 131, 2000.
35. *K.H.Hinkle, W.W.G.Scharlach, D.N.B.Hall*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 56, N1, 1, 1984.

TOROIDAL MAGNETIC FIELD IN PULSARS

D.M.SEDRAKIAN¹, R.KRIKORIAN²

Received 30 June 2006

The differential rotation of plasma in the core of pulsars ($\Omega_c \neq \Omega_s$) generates convective currents increasing with time which in turn generates the toroidal magnetic field. To avoid difficulties of physical interpretation inherent to the theory of general relativity we have adopted the tetrad approach to discuss the generation of the magnetic field in the core of the neutron stars. The results which we have obtained are in agreement with those obtained earlier.

Key words: *magnetic fields: pulsars*

1. *Introduction.* As it has been shown in paper [1], if in the core of a neutron star neutrons and protons are superfluid while electrons are normal, then the stationary rotating nuclear plasma is unstable with respect to the generation of convective currents and toroidal magnetic fields. This instability occurs only within the framework of Einstein's theory of General Relativity. To establish the existence of this effect it is not only important to know the relativistic form of the hydrodynamic equations but it is also necessary to adopt physically satisfactory definitions of electric and magnetic fields.

The equation of motion of a charged perfect fluid in general relativity in the case of stationary rotation can be written in the following form [1]

$$\frac{\partial P}{\partial x^\alpha} - \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) \frac{\partial \ln u^4}{\partial x^\alpha} + \frac{j^k F_{lk}}{c} = 0, \quad (1)$$

where the latin indices run from 1 to 4 and the greek indices from 1 to 3, the coordinates (x^1, x^2, x^3) denote respectively the spherical coordinates (r, ϑ, φ) . ρ and P are respectively the energy density and pressure of the fluid which with the aid of the equation of state can be expressed in terms of the density of particles n_i . The time component u^4 of the unit four velocity of the fluid, $u^i u_i = -1$, can be expressed in the form:

$$u^4 = \left(-g_{44} - 2 \frac{\Omega}{c} g_{34} - \frac{\Omega^2}{c^2} g_{33} \right)^{-1/2}. \quad (2)$$

In deriving the above expression we have taken into account the following relation [2]:

$$u^3 = \frac{\Omega}{c} u^4, \quad (3)$$

where Ω is the angular velocity of the fluid. The components of the metric tensor g_{α} for rotating neutron star can be expressed in the following way

$$\begin{aligned} -g_{44} &= e^{\nu} - \omega^2 e^{\mu} \sin^2 \vartheta, & g_{11} &= e^{\lambda}, & g_{22} &= e^{\mu} \\ g_{33} &= e^{\mu} \sin^2 \vartheta, & g_{34} &= 2\omega e^{\mu} \sin^2 \vartheta, \end{aligned} \quad (4)$$

where the functions ν, λ, μ and ω for the neutron star have been obtained in the paper [3].

In section 2 we introduce at every space time event of the domain under consideration a system of 4 mutually orthogonal unit vectors $e_{\bar{a}} (a=1, 2, 3, 4)$ with $e_{\bar{4}}$ timelike and tangent to the time coordinate line and $e_{\bar{\alpha}} (\alpha=1, 2, 3)$ spacelike with $e_{\bar{1}}$ and $e_{\bar{2}}$ respectively tangent to the coordinate lines x^1 and x^2 . Then we obtain the anholonomic form of the equation of motion (1) of the fluid.

In section 3 we derive the expression of the electric field in the core of the neutron star. To obtain the above expression we use the anholonomic form of the equation of motion written for both components of the core plasma: nuclear (superfluid) and electronic (normal). Using the anholonomic formulation of Maxwell equations we obtain the time derivative of the magnetic field expressed in terms of the space derivatives of the electric field. The later expression will permit us to show in section 4, that if the nuclear and electronic components are normal the time derivative of the magnetic field is equal to zero, but if the nuclear component is superfluid while the electronic component is normal, as it takes place in pulsars, then the generation of a toroidal magnetic field in the core of the star is possible.

2. Relativistic hydrodynamics - Anholonomic formulation. The gravitational fields of stationarily rotating stars are described by the tensor g_{α} whose components are independent of the time coordinate and in the general case the nonvanishing components are g_{34} and the diagonal components [2]. If Ω denotes the angular velocity of the star then g_{34} is proportional to Ω and the corresponding corrections to the diagonal components of the metric tensor, due to rotation, are proportional to Ω^2 . In order to describe the hydrodynamic properties of a charged fluid in such a gravitational field and to avoid difficulties of physical interpretation we shall adopt the tetrad approach. Let us introduce at every space-time event an orthonormal tetrad $e_{\bar{a}} (a=1, 2, 3, 4)$ whose time like member $e_{\bar{4}}$ is taken tangential to the time coordinate line. The physical meaning of $e_{\bar{4}}$ corresponds to the choice of an observer who is at rest with respect to the fluid rotating with angular velocity Ω . All physical quantities will be defined with respect to this observer. As to the space like components $e_{\bar{\alpha}} (\alpha=1, 2, 3)$ of the orthonormal tetrad it is conventional to choose $e_{\bar{1}}$, $e_{\bar{2}}$ tangential respectively to the coordinate lines r and ϑ . From the condition of normality one can obtain:

$$e_4^i = (0, 0, 0, 1/\sqrt{-g_{44}}), \quad e_1^i = (1/\sqrt{g_{11}}, 0, 0, 0), \quad e_2^i = (0, 1/\sqrt{g_{22}}, 0, 0). \quad (5)$$

The orthonormality conditions

$$g_{ij}e_3^i e_3^j = 1, \quad g_{ij}e_3^i e_4^j = 0 \quad (6)$$

yield for the component e_3^i the following expression:

$$e_3^i = \left\{ 0, 0, \frac{\sqrt{-g_{44}}}{\sqrt{g_{34}^2 - g_{33}g_{44}}}, \frac{g_{34}/\sqrt{-g_{44}}}{\sqrt{g_{34}^2 - g_{33}g_{44}}} \right\}. \quad (7)$$

The anholonomic form of the equation of motion (1) of a charged perfect fluid in stationary rotation may be exhibited in the following form:

$$-\partial_{\bar{\alpha}} \ln u^4 + \frac{\partial_{\bar{\alpha}} P}{\rho + P/c^2} + \frac{enu^{\bar{m}} F_{\bar{\alpha}\bar{m}}}{c(\rho + P/c^2)} = 0, \quad (8)$$

where the tetrad components of the electromagnetic field tensor $F_{\bar{a}\bar{b}}$, unit four velocity vector $u^{\bar{a}}$ and Pfaffian derivatives are respectively given by

$$\partial_{\bar{\alpha}} = e_{\bar{\alpha}}^i \partial_i, \quad u^{\bar{m}} = e_i^{\bar{m}} u^i, \quad F_{\bar{a}\bar{m}} = e_a^{\bar{m}} e_m^i F_{ij}. \quad (9)$$

Taking into account that all physical quantities in equation (8) do not depend on time and azimuthal coordinate φ , denoting

$$j^{\bar{m}} = enu^{\bar{m}}, \quad (10)$$

equation (8) may be expressed in the following form

$$-\partial_{\bar{\alpha}} \ln u^4 + \frac{\partial_{\bar{\alpha}} P}{\rho + P/c^2} + \frac{j^{\bar{m}} F_{\bar{\alpha}\bar{m}}}{c(\rho + P/c^2)} = 0, \quad (11)$$

where the index α takes only the values 1 and 2.

3. The electric field in the core of the neutron star. In the simplest model of a neutron star the core, consisting of nucleons (neutrons and protons) and electrons, is surrounded by a crust consisting of nuclei and electrons. Let us note that in the core of a neutron star the nucleonic component is superfluid and partially charged (protons), while the electronic part is normal and negatively charged. If we describe the friction between these two components by the four vector $N^{\bar{\alpha}}$ ($\alpha = 1, 2$), equation (11) gives respectively for nucleons and electrons the following equations of motion:

$$-\partial_{\bar{\alpha}} \ln u_s^4 + \frac{\partial_{\bar{\alpha}} P_s}{\rho_s + P_s/c^2} + \frac{j_s^{\bar{m}} F_{\bar{\alpha}\bar{m}}}{c(\rho_s + P_s/c^2)} = \frac{N_{\bar{\alpha}}}{\rho_s + P_s/c^2}, \quad (12)$$

$$-\partial_{\bar{\alpha}} \ln u_e^4 + \frac{\partial_{\bar{\alpha}} P_e}{\rho_e + P_e/c^2} + \frac{j_e^{\bar{m}} F_{\bar{\alpha}\bar{m}}}{c(\rho_e + P_e/c^2)} = -\frac{N_{\bar{\alpha}}}{(\rho_e + P_e/c^2)}. \quad (13)$$

The indices s and e denote respectively the nucleonic and electronic components of the plasma. In writing down these equations we have assumed that

the principle of action and reaction do hold (at least up to the term of the first order of v/c). Let us note that $N_{\bar{\alpha}}$ is different from zero only in the presence of electric currents in the plasma. If we denote by $j^{\bar{\alpha}}$ the tetrad components of these currents, then we have

$$j^{\bar{\alpha}} = j_s^{\bar{\alpha}} + j_e^{\bar{\alpha}}. \quad (14)$$

For later investigation it is convenient instead of equations (12) and (13) to use the equations obtained by respectively adding and subtracting equations (12) and (13). Taking into account equation (14) the difference of these two equations will take the following form:

$$(\rho_e + P_e/c^2) \left(-\partial_{\bar{\alpha}} \ln \frac{u_s^{\bar{\alpha}}}{u_e^{\bar{\alpha}}} \right) + (\partial_{\bar{\alpha}} P_e - \beta \partial_{\bar{\alpha}} P_s) + \frac{j^{\bar{\alpha}}}{c} F_{\bar{\alpha}\bar{4}} (1 + \beta) + \frac{j^{\bar{\beta}}}{c} F_{\bar{\alpha}\bar{\beta}} = N_{\bar{\alpha}} (1 + \beta), \quad (15)$$

where

$$\beta = \frac{(\rho_e + P_e/c^2)}{(\rho_s + P_s/c^2)}. \quad (16)$$

As we see β is the ratio of the relativistic energy density of electrons to the energy density of nucleonic matter. This ratio is very small compared to unity, i.e. $\beta \ll 1$, because the density and mass of nucleons are respectively two and three orders of magnitude higher than the corresponding quantities for electrons. Taking into account this fact, equation (15) simplifies and takes the following form:

$$(\rho_e + P_e/c^2) \left(-\partial_{\bar{\alpha}} \ln \frac{u_s^{\bar{\alpha}}}{u_e^{\bar{\alpha}}} \right) + \partial_{\bar{\alpha}} P_e + \frac{j^{\bar{\alpha}}}{c} F_{\bar{\alpha}\bar{4}} + \frac{j^{\bar{\beta}}}{c} F_{\bar{\alpha}\bar{\beta}} = N_{\bar{\alpha}}. \quad (17)$$

Now let us multiply respectively equations (12) and (13) by $\rho_s + P_s/c^2$ and $\rho_e + P_e/c^2$ adding them yields:

$$-\partial_{\bar{\alpha}} \ln u_s^{\bar{\alpha}} + \frac{\rho_e + P_e/c^2}{\rho_s + P_s/c^2} \partial_{\bar{\alpha}} \ln u_s^{\bar{\alpha}} + \frac{\partial_{\bar{\alpha}} (P_s + P_e)}{\rho_s + P_s/c^2} + \frac{(j_e^{\bar{m}} + j_s^{\bar{m}})}{c(\rho_s + P_s/c^2)} F_{\bar{\alpha}\bar{m}} = 0. \quad (18)$$

Let us simplify equation (18). Since in the core of neutron stars densities of degenerate neutrons, protons and electrons satisfy the following conditions: $n_n \gg n_e = n_p = n$ which imply the following inequalities

$$P_s \gg P_e, \quad \rho_s = mc^2 n_s \gg \frac{P_s}{c}, \quad j_e^{\bar{\beta}} \gg j_s^{\bar{\beta}}, \quad (19)$$

where m is the mass of the neutron. Taking into account the inequalities (19) equation (18) simplifies and takes the form:

$$\frac{\partial_{\bar{\alpha}} P}{n_s} = mc^2 \partial_{\bar{\alpha}} \ln u_s^{\bar{\alpha}} - \frac{j_e^{\bar{m}}}{cn_s} F_{\bar{\alpha}\bar{m}}. \quad (20)$$

As it is shown in ref. [4], the condition

$$\frac{\partial_{\bar{\alpha}} P}{n_s} = \frac{\partial_{\bar{\alpha}} P_e}{n} \quad (21)$$

is satisfied in the plasma in the core of neutron star. From (20) and (21) we derive the following expression for the spatial Pfaffian derivative of the pressure of the electronic component of the fluid

$$\partial_{\bar{\alpha}} P_e = mc^2 n \partial_{\bar{\alpha}} \ln u_s^4 - \frac{nj^{\bar{\beta}}}{n_s c} F_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}. \quad (22)$$

On the other hand, from eq. (17), taking into account the definition (10), we find

$$F_{\bar{\alpha}\bar{4}} = E_{\bar{\alpha}} = \frac{c}{enu_s^4} \left((\rho_e + P_e/c^2) \left(\partial_{\bar{\alpha}} \ln \frac{u_s^4}{u_e^4} \right) - \partial_{\bar{\alpha}} P_e - \frac{j^{\bar{\beta}}}{c} F_{\bar{\alpha}\bar{\beta}} + N_{\bar{\alpha}} \right). \quad (23)$$

Let us recall that $E_{\bar{\alpha}}$ are the components of the electric field as measured by an observer with 4-velocity $e_{\bar{4}}$, i.e. at rest with respect to the fluid rotating with angular velocity Ω .

Inserting eq.(22) into eq.(23) we finally obtain for the components of the electric field the following expression

$$E_{\bar{\alpha}} = \frac{mc^3}{e} \frac{\partial_{\bar{\alpha}} M}{u_e^4} + \frac{1}{enu_e^4} \left(1 + \frac{n}{n_s} \right) j^{\bar{\beta}} F_{\bar{\alpha}\bar{\beta}} + \frac{c}{enu_e^4} N_{\bar{\alpha}}, \quad (24)$$

where

$$M = \ln u_s^4 - \frac{\rho_e + P_e/c^2}{mc^2 n} \ln \frac{u_s^4}{u_e^4}. \quad (25)$$

4. The time derivative of the magnetic field in the core of neutron star. The time derivative of magnetic field is derived using the second pair of Maxwell's equation written in the following form

$$F_{\alpha\beta,4} = F_{\alpha 4,\beta} - F_{\beta 4,\alpha}. \quad (26)$$

For the case under consideration only the values 1 and 2 are taken by the indices α, β . Taking into account eq. (5) and (8) the anholonomic form of equation (26) is given by:

$$\partial_4 (e_{\bar{\alpha}}^{\bar{\alpha}} e_{\bar{\beta}}^{\bar{\beta}} F_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}) = \partial_{\bar{\beta}} (e_{\bar{4}}^{\bar{4}} e_{\bar{\alpha}}^{\bar{\alpha}} F_{\bar{\alpha}\bar{4}}) - \partial_{\bar{\alpha}} (e_{\bar{4}}^{\bar{4}} e_{\bar{\beta}}^{\bar{\beta}} F_{\bar{\beta}\bar{4}}). \quad (27)$$

Noting that $e_{\bar{4}}^{\bar{4}} = \sqrt{-g_{44}}$ and $e_{\bar{\alpha}}^{\bar{\alpha}} = \sqrt{g_{\alpha\alpha}}$ and the fact that the $g_{\mu\nu}$'s are time independent, equation (27) may be written as

$$\partial_4 F_{\bar{\alpha}\bar{\beta}} = \frac{1}{\sqrt{g_{\alpha\alpha} g_{\beta\beta}}} \left(\partial_{\bar{\beta}} (\sqrt{-g_{44}} \sqrt{g_{\alpha\alpha}} F_{\bar{\alpha}\bar{4}}) - \partial_{\bar{\alpha}} (\sqrt{-g_{44}} \sqrt{g_{\beta\beta}} F_{\bar{\beta}\bar{4}}) \right). \quad (28)$$

The equation above connects the time derivative of the magnetic field components to the spatial derivatives of the electric field components. To obtain

the final expression of the time derivative of the magnetic field components we have to insert eq. (24) into eq. (28).

Before performing this substitution, let us in the first member of the right hand side of eq. (24) express the Pfaffian derivative and u_e^4 in the terms of the corresponding holonomic components, then instead of eq.(24) we get

$$F_{\bar{\alpha}4} = E_{\bar{\alpha}} = \frac{mc^3}{e} \frac{1}{\sqrt{-g_{44}} \sqrt{g_{\alpha\alpha}} u_e^4} \partial_{\alpha} M - \frac{1}{enu_e^4} \left(1 + \frac{n}{n_s}\right) j^{\bar{\beta}} F_{\bar{\alpha}\bar{\beta}} + \frac{c}{enu_e^4} N_{\bar{\alpha}}. \quad (29)$$

Now let us suppose that at $t=0$ in the core of neutron stars the magnetic field and the currents $j^{\bar{\alpha}}$ generating it are equal to zero. In this case the last two terms of eq.(29) vanish and the electric field is given by

$$E_{\bar{\alpha}}(t=0) = \frac{mc^3}{e} \frac{1}{\sqrt{-g_{44}} \sqrt{g_{\alpha\alpha}} u_e^4} \partial_{\alpha} M \quad (30)$$

the substitution of eq. (30) into eq. (28) yields the following expression time derivative of the magnetic field components at $t=0$

$$\partial_4 F_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}(t=0) = \frac{mc^3}{e} \frac{1}{\sqrt{-g_{44}} \sqrt{g_{\alpha\alpha}}} \left(\partial_{\alpha} \left(\frac{\partial_{\bar{\beta}} M}{u_e^4} \right) - \partial_{\bar{\beta}} \left(\frac{\partial_{\alpha} M}{u_e^4} \right) \right). \quad (31)$$

If this derivative is equal to zero, the toroidal magnetic field and the corresponding convective currents will not be generated. On the other hand if this derivative is different from zero, then a toroidal magnetic field will be generating in the core plasma of neutron stars. This means that the plasma is unstable with respect to the generation of toroidal magnetic field in the core of neutron stars. Inserting the full expression for the electric field (29) into (28), we see that the time derivative of the magnetic field will decrease when the magnetic field and corresponding currents increase with time. Let us note that the vanishing of the time derivative defined by (29) determines the distribution of the resulting stationary magnetic field.

We thus see that the determination of the physical condition for the generation of the magnetic field coincide with the conditions setting eq. (31) different from zero.

Let us suppose the superfluid (neutrons and protons) and normal (electrons) components of the neutron star core rotate with the same angular velocity $\Omega_s = \Omega_e = \Omega$ in this case according to (2) $u_s^4 = u_e^4$. Taking into account (25) the right hand side of eq.(31) becomes equal to zero. Let us note that the equality $\Omega_s = \Omega_e$, which is a consequence of the stationary rotation, is also satisfied when all components of the core plasma are normal [4]. Thus under the above mentioned conditions there is no generation of toroidal magnetic field in the core of neutron stars. For the generation of toroidal magnetic field the necessary condition is $\Omega_s \neq \Omega_e$.

It is well known that the condition $\Omega_s \neq \Omega_e$ is realized in pulsars. Pulsars are rotating neutron stars whose crust angular velocity Ω_e decreases with time. The time derivative $\dot{\Omega}_e$ has been measured for various pulsars. The theoretical study of the dynamics of rotating pulsars show that the angular velocity Ω_s of the superfluid component is different from the angular velocity Ω_e of the normal component and their difference $\Delta\Omega$ is equal to $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_e = \tau\dot{\Omega}_e$, where τ is the relaxation time of superfluid vortices. The relaxation time depends on the friction coefficient between neutron vortices and normal matter. In the core of neutron star this time is large because of strong interaction between electrons and the magnetic field of neutron vortices [5]. So the angular velocity difference $\Delta\Omega$ can be of the order of Ω_s (i.e. $\Omega_s \gg \Omega_e$) during the time comparable with the life time of the pulsar. This means that the formulas for computation of the magnetic field in papers [4] and [1] will differ by the factor $\Delta\Omega / \Omega$ which in the case $\Omega_s \gg \Omega_e$ will be equal to one. The value of the magnetic field derivative, determined by (31), will be the same as in paper [1].

Thus the differential rotation of the plasma components in the core of pulsars ($\Omega_s \neq \Omega_e$) generate convective currents increasing with time which in turn generates the toroidal magnetic field.

A similar result was obtained in paper [1] using the holonomic formulation of hydrodynamic and electrodynamic equations in general relativity. To avoid difficulties of physical interpretation inherent to the theory of general relativity [4,1], in this paper we have adopted the tetrad approach to discuss the generation of the magnetic field in the core of neutron stars. The results we have obtained are in agreement with those of reference [1].

This work was completed while one of authors (D.M.S) was at the Institute d'Astrophysique de Paris as an EARA visiting scientist. D.M.S is also supported by the grant CRDF/NFSAT ARP2-3232-YE-04.

¹ Department of Physics, Yerevan State University, Armenia, e-mail: dsedrak@www.physdep.r.am

² College de France and Institute d'Astrophysique, Paris, France, e-mail: krikorian@iap.fr

ТОРОИДАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ПУЛЬСАРАХ

Д.М.СЕДРАКЯН¹, Р.КРИКОРЯН²

Дифференциальное вращение плазмы в ядре пульсаров ($\Omega_p \neq \Omega_c$) генерирует конвективные токи, возрастающие со временем, которые, в свою очередь, генерируют тороидальное магнитное поле. Для преодоления трудностей физической интерпретации, присущих общей теории относительности, мы использовали тетрадный формализм для обсуждения генерации магнитного поля в ядре нейтронных звезд. Результаты, полученные нами, согласуются с результатами полученными ранее.

REFERENCES

1. *D.M.Sedrakian*, *Astrofizika*, **49**, 97, 2006.
2. *J.B.Hartle*, *D.H.Sharp*, *Astrophys. J.*, **147**, 317, 1967.
3. *D.M.Sedrakian*, *G.G.Aroutyunian*, *E.V.Chubarian*, *Astron. J.*, **48**, 60, 1971.
4. *D.M.Sedrakian*, *Astrofizika*, **6**, 615, 1970.
5. *A.D.Sedrakian*, *D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.

AN INTERESTING NEBULAR OBJECT IN LDN 288

A.L.GYULBUDAGHIAN¹, J.MAY²

.Received 26 June 2006

Accepted 20 September 2006

In this paper the results of multi wavelength investigation of an unusual nebular object SNO 85 are presented. In 2MASS images this object looks like a star with a jet. In DSS2 *R* image the end of the jet is connected with an interesting symmetric structure, consisting of arcs and loops. Such a structure is seen also in the opposite direction from the central star, it is in favor of existence of two opposite jets, which repeat the rotation and precession movements of the central star. The results of ¹²CO observations of the dark nebula LDN 288, connected with SNO 85, are also given. From these observations the following results were obtained: SNO 85 is situated in a dense condensation and the neighbor B type star GSC 0625400181 is surrounded by a hollow cavity. The velocity of the dark cloud is ~2.5 km/s and its distance is estimated as (380-990) pc. The object SNO 85 itself is associated with an IRAS point source IRAS 17547-1832, the infrared colours of this source are typical for a not evolved source embedded in the dense dark cloud. This region is perhaps a star formation one because there is also another star with a straight jet in the vicinity of B type star GSC 0625400181.

Key words: (*ISM*): dark nebulae - individual: LDN 288

1. *Introduction.* It is well known that the stars of early spectral types make a cavity around themselves (in the surrounding molecular cloud, by stellar wind and/or radiation pressure) during their formation. Afterwards they ionize the matter of the cavity, and as a result we have an HII region around an early type star (see e.g. [1,2]). In this paper we investigate such an HII region around a B type star GSC 0625400181, we study also an interesting object SNO 85 [3] which looks like a star with a jet (or two jets). The latter draws a complicating figure because of simultaneous rotation and precession of the star connected with that jet. The results of ¹²CO observations are also given, which are in favor of the existence of a cavity around the star GSC 0625400181 in the molecular cloud LDN 288. Other examples of existence of spiral jets due to rotation and precession of stars connected with them are also presented in the paper.

2. *Results of ¹²CO observations.* The B type star GSC 0625400181 and the object SNO 85 are situated in the large dark cloud LDN 288. The ¹²CO (1-0) observations toward the vicinity of these objects were carried out in September 6, 2003 with the 15-m SEST (Swedish-ESO Submillimetre Telescope) telescope at Cerro La Silla, Chile. The telescope beam size at 115 GHz is 45" and the beam efficiency is 0.70. The positions toward the

source were observed with a spacing of $40''$ in frequency-switched mode with a frequency throw of 10 MHz. The telescope was equipped with a SIS detector and a high-resolution acousto-optical spectrometer with 1000 channels and a velocity resolution of 0.112 km/s.

The velocity of the molecular cloud is ~ 2.5 km/s. In Fig.1 the radio map of distribution of ^{12}CO in the velocity range (2-3) km/s is given. We can see from Fig.1 that there is a cavity around the star GSC 0625400181, while the object SNO 85 is situated in the densest part of the cloud. This cavity in the visible corresponds to an HII region around the star GSC 0625400181.

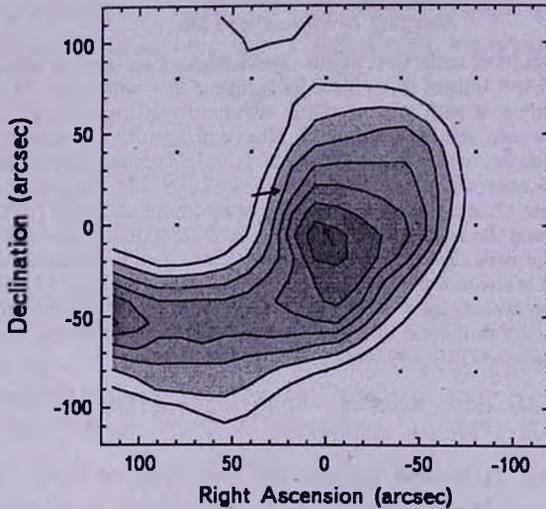


Fig.1. Integrated intensity map of CO emission toward SNO 85. The integration range is (2-3) km/s. Contours are from 12 to 18 K km/s in steps of 1 K km/s. The positions of SNO 85 (in the dense condensation) and the star GSC 0625400181 (in the cavity) are indicated by arrows.

3. *The object SNO 85.* SNO 85 is a very interesting nebular object in the Southern Hemisphere, discovered on ESO/SRJ plates and presented in [3]. In DSS2 images it looks like a nebular patch (see Fig.2), while in 2MASS images it shows up as a star with a jet (see Fig.3), and the end of this jet is seen also in the DSS2 images as a patch. This object in the CO map is situated in the dense condensation in the molecular cloud (see Fig.1). Looking at SNO 85 more carefully in the DSS2 *R* image it is possible to see a symmetric structure near the object (see Fig.2). This structure consists of loops and arcs. Assuming that the jet is rotating with the star and also participating in the precession movement of the star (the star might be double to account for precession), can explain the existence of arcs and loops at the end of the jet.

A similar structure is seen in the opposite side of the star 6 (see Fig.3). We can assume that there is a second jet in the opposite direction from

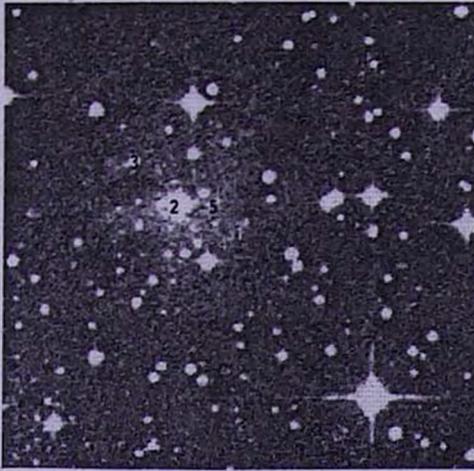


Fig.2. DSS2 *R* image of SNO 85. *N* is to the top, *E* to the left. The size of the image is 6' x 6'. 1 - the object SNO 85, 2 - the B type star GSC 0625400181, 3 - the star with a straight jet, 4, 5 - symmetric structures, consisting of arcs and loops.

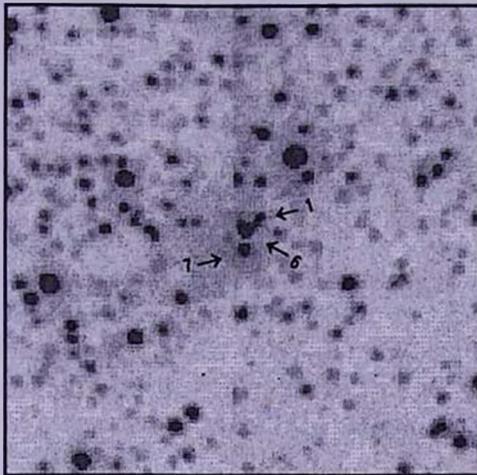


Fig.3. 2MASS *K* image of SNO 85. *N* is to the top, *E* to the left. The size of the image is 6' x 6'. 1 - the object SNO 85, 6 - the star connected with SNO 85, 7 - the neighbor star, invisible in optics.

star 6, and the end of this jet draws almost the same structure as the first one. The second structure in the visible coincides with the source VLA2 in [4] (see also Fig.4). The source VLA2 was obtained as a result of VLA observations at a wavelength 3.6 cm. The 3.6 cm radio continuum observations were carried out in 2004 March 27 using the VLA in the C configuration, providing an angular resolution of $\sim 4''$ (see [4]).

The jets ionize matter while they propagate through their trajectories. During a definite period of time the ionized matter remains unchanged (the

time of relaxation), afterwards recombination takes place. In [5] a formula for calculating the time of relaxation t^* of an ionized medium, after switching off the sources of ionization, is given:

$$t^* = 1/(n_e \cdot \Sigma A_{ci}), \quad (1)$$

where n_e is electron density, A_{ci} - recombination coefficients, the summing up is from 2 to infinity. The value of n_e in the HII regions usually is in the range $(10^2-10^3) \text{ cm}^{-3}$, hence the value of t^* will be in the range (150-1500) years (see [6]).

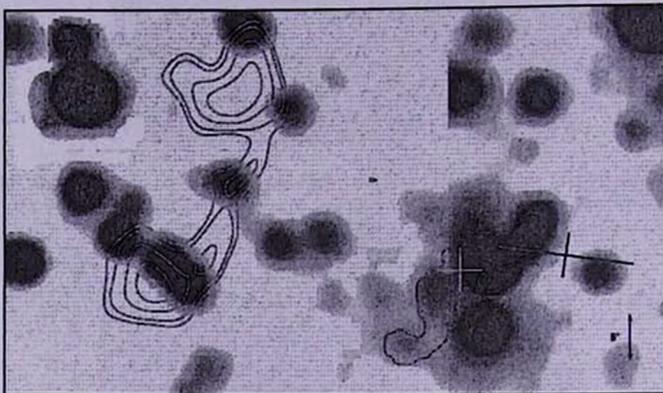


Fig.4. VLA 2 source (eastern contour map), IRAS 17547-1832 (large cross) and MSX 6 microns source (small cross) on the 2MASS K image of SNO 85. E is to the left, N to the top. The shape and position of VLA 2 coincides with structure 5 in Fig.3.

The star 6 (see Fig.3) is associated with an IRAS point source IRAS 17547-1832. The infrared colours of this source are such that the value of $R(3, 4) = \log((F(100) \cdot 60)/(F(60) \cdot 100))$ is $R(3, 4) = 0.5$ and hence $R(3, 4) > 0.3$. It means (see e.g. [7]) that IRAS 17547-1832 is not yet an evolved source embedded in the dark cloud.

4. *Distance to SNO 85.* Unfortunately we do not know the spectral type of the star GSC 0625400181 and, therefore, we cannot estimate the distance to SNO 85 directly.

SNO 85 is situated in the dark nebula LDN 288. Two stars with known spectra are projected on this cloud, and because this cloud is almost opaque, its distance should be larger or equal to the distance to these stars. These stars are as follows:

The star SAO 160937. The following data is available for this star in Vizier: $V = 8^m.8$, $B - V = 0^m.326$, spectral type is A1 III. For such a spectral type we have in [8]: $M_V = -0^m.1$, $(B - V)_0 = 0^m.1$. If we take $R_V = 3.2$, we will obtain $A_V = 0^m.823$ and hence the distance module $DM = V - M_V - A_V = 8^m.077$.

The star SAO 160953. From Vizier we have $V = 8^m.6$, $B - V = 0^m.347$,

B9 IV. For B9 IV we have in [8] $M_V = -0^m.2$ and $(B - V)_0 = 0^m.0$, and if $R_V = 3.2$ we obtain $A_V = 1^m.11$ and $DM = 7^m.69$.

For preceding two stars the mean distance module will be DM (mean) = $7^m.884$ and hence the corresponding mean distance will be $r(\text{mean}) = 380$ pc. It means that the distance to the cloud LDN 288 will be more or equal to 380 pc.

In [9] a new method of estimation of a distance to an unstable objects associated with star forming regions was suggested. If an object is associated with an OB-association (the distances to OB-associations are given in [10]) we can presume that the distance to the object is the same as the already known distance to the association. As an additional proof of the connection of object with the association is the similarity of the velocity of molecular cloud with the mean radial velocity of the stars forming the OB-association.

There is an OB-association Sct OB2 near the object SNO 85. For that association in [10] there are the following data: mean radial velocity of the stars is ~ 1.5 km/s, the distance to Sct OB2 is ~ 730 pc. The mean radial velocity is in good agreement with the given above velocity of LDN 288, namely 2.5 km/s. The value of distance to Sct OB2 can be improved by using more precise modern data for spectral types of the stars from that association. We used more precise data for these stars given in Vizier. These stars are as follows (the list of the stars belonging to the OB-association Sct OB2 we took from [11]):

The star SAO 142269. In Vizier for this star we have: $V = 9^m.57$, $B - V = 0^m.401$, spectral type is B2 V. For that spectral type in [8] we have $M_V = -2^m.9$ and $(B - V)_0 = -0^m.25$. If $R_V = 3.2$, then we obtain $A_V = 2^m.08$ and distance module $DM = V - M_V - A_V = 10^m.39$.

The star SAO 142335. In Vizier we have: $V = 10^m.52$, $B - V = 0^m.507$, spectral type is B2 V. For that spectral type in [8] we have $M_V = -2^m.9$, $(B - V)_0 = -0^m.25$. Taking $R_V = 3.2$, we obtain $A_V = 2^m.42$ and $DM = 11^m.0$.

The star SAO 161581. From Vizier we get: $V = 9^m.8$, $B - V = 0^m.87$ and spectral type B1 V. For that spectrum in [8] we have $M_V = -3^m.5$, $(B - V)_0 = -0^m.28$. If $R_V = 3.2$, we obtain $A_V = 3^m.68$ and $DM = 9^m.62$.

The star SAO 161701. In Vizier we have: $V = 9^m.42$, $B - V = 0^m.67$, spectral type is B0 V. For that spectral type in [8] we have: $M_V = -4^m.1$, $(B - V)_0 = -0^m.31$. If $R_V = 3.2$, we have $A_V = 3^m.14$ and $DM = 10^m.38$.

The star SAO 142489. For that star in Vizier we have: $V = 7^m.62$, $B - V = 0^m.54$, the spectral type is B0.5 V. For such a star in [8] we have $M_V = -3^m.8$ and $(B - V)_0 = -0^m.30$. If $R_V = 3.2$, we will obtain $A_V = 2^m.68$ and $DM = 8^m.73$.

The star SAO 142567. We have in Vizier $V = 7^m.81$, $B - V = 0^m.21$ and spectral type B1 V. In [8] for such a star we have $M_V = -3^m.5$, $(B - V)_0 = -0^m.28$.

If $R_v = 3.2$, we have $A_v = 1^m.57$ and $DM = 9^m.74$.

For the above 6 stars associated with Sct OB2, the mean DM will be $9^m.98$, and hence the distance to Sct OB2 is $r = 990 (\pm 100)$ pc. We can presume that this distance is more accurate than 730 pc in [10]. We can take as a distance to LDN 288 the value in the range (380-990) pc.

5. *Spiral structures due to rotation and precession of central stars.* There are other objects, besides SNO 85, which have also spiral structures due to rotation and precession of central stars. In Fig.5 the DSS2 images of three such objects are given. These objects are:

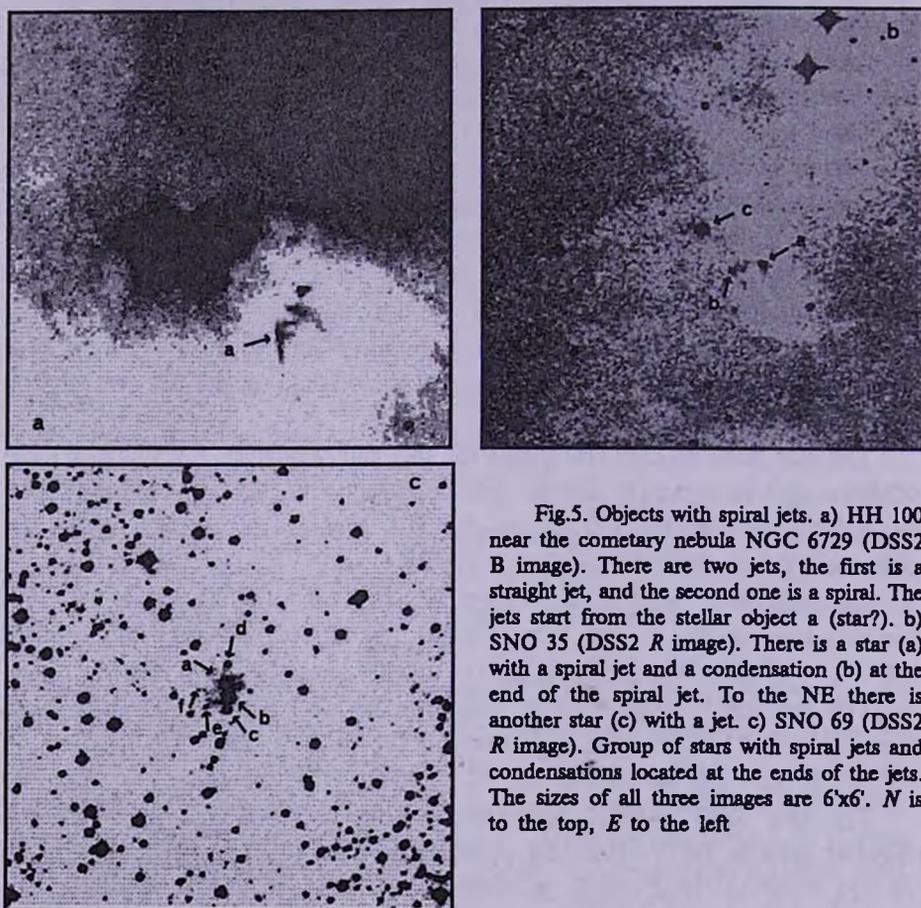


Fig.5. Objects with spiral jets. a) HH 100 near the cometary nebula NGC 6729 (DSS2 B image). There are two jets, the first is a straight jet, and the second one is a spiral. The jets start from the stellar object a (star?). b) SNO 35 (DSS2 R image). There is a star (a) with a spiral jet and a condensation (b) at the end of the spiral jet. To the NE there is another star (c) with a jet. c) SNO 69 (DSS2 R image). Group of stars with spiral jets and condensations located at the ends of the jets. The sizes of all three images are $6' \times 6'$. N is to the top, E to the left

a. HH 100 (see Fig.5a). It is situated near the well-known cone-like cometary nebula NGC 6729. There are two jets: one is a straight jet while the second one is spiral.

b. SNO 35 [3] (see Fig.5b). This object (a in Fig.5b) has a spiral jet, at the end of which there is a condensation (b in Fig.5b). There is another

star with a jet in its vicinity (object c in the Fig.5b).

c. SNO 69 [3] (see Fig.5c). It looks like a trapezium-like system, consisting of four stars. There are spiral jets, at the ends of which there are condensations. It seems that not only the jets, but also the condensations at their ends were thrown away from the stars (the same we can conclude on the preceding object).

In Table 1 we present R and near IR data on stars and condensations which were described in this paper. In Table 1 the following information is given: the number for each star (column 1), the name of each star (column 2), the values of R (column 3) and IR colours (columns 4-6) (from Vizier).

The first 4 objects correspond to the objects with numbers 2, 3, 6 and 7 in Fig.2; the fifth one to object a in Fig.5a; while 6, 7 and 8 correspond to objects a, b and c in Fig.5b; and finally numbers 9-14 correspond to the objects a - f in Fig.5c.

If we look at Table 1, we can see that the highest value for $H-K$ has the star 6, connected with the jet (jets). It means that that object has a rather low temperature. We assumed above that the star 6 is associated with the IRAS point source IRAS 17547-1832, which has the IR colours, corresponding to the colours of a source not yet evolved, which also means a low temperature.

Table 1

NEAR IR COLOURS FOR SEVERAL STARS

NN	Name	R	$R-J$	$J-H$	$H-K$
1	Fig.2 N2	12.3	2.24	0.37	0.26
2	Fig.2 N3	14.9	1.58	1.41	0.11
3	Fig.2 N6	---	---	1.32	3.13
4	Fig.2 N7	---	---	2.28	1.86
5	HH100 a	12.7	-2.02	1.26	-0.54
6	SNO 35 a	16.2	3.32	1.37	0.75
7	SNO 35 b	17.3	1.87	0.74	0.17
8	SNO 35 c	13.8	1.03	0.53	0.25
9	SNO 69 a	15.58	1.98	0.75	0.0
10	SNO 69 b	13.5	1.02	0.69	0.44
11	SNO 69 c	15.5	1.37	-0.14	0.99
12	SNO 69 d	17.0	1.46	0.60	0.06
13	SNO 69 e	17.6	2.69	1.06	0.83
14	SNO 69 f	17.32	2.59	1.29	0.74

We can also mention here the close similarity of IR colors of the two condensations connected with spiral jets in SAO 69 (objects e and f in Fig.5c).

6. *Conclusions.* A multi wavelength investigation of a starforming region embedded in the dark cloud LDN 288 was carried on. There are

several objects in this region: a B type star GSC 0625400181 surrounded by an HII region (object 2 in Fig.2), a star with a straight jet (object 3 in Fig.2) and a unique object SNO 85 [3] (object 1 in Fig.2). The results of ^{12}CO (1-0) observations of the region are given. The B type star is situated in a cavity in the molecular cloud, the object SNO 85 is embedded in a dense condensation in the molecular cloud. The object SNO 85 in 2MASS K image is a star with a jet, while in DSS2 R image only the end of the jet is visible and the star has disappeared. There is a strange symmetric object connected with the jet. A similar object is in the opposite direction from the star coinciding with a VLA source (at 3.6 cm) VLA2. These symmetric objects consist of arcs and loops and perhaps are due to the existence of two opposite jets connected with the star and participating in the simultaneous rotation and precession of the star.

In the paper three other examples of objects with spiral jets due to simultaneous rotation and precession of stars connected with these jets are also given.

Acknowledgements. We thank F.Azagra for helping with the reduction of the CO data. J.M. acknowledges the partial support from the Chilean Centro de Astrofisica FONDAF 15010003.

¹ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia, e-mail: agyulb@bao.sci.am

² Departamento de Astronomia, Universidad de Chile,
Casilla 36-D, Santiago, Chile, e-mail: jmay@das.uchile.cl

ИНТЕРЕСНЫЙ ТУМАННЫЙ ОБЪЕКТ В LDN 288

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН¹, Х.МАЙ²

В данной статье приводятся результаты исследования необычного нового туманного объекта SNO 85 в разных длинах волн. Этот объект на 2MASS изображениях имеет вид звезды с выбросом. На DSS2 R конец выброса связан с интересной симметричной структурой, состоящей из петель и арок. Подобная структура видна и на противоположной от звезды стороне, что может свидетельствовать о наличии двух выбросов, которые повторяют вращательные и прецессионные движения звезды. Приводятся результаты ^{12}CO наблюдений связанного с SNO 85 темного облака LDN 288. В результате этих наблюдений выяснилось, что SNO

85 находится в плотном сгущении, а находящаяся поблизости звезда GSC 0625400181 окружена полостью в молекулярном облаке. Скорость облака ~ 2.5 км/с, расстояние до облака оценено в (380-990) пк. Сам объект SNO 85 ассоциируется с точечным инфракрасным источником IRAS 17547-1832, инфракрасные цвета которого соответствуют непроэволюционировавшему источнику, погруженному в темное облако. Эта область, по-видимому, является областью звездообразования: имеется еще одна звезда с прямолинейным выбросом вблизи *B* звезды GSC 0625400181.

REFERENCES

1. Protostars and Planets, ed. T.Gehrels, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1979.
2. *A.L.Gyulbudaghian*, *Astrofizika*, 23, 295, 1985.
3. *A.L.Gyulbudaghian*, *J.May*, *L.Gonzalez*, *R.A.Mendez*, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 40, 137, 2004.
4. *C.Corrasco*, *A.L.Gyulbudaghian*, *Astron. Astrophys.*, 2006, in press.
5. *V.V.Sobolev*, Radiation energy transfer in the atmospheres of stars and planets, ed. GITTL, Moscow, 1956, p.351.
6. *A.L.Gyulbudaghian*, Second Doctoral Degree Thesis, Yerevan, 2000.
7. *J.Wouterloot*, *C.Walmsley*, *Astron. Astrophys.*, 168, 237, 1986.
8. *C.W.Allen*, *Astrophysical Quantities*, Athlone, London, 1973.
9. *A.L.Gyulbudaghian*, *Astrofizika*, 41, 585, 1998.
10. *I.Ruprecht*, *B.Balazs*, *R.E.White*, Catalogue of star clusters and associations, Suppl. 1, Budapest, 1970.
11. *H.U.Keller*, *Annalen der Universitats Sternwarten, Wien*, 29, 201, 1970.
12. *C.Carrasco-Gonzalez*, *R.Lopez*, *A.Gyulbudaghian*, *G.Anglada*, *C.W.Lee*, *Astron. Astrophys.*, 445, L43, 2006.

К ВОПРОСУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ОДНОМЕРНОЙ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

В.Д.БАДАЛЯН

Поступила 31 мая 2006

Принята к печати 20 сентября 2006

Исследована угловая зависимость коэффициента отражения электромагнитной волны при ее прохождении через одномерный квазипериодический слой диэлектрика. Обнаружено, что при определенном характере квазипериодичности системы возможен эффект всенаправленного отражения электромагнитной волны.

1. Введение. В последнее время вопросы распространения излучения в среде при наличии процессов рассеяния, испускания и поглощения привлекают к себе все более пристальное внимание как физиков и астрофизиков, так и представителей смежных наук. В ряде случаев практический интерес связан не с полем излучения, а с отражательными свойствами или с пропусканием диэлектрического слоя с заданной функцией диэлектрической проницаемости. В.А.Амбарцумян сформулировал принцип инвариантности, который послужил основой эффективного метода решения подобных задач [1,2]. В работах [3-6] с применением принципа инвариантности получены дифференциальные соотношения, позволяющие точно описать рассеяние плоской произвольно поляризованной электромагнитной волны в одномерной диэлектрической среде с произвольным показателем преломления. Недавно [7] этот метод применен к квазипериодической среде. Исследованы спектральные характеристики системы при наличии амплитудной и фазовой модуляции статической волны, описывающей диэлектрическую среду.

В настоящей работе представлены результаты дальнейшего исследования одномерных квазипериодических сред. Получена зависимость энергетического коэффициента отражения от угла падения электромагнитной волны.

2. Основные формулы. Смоделируем квазипериодическую среду статической волной диэлектрической проницаемости .

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_0 \left(1 + a(x) \sin^2 \left(\frac{2\pi}{\sigma(x)} x \right) \right), \quad (1)$$

где $a(x)$, $\sigma(x)$ - некоторые непрерывные функции (параметры модуляции); $\varepsilon_0 = \varepsilon(0)$.

Рассеяние энергии электромагнитной волны в диэлектрическом слое конечной толщины опишем с помощью коэффициентов отражения $R^{s,p}$ и прохождения $T^{s,p}$, которые выражаются через амплитуды прохождения ($t^{s,p}$) и отражения ($r^{s,p}$) s и p - поляризованных волн: $R^{s,p} = |r^{s,p}|^2$, $T^{s,p} = |t^{s,p}|^2$. Сами $t^{s,p}$ и $r^{s,p}$ являются решениями некоторой системы линейных дифференциальных уравнений и зависят, в частности, от угла падения α электромагнитной волны [4]. Для исследования угловых зависимостей амплитудных характеристик воспользуемся схемой расчета, описанной в [7]. Мы рассмотрим случай немагнитных сред, т.е. положим в основных формулах $\mu = 1$. Будем также пренебрегать поглощением энергии волны ($T^{s,p} + R^{s,p} = 1$).

3. Результаты и обсуждение. Сначала рассмотрим линейный профиль изменения параметров $a(x)$ и $\sigma(x)$:

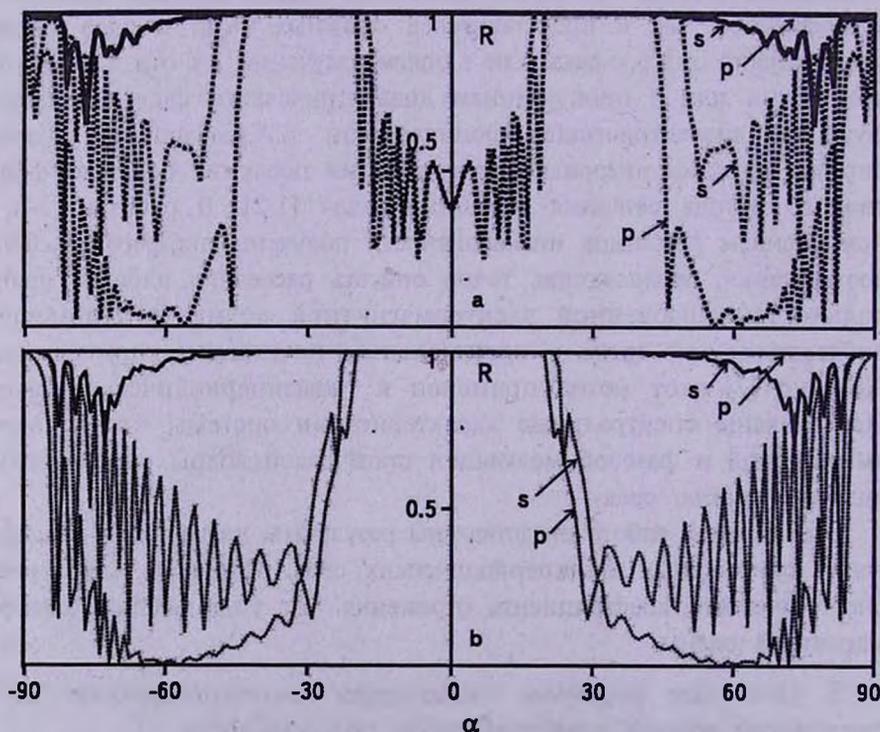


Рис.1. Функция $R = R(\alpha)$. Штриховые кривые: $a = 0.5$, $\sigma(x) = 0.42 \mu\text{m}$, сплошные кривые: $a = 0.5$, $\sigma_{\text{min}} = 0.38 \mu\text{m}$, $\sigma_{\text{max}} = 0.46 \mu\text{m}$, $d = 44 \mu\text{m}$, $\varepsilon_0 = 2.25$.

$$a(x) = \left(\frac{a_{\max} - a_{\min}}{d} \right) x + a_{\min}; \quad \sigma(x) = \left(\frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{d} \right) x + \sigma_{\min}, \quad (2)$$

где d - толщина слоя; a_m , σ_m - константы. Прежде всего исследуем случай, когда статическая волна обладает постоянной амплитудой периодичности ($a(x) = \text{const}$), но линейным характером изменения периода идентичности $\sigma(x)$.

На рис.1 представлена зависимость коэффициента отражения R от угла падения α . Штриховые кривые соответствуют случаю $a(x) = \text{const}$, $\sigma(x) = \text{const}$, т.е. идеально-периодической среде, а сплошные кривые - линейному профилю изменения $\sigma(x)$. Стрелками показаны кривые, отвечающие p - и s -поляризациям. Из рисунка видно, что как для идеально-периодической, так и квазипериодической среды существует ограниченная область угла падения падающего света, где коэффициент отражения максимален: $R \approx 1$. Это - угловая область дифракционного отражения. Рис.1 показывает, что наличие градиента периода идентичности приводит к существенному уширению этой области. Рис.1а соответствует длине волны нормально падающего света ($\lambda_1 = 0.65 \mu\text{m}$), находящегося вне запрещенной зоны идеально-

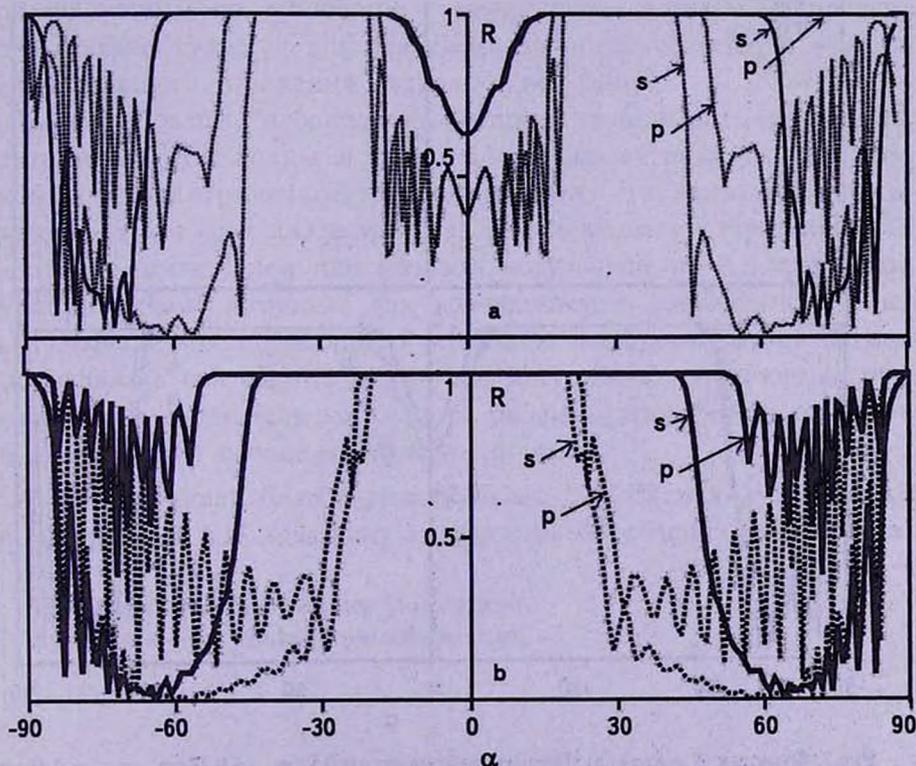


Рис.2. Функция $R = R(\alpha)$. Штриховые кривые: $a = 0.5$, $\sigma(x) = 0.42 \mu\text{m}$, сплошные кривые: $\sigma(x) = 0.42 \mu\text{m}$, $a_{\min} = 0.25$, $a_{\max} = 0.75$, $d = 44 \mu\text{m}$, $\epsilon_0 = 2.25$.

периодической среды. На рис.1b представлена та же зависимость для длины волны падающего света, находящегося в запрещенной зоне при нормальном падении ($\lambda_2 = 0.704\mu\text{m}$) [7]. Таким образом, согласно рис.1a, b, наличие градиента параметра $\sigma(x)$ приводит к практически важному эффекту: сильному отражению света с любой поляризацией и произвольным углом падения (этот эффект в английской литературе известен как "Omnidirectional reflection").

Рассмотрим теперь случай, когда $\sigma(x) = \text{const}$, а функция $a(x)$ изменяется по линейному закону. На рис.2a и b приведены кривые зависимости коэффициента отражения R от угла падения для длин волн $\lambda = 0.65\mu\text{m}$ (2a) и $\lambda = 0.704\mu\text{m}$ (2b). Сплошные кривые соответствуют линейному профилю амплитуды периодичности $a(x)$ (штриховые кривые, как и на рис.1, отвечают случаю $a(x) = \text{const}$, $\sigma(x) = \text{const}$). Из этих рисунков видно, что при больших углах падения отражение света с s -поляризацией, в отличие от предыдущего случая, значительно уменьшается, т.е. эффект "всенаправленного отражения" для s -волн отсутствует.

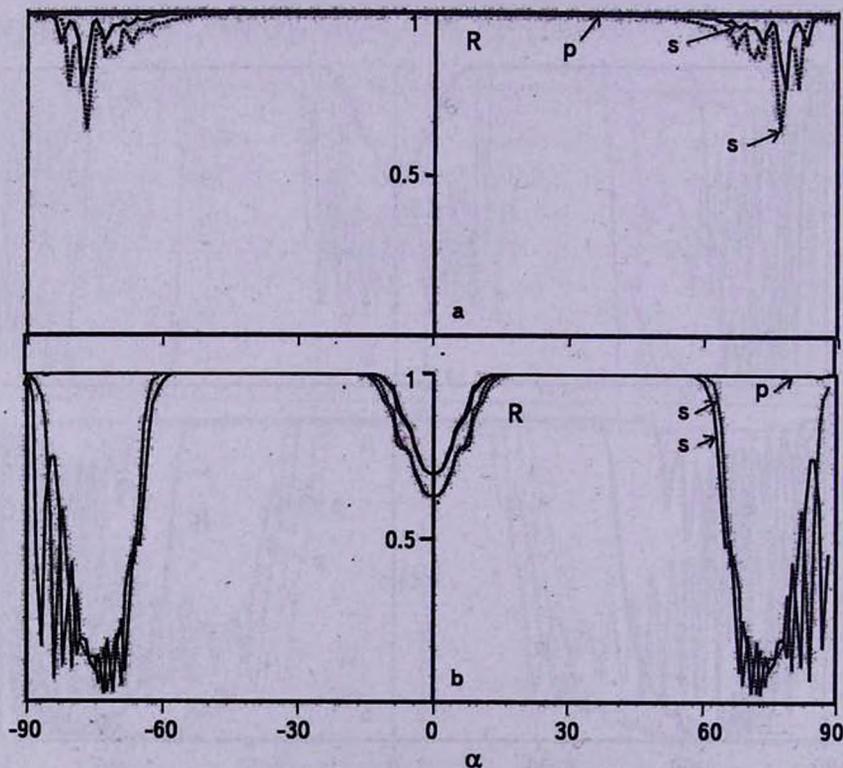


Рис.3. Функция $R = R(\alpha)$. а) Штриховые кривые: $a = 0.5$, $\sigma_{\text{max}} = 0.38\mu\text{m}$, $\sigma_{\text{min}} = 0.46\mu\text{m}$; сплошные кривые: $\gamma = 0.38\mu\text{m}$, $\beta = 0.00434\mu\text{m}^{-1}$. б) Штриховые кривые: $\sigma(x) = 0.42\mu\text{m}$, $a_{\text{max}} = 0.25$, $a_{\text{min}} = 0.75$; сплошные кривые: $\chi = 0.25$, $\nu = 0.02497\mu\text{m}^{-1}$; $d = 44\mu\text{m}$, $\epsilon_0 = 2.25$.

В качестве другой модели квазипериодичности рассмотрим системы с экспоненциальным профилем изменения параметров модуляции:

$$a(x) = \chi e^{\nu x}, \quad \sigma(x) = \gamma e^{\beta x}, \quad (3)$$

где постоянные χ , ν и β , γ подбираются таким образом, чтобы функции $a(x)$, $\sigma(x)$ изменялись в тех же пределах, что и в линейном случае (2).

На рис.3а представлена зависимость R от α в случае, когда $a(x) = \text{const}$, $\sigma(x) = \gamma e^{\beta x}$ (сплошные кривые). На этом же рисунке, для сравнения, приведена аналогичная зависимость при линейном профиле изменения $\sigma(x)$ (штриховые кривые). Видно, что экспоненциальный характер изменения $\sigma(x)$ приводит к незначительному уширению области дифракционного отражения. Из графиков также следует, что при замене линейной функции $\sigma(x)$ экспоненциальной эффект всенаправленного отражения света несколько усиливается.

Наконец, приведем зависимость $R = R(\alpha)$ при $a(x) = \chi e^{\nu x}$, $\sigma(x) = \text{const}$. Результаты расчетов представлены графиками на рис.3б. Сравнение 3а и 3б показывает, что экспоненциальное изменение амплитуды периодичности не приводит к улучшению отражательных свойств системы по сравнению с предыдущим случаем. Напротив, незначительно сужается ширина дифракционной области, а эффект всенаправленного отражения несколько ослабевает.

Таким образом, исследована угловая зависимость рассеяния электромагнитной волны в одномерном диэлектрике с заданным законом диэлектрической проницаемости. Численные расчеты показывают, что если диэлектрическая проницаемость - гармоническая функция с амплитудной или фазовой модуляцией, то в квазипериодической системе возможно как возникновение запрещенной зоны, так и эффекта всенаправленного отражения электромагнитной волны. В астрофизике полученные результаты могут быть использованы при исследовании отражательных свойств звездных атмосфер, в оптике - для исследования слоистых структур [8] и т.д.

Автор выражает благодарность акад. Д.М.Седракяну, а также А.А.Геворгяну и А.Ж.Хачатряню за полезные обсуждения и замечания.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: vbadal@www.physdep.g.am

ON THE SPREAD OF ELECTROMAGNETIC WAVE IN ONE-DIMENSIONAL QUASI-PERIODIC MEDIUM

V.D.BADALYAN

The angular dependence of the coefficient of the reflection of electromagnetic wave passing through one-dimensional layer of dielectric is investigated. It is revealed that under definite character of the system quasiperiodicity the effect of omnidirectional reflection of electromagnetic wave is possible.

Key words: *Electromagnetic wave: quasiperiodic medium*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Научные труды (под ред. В.В.Соболева), т.1, с.263-268, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
2. С.Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, пер. с англ., М., 1953.
3. Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян, Астрофизика, 42, 419, 1999.
4. Д.М.Седракян, А.А.Геворгян, А.Ж.Хачатрян, Астрофизика, 43, 269, 2000.
5. D.M.Sedrakian, A.H.Gevorgyan, A.Zh.Khachatryan, Opt. Commun., 192, 135, 2001.
6. D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatryan, Ann. Phys. (Leipzig), 11, 3, 2002.
7. Д.М.Седракян, А.А.Геворгян, А.Ж.Хачатрян, В.Д.Бадалян, Астрофизика, (в печати).
8. J.D.Joannopoulos, R.D.Meade, J.N.Winn, Photonic Crystals. U. Princeton Press, Princeton, N. J., 1995.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЧАСТИЧНО ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ ПОТОКОВ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

А.С.БАРАНОВ

Поступила 30 апреля 2006

Принята к печати 20 сентября 2006

Исследована проблема устойчивости тех распределений заряженных частиц по скоростям, которые могут возникать при взаимном смешивании соседних потоков межзвездной среды, в частности, в пределах спиральных галактик. На конкретном примере показано, что эффект обычно рассматриваемой электростатической неустойчивости проявляется при достаточном различии систематических скоростей обоих потоков в сравнении с тепловой скоростью. Напротив, электромагнитная неустойчивость в принципе существует при любом малом различии скоростей потоков. Характерное время развития такой неустойчивости намного больше, чем у электростатической, но все же мало в сравнении с обычным временем эволюции межзвездной среды.

1. *Введение.* Газовая составляющая спиральных галактик, как показывают современные исследования [1-4], может состоять из компонент с существенно разными физическими свойствами, притом находящихся в таком циркуляционном движении, которое благоприятствует в определенных случаях перемешиванию разнородных плазменных сред. Возникает вопрос о природе перемешанного состояния, представляющий, конечно, интерес и в других сходных ситуациях. Простейшее предположение связано просто с усреднением функций распределения по скоростям, происходящего из того или другого источника, с различными плотностями вещества, температурами и систематическими скоростями. Однако объединение двух или более плазменных компонент в одном объеме при учете турбулентности [5,6] способно приводить к неустойчивостям, которые мы и рассматриваем в данной статье, ограничиваясь случаем без общего магнитного поля. Каждый из потоков в отдельности считаем изотропным.

2. *Электростатическая неустойчивость.* Электростатическая, так называемая пучковая неустойчивость при наложении друг на друга различных потоков, достаточно хорошо известна [7]. Мы все же напишем основные формулы для сравнения с рассматриваемой далее электромагнитной неустойчивостью, но конкретизируем эти формулы для специальной модели, допускающей сравнительно простое аналитическое исследование и наглядную физическую интерпретацию. Именно, берем функцию распределения

$$f(v_x, v_y, v_z) = \frac{2\nu h^3}{\pi^2} \left\{ [(v_x - u)^2 + v_y^2 + v_z^2 + h^2]^3 + [(v_x + u)^2 + v_y^2 + v_z^2 + h^2]^3 \right\}, \quad (1)$$

где ν - общая пространственная плотность частиц, v_x, v_y, v_z - компоненты вектора скорости \vec{v} отдельной частицы, x, y, z - координаты, $2u$ - систематическая скорость относительного движения обоих потоков, h - некоторая средняя (тепловая) скорость. Фактически нам нужно сейчас только распределение по одной компоненте u , т.е.

$$\begin{aligned} f^*(v_x) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) dv_y dv_z = \\ &= \frac{\nu h^3}{2\pi^3} \left\{ [(v_x - u)^2 + h^2]^{-2} + [(v_x + u)^2 + h^2]^{-2} \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

В (1), (2) и везде далее мы учитываем только движение электронов, пренебрегая несущественными в данном случае смещениями более тяжелых ионов. По общему правилу частота ω плазменных колебаний должна определяться из уравнения

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{df^*}{dv_x} \left(v_x - \frac{\omega}{k} \right)^{-1} dv_x = \frac{4\pi e^2}{k^2}, \quad (3)$$

где e - заряд электрона, k - волновое число. Вопрос об устойчивости решается поиском критического состояния космической плазмы при подходящем k , когда

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{v_x} \frac{df^*}{dv_x} dv_x = \frac{4\pi e^2}{k^2} > 0. \quad (4)$$

При этом мы сразу используем факт симметрии распределения $f^*(v_x)$ и наличия у него не более двух вершин, что проверяется элементарно. Действительно, перепишем (2) в терминах новой переменной $w = (u^2 + h^2 - v_x^2) / (u^2 + h^2 + v_x^2)$, тогда

$$f^* = C \frac{(1+w)^2 (1+q^2 - q^2 w^2)}{(1-q^2 + q^2 w^2)^2}, \quad q = \frac{u}{\sqrt{u^2 + h^2}}, \quad 0 < q < 1,$$

где C - некоторая положительная постоянная.

Рассмотрим вспомогательную функцию

$$N(w) = \frac{1-w^2}{w} \frac{d}{dw} f^*(w) = \frac{2}{w} + \frac{2}{1+q^2 - q^2 w^2} - \frac{4}{1-q^2 + q^2 w^2}.$$

Наличие побочного максимума у $f^*(w)$ эквивалентно существованию корня уравнения $N(w) = 0$, что сводится к уравнению четвертой степени.

Но сравнение асимптотик $N(w)$ на концах интервала $(\sqrt{1+q^2}/q, \infty)$ показывает перемену знака от "-" к "+", и аналогично на интервале $(-\sqrt{1+q^2}/q, -1)$ происходит изменение от "+" к "-". С учетом еще

тривиального $N(1) = 0$ получается, что в допустимом интервале $-1 < q < 1$ функция $N(w)$ обращается в нуль не более одного раза. Физически это и означает наличие у $f^*(v_x)$ только одной пары боковых максимумов, причем лишь при $N'(1) = 12q^2 - 2 > 0$, т.е. при $q > 1/\sqrt{6}$, или $u > h/\sqrt{5}$.

Как известно, в случае одновершинности распределения неустойчивости данного типа быть не может. С увеличением u , как мы только что видели, наступает двухвершинность, и для какого-то u должно возникать критическое состояние $\text{Im } \omega = 0$. Тогда соотношение (3) распадается на два условия:

$$f^{**}(u^*) = 0 \quad \text{и} \quad \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f^{**}(v_x)}{v_x - u^*} dv_x = \frac{4\pi e^2}{k^2} \left(u^* = \frac{\omega}{k} \right). \quad (5)$$

Величина u^* в данном случае не может соответствовать боковому максимуму: тогда подынтегральное выражение в (5) было бы отрицательным при $v_x > u^*$ и $v_x < -u^*$, а отрицательный вклад в интеграл в области $0 < v_x < u^*$ перевешивает положительный вклад в области $-u^* < v_x < 0$. Остается следить за критическим состоянием при подстановке $u^* = 0$ в (5). Технически удобнее исходить из интеграла

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{v_x - u}{(v_x - u)^2 + h^2} + \frac{v_x + u}{(v_x + u)^2 + h^2} \right] \frac{dv_x}{v_x} = \\ & = \frac{1}{u^2 + h^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{u(v_x - u) + h^2}{(v_x - u)^2 + h^2} - \frac{u(v_x + u) - h^2}{(v_x + u)^2 + h^2} \right] dv_x = \frac{2\pi h}{u^2 + h^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Дифференцирование левой и правой части (6) по h^2 как по параметру дает, с точностью до постоянного положительного коэффициента, значение интеграла в (5) при $u^* = 0$, равное

$$\frac{(u^4 + 6u^2h^2 - 3h^4)}{(u^2 + h^2)^3}. \quad (7)$$

С увеличением u (5), следовательно, будет выполняться, сперва при большом k , когда u достигает критического значения, обращающего (7) в нуль, именно

$$u = (\sqrt{12} - 3)^{1/2} h \approx 0.681h. \quad (8)$$

Таким образом, электростатическая неустойчивость двух потоков в нашей модели начинается не в момент появления минимума на функции распределения при $u/h = 1/\sqrt{5} = 0.447\dots$, а несколько позже, при $u/h = 0.681\dots$ Такая задержка неустойчивости характерна и для других профилей распределения скоростей в потоках межзвездной среды [3].

3. Основные уравнения электромагнитной неустойчивости.

Электромагнитная неустойчивость плазмы впервые была изучена Вейбелом [8]. Ее характерной чертой, как известно, является существенная

роль тока смещения, т.е. левой части первого уравнения Максвелла (см. далее формулы (10)), выступающего как важный фактор для сравнительно медленных плазменных процессов. Этот вид неустойчивости неоднократно рассматривался впоследствии, в том числе в неоднородных и нелинейных условиях [9,10], но ее исчерпывающего описания до сих пор нет, в этом смысле ее анализ отстает от анализа более изученной электростатической неустойчивости [7]. В прежних исследованиях внимание уделялось различным отдельным моделям (преимущественно с внешним магнитным полем), либо с эллипсоидальным распределением скоростей, либо в виде наложения двух холодных потоков [7], общие же закономерности оставались несколько в тени.

Сразу построить общую теорию электромагнитной неустойчивости не удастся. В данной работе мы развиваем аппарат, пригодный для произвольных в определенном смысле распределений частиц по скоростям вместо изолированных примеров наподобие двух потоков. С другой стороны, мы вынуждены вводить некоторые общие ограничения, которые, надо полагать, удастся снять в дальнейших исследованиях. Именно, пока ограничиваемся однородной плазмой без внешнего магнитного поля, притом с центральной симметрией распределения скоростей. При этом мы интересуемся асимптотикой возмущений на длинных волнах с соответственно малым инкрементом. Анализ мы ведем в обычном линейном приближении.

Ограничимся пока случаем, когда существенна подвижность только одного сорта частиц (электронов). Введем обычные обозначения: t - время, $\vec{p}(p_x, p_y, p_z)$ - вектор релятивистского импульса, m - масса электрона, δf - возмущение фазовой плотности, $\rho(x, y, z)$ - плотность возникающего пространственного заряда, $\vec{j}(x, y, z)$ - плотность тока, c - скорость света, \vec{E}, \vec{H} - напряженности возникающих электрического и магнитного макроскопических полей, \vec{F} - сила, действующая на единичный заряд.

Исходим из уравнения Больцмана в линеаризованном виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} + eF_x \frac{\partial f}{\partial p_x} + eF_y \frac{\partial f}{\partial p_y} + eF_z \frac{\partial f}{\partial p_z} = 0, \quad (9)$$

где

$$\vec{F} = \vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{H}}{c}$$

и учитывается релятивистская связь между скоростью и импульсом

$$\vec{v} = \vec{p}/M, \text{ причем приведенная масса } M = \sqrt{m^2 + p^2/c^2} = \frac{m}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Уравнения Максвелла без обычного пренебрежения током смещения и с учетом временно возникающих магнитных полей имеют вид:

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = -4\pi \bar{j} + c \operatorname{rot} \bar{H}, \quad \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -c \operatorname{rot} \bar{E}, \quad \operatorname{div} \bar{E} = 4\pi\rho, \quad \operatorname{div} \bar{H} = 0, \quad (10)$$

причем плотность заряда

$$\rho = e \int f d\bar{p} \quad (11)$$

и плотность тока

$$\bar{j} = e \int v f d\bar{p} \quad (12)$$

связаны уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \bar{j} = 0. \quad (13)$$

Обычным образом разлагаем произвольное возмущение на плоские волны. Для отдельной такой волны принимаем систему координат, в которой ось z совпадает с направлением волнового вектора. Тогда все линеаризованные возмущения у нас пропорциональны $\exp(ikz)$ (k - волновое число).

Уравнения Максвелла (10) тогда принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial t} = -4\pi j_x - ikcH_y, \quad \frac{\partial E_y}{\partial t} = -4\pi j_y + ikcH_x, \quad \frac{\partial E_z}{\partial t} = -4\pi j_z \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} = ikcE_y, \quad \frac{\partial H_y}{\partial t} = -ikcE_x, \quad ikE_z = 4\pi\rho \end{aligned} \quad (14)$$

(H_z обращается в нуль), и некоторое упрощение происходит также в уравнении Больцмана (9)

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + ikv_z \delta f + eF_x \frac{\partial f}{\partial p_x} + eF_y \frac{\partial f}{\partial p_y} + eF_z \frac{\partial f}{\partial p_z} = 0, \quad (15)$$

причем сейчас

$$F_x = E_x - \frac{v_z H_y}{c}, \quad F_y = E_y + \frac{v_z H_x}{c}, \quad F_z = E_z - \frac{v_x H_y - v_y H_x}{c}, \quad (16)$$

а в (11) и (12) вместо f пишем просто δf .

Уравнение неразрывности (13) принимает вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -ikj_z. \quad (17)$$

Мы имеем в виду нарастающие во времени возмущения. Вводим ненулевой инкремент λ и заменяем далее $\partial/\partial t$ на λ .

4. Преобразование уравнений. До сих пор фазовая плотность f предполагалась произвольной, но как мы фактически предполагали в модели (1), вводим упрощающее дело предположение о наличии центра симметрии

$$f(-p_x, -p_y, -p_z) = f(p_x, p_y, p_z), \quad (18)$$

но не сферической симметрии. Случай сферической симметрии, в

сущности, тривиален: при дополнительном естественном допущении монотонности убывания f по p устойчивость по отношению к любым возмущениям следует тогда из энергетических соображений [11].

Упрощение, связанное с центральной симметрией f , мы используем следующим образом. Разлагаем δf на четную и нечетную части:

$$\delta f = \delta f^+ + \delta f^-,$$

где

$$\begin{aligned}\delta f^+(-p_x, -p_y, -p_z) &= \delta f^+(p_x, p_y, p_z) \\ \delta f^-(-p_x, -p_y, -p_z) &= \delta f^-(p_x, p_y, p_z).\end{aligned}\quad (19)$$

Формулы (14) и (15) преобразуются достаточно очевидным образом:

$$\lambda \delta f^+ = -ik v_z \delta f^- - e \left[-\frac{v_x H_y}{c} \frac{\partial f}{\partial p_x} + \frac{v_x H_x}{c} \frac{\partial f}{\partial p_y} + \frac{v_x H_y - v_y H_x}{c} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right], \quad (20)$$

$$\lambda \delta f^- = -ik v_x \delta f^+ - e \left(E_x \frac{\partial f}{\partial p_x} + E_y \frac{\partial f}{\partial p_y} + E_z \frac{\partial f}{\partial p_z} \right),$$

$$\lambda H_x = ikcE_y, \quad \lambda H_y = -ikcE_x. \quad (21)$$

В полученных формулах можно теперь проделать второе дифференцирование по времени (эквивалентное умножению на λ) и раскрыть первые производные в правых частях. Для наших целей достаточно найти уравнения, связывающие напряженность электрического поля и четную часть возмущения плотности, после чего δf^+ исключаем (магнитное поле при этом выпадает, и уравнения для него не нужны). Тогда получается система трех алгебраических уравнений для неизвестных E_x , E_y , E_z , которую можно записать сокращенно как $A\vec{E} = 0$. Элементы матрицы A имеют следующий вид

$$\begin{aligned}a_{xx} &= \lambda^2 + k^2 c^2 - 4\pi e \int \left(v_x \frac{\partial f}{\partial p_x} - \frac{k^2 v_x^2 v_z}{\lambda^2 + k^2 v_z^2} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right) d\bar{p}, \\ a_{xy} &= -4\pi e \int \left(v_x \frac{\partial f}{\partial p_y} - \frac{k^2 v_x v_y v_z}{\lambda^2 + k^2 v_z^2} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right) d\bar{p}, \\ a_{xz} &= -4\pi e \lambda^2 \int \frac{v_x}{\lambda^2 + k^2 v_z^2} \frac{\partial f}{\partial p_z} d\bar{p}, \\ a_{yx} &= -4\pi e \int \left(v_y \frac{\partial f}{\partial p_x} - \frac{k^2 v_x v_y v_z}{\lambda^2 + k^2 v_z^2} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right) d\bar{p}, \\ a_{yy} &= \lambda^2 + k^2 c^2 - 4\pi e \int \left(v_y \frac{\partial f}{\partial p_y} - \frac{k^2 v_y^2 v_z}{\lambda^2 + k^2 v_z^2} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right) d\bar{p}, \\ a_{yz} &= -4\pi e \lambda^2 \int \frac{v_y}{\lambda^2 + k^2 v_z^2} \frac{\partial f}{\partial p_z} d\bar{p},\end{aligned}\quad (22)$$

$$a_{xx} = -4\pi e \int \left(v_z \frac{\partial f}{\partial p_x} - \frac{k^2 v_x v_z^2}{\lambda^2 + k^2 v_z^2} \frac{\partial f}{\partial p_x} \right) d\bar{p},$$

$$a_{xy} = -4\pi e \int \left(v_z \frac{\partial f}{\partial p_y} - \frac{k^2 v_y v_z^2}{\lambda^2 + k^2 v_z^2} \frac{\partial f}{\partial p_x} \right) d\bar{p},$$

$$a_{xz} = \lambda^2 - 4\pi e \lambda^2 \int \frac{v_x}{\lambda^2 + k^2 v_z^2} \frac{\partial f}{\partial p_x} d\bar{p}.$$

Далее мы ищем экспоненциально нарастающую неустойчивость, т.е. ограничиваемся вещественными положительными значениями λ . Важно заметить, что матрица A при этом будет не только вещественной, но и симметричной. Для доказательства, сначала интегрированием по частям проверяем тождество

$$\int v_x \frac{\partial f}{\partial p_y} d\bar{p} = \int \frac{p_x \frac{\partial f}{\partial p_y}}{\sqrt{m^2 + p^2/c^2}} d\bar{p} = \int \frac{p_x p_y f}{c^2 (m^2 + p^2/c^2)^{3/2}} d\bar{p} = \int v_y \frac{\partial f}{\partial p_x} d\bar{p}$$

и то же самое для других пар координат и импульсов; кроме этого, для доказательства $a_{xz} = a_{zx}$, $a_{yx} = a_{xy}$ используется элементарное сложение дробей.

5. Вывод необходимых условий электромагнитной устойчивости.

Дальнейшее рассуждение основано на известном факте, что все собственные значения симметричной матрицы вещественны [12]. При больших λ они у нас, как докажем ниже, положительны. Поэтому, если мы сможем доказать отрицательность хотя бы одного из собственных значений при малых λ , по непрерывности это будет означать его обращение в нуль при каком-то положительном λ и для этого λ система уравнений (22) будет иметь нетривиальное решение, свидетельствующее о неустойчивости с данным конкретным λ .

На этом месте мы используем длинноволновое приближение. Формально мы устремляем λ и k к нулю, предполагая их пропорциональными друг другу. Подобный прием встречается в [13], но там выкладки не завершены, фактически дело опять-таки ограничивается наложением двух потоков или эллипсоидальностью распределения скоростей (нерелятивистских). При вышеуказанном переходе интегральные члены в выражении элементов a_{ij} остаются неизменными, тогда как добавки $\lambda^2 + k^2 c^2$ или λ^2 в диагональных элементах выпадают. Неустойчивость, доказанная в таком длинноволновом приближении, будет распространяться и на близкие к нулю k и λ с некоторой небольшой поправкой в дисперсионном уравнении.

Соответствующие "усеченные" элементы будем обозначать как b_{ij} ,

матрицы B . При больших λ (точнее, при $\lambda/k \rightarrow \infty$) они стремятся к конечным пределам

$$b_{ij} = -4\pi e \int v_i \frac{\partial f}{\partial p_j} d\bar{p}.$$

По прежнему образцу применяем интегрирование по частям, чтобы избавиться от производных. При произвольном выборе вещественного вектора \bar{L} тогда получается тождество

$$\bar{L}B\bar{L} = 4\pi e \int \left[\frac{(\bar{p} \times \bar{L})^2}{c^2} + m^2 L^2 \right] d\bar{p}$$

и очевидная положительная определенность этой квадратичной формы свидетельствует, что положительны все собственные значения B при больших λ , что и требовалось доказать.

Обратимся теперь к асимптотике противоположного случая $\lambda \rightarrow 0$. Именно,

$$\begin{aligned} b_{xx} &\approx -4\pi e P \int \left(v_x \frac{\partial f}{\partial p_x} - \frac{v_x^2}{v_z} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right) d\bar{p}, \\ b_{yy} &\approx -4\pi e P \int \left(v_y \frac{\partial f}{\partial p_y} - \frac{v_y^2}{v_z} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right) d\bar{p}, \\ b_{zz} &\approx -4\pi e \frac{\lambda^2}{k^2} P \int \frac{1}{v_z} \frac{\partial f}{\partial p_z} d\bar{p}, \\ b_{xy} &\approx -4\pi e P \int \left(v_x \frac{\partial f}{\partial p_y} - \frac{v_x v_y}{v_z} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right) d\bar{p}, \\ b_{xz} &\approx -4\pi e \lambda \int \frac{\lambda}{\lambda^2 + k^2 v_z^2} v_x \frac{\partial f}{\partial p_z} d\bar{p} = -4\pi e \lambda \frac{\pi}{k} \int v_x \delta(v_z) \frac{\partial f}{\partial p_z} d\bar{p}, \\ b_{yz} &\approx -4\pi e \lambda \frac{\pi}{k} \int v_y \delta(v_z) \frac{\partial f}{\partial p_z} d\bar{p}. \end{aligned} \quad (23)$$

При этом символ P перед интегралом означает взятие главного значения в смысле Коши при интегрировании по p_z , а в выражениях b_{xz} , b_{yz} использовано известное представление функции Дирака

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{\lambda}{\lambda^2 + x^2} = \pi \delta(x).$$

Если матрица B положительно определена, то положительны ее диагональные элементы и сумма

$$b_{xx} + b_{yy} = 4\pi e P \int \left[-\bar{v} \text{grad} f + \frac{v^2}{v_z} \frac{\partial f}{\partial p_z} \right] d\bar{p}. \quad (24)$$

Напомним, что фактически ось z может быть произвольно направлена:

это зависит от ориентации волнового вектора. Легко видеть, что изменение его ориентации эквивалентно соответствующему повороту распределения f . Осредним соотношение (24) по всем таким произвольным ориентациям. Искомым средним от (24) является тогда

$$\langle b_{xx} + b_{yy} \rangle = \int [M(p)]^{-1} \left[-p \Phi'(p) + \frac{p^2}{P_z} \cdot \frac{P_z}{p} \Phi'(p) \right] d\bar{p} = 0.$$

Но за исключением тождественного выполнения $b_{xx} + b_{yy} = 0$ при всех ориентациях, равенство нулю среднего от этого следа означает, что при некоторой ориентации он будет отрицательным, а это несовместимо с положительной определенностью матрицы. Тогда система будет неустойчивой. В то же время при постоянно нулевом следе определитель $\Delta = b_{xx}b_{yy} - b_{xy}b_{yx} = -b_{xx}^2 - b_{xy}^2 \leq 0$.

Опять-таки отрицательное значение определителя Δ несовместимо с положительной определенностью матрицы, так что устойчивость возможна лишь при одновременном выполнении равенств

$$b_{xx} = b_{yy} = b_{xy} = 0 \tag{25}$$

при всех ориентациях. Остается рассмотреть полную совокупность собственных значений всей матрицы, для чего составляем вековое уравнение

$$\begin{vmatrix} -\mu & 0 & b_{xx} \\ 0 & -\mu & b_{yz} \\ b_{xx} & b_{yz} & b_{xx} - \mu \end{vmatrix}$$

или $-\mu^3 + b_{xx}\mu^2 + (b_{xx}^2 + b_{yz}^2)\mu = 0$.

Снова отрицательность значений μ влечет за собой неустойчивость, кроме одновременного выполнения равенств

$$b_{xx} = b_{yz} = 0 \tag{26}$$

при всех ориентациях. Заметим, что в типичных ситуациях $b_{xx} > 0$. Действительно, например, при сферической симметрии с $\Phi'(p) < 0$

$$b_{xx} = -\frac{1}{3} \int_0^\infty p^3 \sqrt{m^2 + \frac{p^2}{c^2}} \Phi'(p) dp > 0.$$

Следовательно, как правило, при выполнении (25) и (26) остается собственное значение $\mu = b_{xx} > 0$, не нарушающее положительной определенности матрицы B .

Точно так же, как правило, положительная определенность не нарушается при учете следующих членов разложения по λ .

Полученные необходимые условия устойчивости (25) и (26) можно несколько упростить посредством фурье-преобразования

$$f = M(p) \iiint s(\alpha, \beta, \gamma) e^{i(\alpha P_x + \beta P_y + \gamma P_z)} d\alpha d\beta d\gamma.$$

Как легко видеть, свойство четности f переносится на новую функцию s , т.е. $s(-\alpha, -\beta, -\gamma) = s(\alpha, \beta, \gamma)$ и значения s вещественны.

В терминах этой новой функции после стандартных преобразований получаем необходимые условия устойчивости в виде

$$\int_0^{\infty} (s - \langle s \rangle) d\zeta = 0 \quad (27)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{s - \langle s \rangle}{\zeta} d\zeta = 0, \quad (28)$$

где ζ - одна из сферических координат в пространстве параметров α, β, γ , именно $\zeta = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}$.

Сингулярность в (28) кажущаяся, так как разложение $s - \langle s \rangle$ по степеням ζ начинается, по крайней мере, с членов первой степени. Полученные два условия (27), (28) ценой небольших усложнений нетрудно обратно выразить через исходную функцию f . Тогда они приобретают вид

$$\begin{aligned} \int \frac{f - \langle f \rangle}{M} \delta(\alpha_1 p_x + \beta_1 p_y + \gamma_1 p_z) d\bar{p} &= 0, \\ \int \frac{f - \langle f \rangle}{M} \ln|\alpha_1 p_x + \beta_1 p_y + \gamma_1 p_z| d\bar{p} &= 0 \end{aligned} \quad (29)$$

(направляющие косинусы $\alpha_1 = \alpha/\zeta$, $\beta_1 = \beta/\zeta$, $\gamma_1 = \gamma/\zeta$ ($\alpha_1^2 + \beta_1^2 + \gamma_1^2 = 1$)).

Таковы необходимые условия устойчивости однородной релятивистской плазмы, в которой распределение электронов по скоростям обладает центром симметрии. Напомним, что при выводе этих условий подразумевалось длинноволновое приближение и что при этом роль векторов \vec{E} и \vec{H} одинаково существенна, т.е. речь идет об электромагнитной неустойчивости. Достаточные условия мы не выводим. Ориентировочно можно рассчитывать, что если неустойчивость и появляется несмотря на выполнение (29), то за счет достаточно сложной структуры распределения скоростей, интерпретируемой как наложение различных слабо перекрывающихся между собой потоков [1-3].

6. Приложение к конкретному примеру. Релятивистская зависимость M от p вносит в данном случае мало нового; мы ею здесь пренебрегаем. Находим фурье-преобразование нашего примера (1). Основным моментом является вычисление интеграла

$$Q(\gamma) = \iiint \frac{e^{-l\gamma z}}{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 + h^2)^3} dv_x dv_y dv_z,$$

который преобразуется введением полярных координат ξ, θ и интегрированием по частям:

$$Q(\gamma) = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\pi \frac{e^{-\gamma \xi \cos \theta}}{(\xi^2 + h^2)^3} \xi^2 \sin \theta d\theta d\xi =$$

$$= \frac{4\pi}{\gamma} \int_0^\infty \frac{\xi \sin \gamma \xi}{(\xi^2 + h^2)^3} d\xi = \pi \int_0^\infty \frac{\cos \gamma \xi}{(\xi^2 + h^2)^2} d\xi = \frac{\pi^2 (1 + \gamma h) e^{-\gamma h}}{4 h^3}$$

(Последнее равенство получается опять приемом дифференцирования по h^2 , исходя из хорошо известного интеграла от $(\xi^2 + h^2)^{-1} \cos \gamma \xi$).

Пользуясь изотропией каждого потока в отдельности, находим нужную нам функцию

$$S(\alpha, \beta, \gamma) = C_0 \left(1 + h \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2} \right) e^{-h \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}} u \cos \gamma$$

(C_0 - некоторая постоянная).

Осреднение углового множителя $u \cos \gamma$ по всем ориентациям дает

$$\langle u \cos \gamma \rangle = \frac{1}{2} \int_0^\pi \cos(u \cos \theta) \sin \theta d\theta = \frac{\sin u}{u}.$$

Теперь интеграл (27) выражается как

$$\frac{\pi^2 C_0}{4 h^2} \int_0^\infty \left[\cos(u \zeta \cos \theta) - \frac{\sin u}{u} \right] (1 + h \zeta) e^{-h \zeta} d\zeta =$$

$$= \frac{\pi^2 C_0}{4 h^2} \left[\frac{h}{h^2 + u^2 \cos^2 \theta} + \frac{h(h^2 - u^2 \cos^2 \theta)}{(h^2 + u^2 \cos^2 \theta)^2} - \frac{(2/h) \sin u}{u} \right]$$

и хотя бы при некоторых θ имеем отличное от нуля значение, кроме единственного случая сферической симметрии $u=0$. Этим доказывается наличие электромагнитной неустойчивости в нашем примере при любом, сколь угодно малом различии скоростей обоих потоков.

7. Обсуждение результатов. Выведенные нами общие необходимые условия устойчивости оказываются несколько неожиданными в том смысле, что они формально выражаются равенствами, притом все же не особенно ограничивающими свободу выбора распределения f . Отметим, что эти равенства выражаются не в терминах гидродинамических характеристик (моментов), как можно было бы ожидать, а несколько иначе, хотя все равно через интегральные характеристики.

По аналогии с результатами, известными в теории плазмы [7,11,13], можно догадываться, что учет движения ионов, а не только электронов, не внесет в данном случае существенных изменений.

Как подтверждают и рассуждения в данной статье, используемая асимптотика длинных волн работает при

$$k \ll \frac{\omega_p}{c}, \quad (30)$$

где фигурирует ленгмюровская частота

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m}}, \quad (31)$$

выражаемая через пространственную плотность n . Например, при характерных для межзвездной среды в типичных спиральных галактиках значениях $n = 0.025 \text{ см}^{-3}$ [1] получаем критическую длину, согласно формуле (30): $l \sim 2\pi/k \sim 200 \text{ км}$, так что любые характерные длины в условиях межзвездного пространства заведомо много больше l и наше приближение работает. Инкремент же, согласно (31), порядка времени пересечения волны типичной частицей, т.е. неустойчивость развивается в определенных астрофизических ситуациях, например, на длинах 10^4 пк и менее, достаточно быстро (за время порядка полмесяца). Длина свободного пробега при температуре $T = 50000^\circ$ [1] составляет $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ км}$, т.е. столкновениями электронов в межзвездной среде мы имеем полное право пренебрегать.

Автор искренне признателен В.А. Антонову за интерес и внимание к работе и важные замечания.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория,
Россия, e-mail: baranov@ga0.spb.ru

ELECTROMAGNETIC INSTABILITY OF PARTIALLY OVERLAPPING FLOWS IN THE INTERSTELLAR MEDIUM

A.S.BARANOV

The stability of the distributions according to velocities of charged particles, which are able to arise at the intermixing of neighboring flows of the interstellar medium has been studied. It has been shown on the concrete example that the usually considered electrostatic instability operates at the sufficient difference of systematic velocities of both flows as compared with the heat velocity. On the contrary, the electromagnetic instability exists, in principle, at any small difference of velocities of the flows. The characteristic time of the development of such instability is considerably greater than for the electrostatic one, but it is little as compared with the usual time of the medium evolution.

Key words: *ISM: electromagnetic instability: flow: spiral galaxies: velocity distribution*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Rosen, J.N.Bregman*, *Astrophys. J.*, **440**, 634, 1995.
2. *S.Heinz, R.Sunyaev*, *Astron. Astrophys.*, **390**, 751, 2002.
3. *F.Fraternali, J.J.Binney*, *Mon. Notic. Roy Astron. Soc.*, **366**, 449, 2006.
4. *А.С.Баранов*, *Астрофизика*, **49**, 289, 2006.
5. *J.N.Bregman*, *Astrophys. J.*, **236**, 577, 1980.
6. *C.Struck, D.C.Smith*, *Astrophys. J.*, **527**, 673, 1999.
7. *А.И.Ахиезер*, *Электродинамика плазмы* (под ред. А.И.Ахиезера), Наука, М., 1974.
8. *E.S.Weibel*, *Physical Review Letters*, **2**, 83, 1959.
9. *H.Saleem, K.Watanabe, Y.Sato*, *Phys. Rev. Ser. E*, **62**, Pt. B, 71155, 2000.
10. *V.Yu.Bychenkov, W.Rozmus, C.E.Carpjack*, *Письма в ЖЭТФ*, **78**, 150, 2003.
11. *А.Б.Михайловский*, *Электромагнитные неустойчивости максвелловской плазмы. Вопросы теории плазмы*, Вып. 6, Атомиздат, М., 1972.
12. *Р.Беллман*, *Введение в теорию матриц*, Наука, М., 1969.
13. *Р.Дэвидсон*, *Кинетическая теория волн и неустойчивостей в однородной плазме. Основы физики плазмы* (под ред. А.А.Галеева и Р.Судана), Энергоатомиздат, 1, М., 1983.

INFLUENCE OF SOLAR HELIOSPHERIC
PARAMETERS ON COSMIC RAYS ANISOTROPYREKHA AGARWAL MISHRA¹, RAJESH K. MISHRA²

Received 22 May 2006

Accepted 20 September 2006

In the present work the cosmic ray data of three different neutron monitoring stations, Deep River, Inuvik and Tokyo located at different geomagnetic cutoff rigidities and altitudes has been harmonically analysed for the period 1980-95 to investigate for a comparative study of diurnal, semi-diurnal and tri-diurnal anisotropies in cosmic ray intensity in connection with the change in interplanetary magnetic field B_z component and solar wind velocity on 60 quietest days. It is observed that the amplitudes of all the three harmonics increase during the period 1982-84 at all the stations during the high speed solar wind stream epoch and remain low during the declining phase of the stream. The amplitudes of the three harmonics have not any obvious characteristics associated with the time variation of magnitude of B_z component. The phases of all the three harmonics have not time variation characteristics associated with solar wind velocity and B_z .

Key words: *cosmic rays: anisotropy: interplanetary magnetic field: solar poloidal magnetic field*

1. *Introduction.* Cosmic ray (CR) intensity exhibits a daily variation composed of a prominent diurnal component and also a semi-diurnal component of lesser amplitude. The diurnal, semi-diurnal as well as the tri-diurnal variation play an important role in constructing the whole picture of the modulation mechanism of the cosmic ray intensity in interplanetary space. The CR variations observed near the Earth are an integral result of numerous solar and heliospheric phenomena, so any parameter alone cannot determine the behavior of CR. Ballif et al. [1] correlated K_p and A_p with the mean fluctuations in amplitude of interplanetary magnetic field (IMF), which in turn is related to diffusive component of convection-diffusion theory. A_p is also found to related with solar wind velocity, V , which is related to convective component of convection-diffusion theory.

Days on which the transient magnetic variations are regular and smooth are said to be magnetically quiet or calm or Q days. These are the days with low values of A_p and K_p . According to solar geophysical data (SGD) five quietest days in a month thus, 60 Q days in a year are selected. These days are called the International quiet-quiet-days or QQ days. Kumar et al. [2,3] have studied long/short term daily variation on geomagnetically 60 QD . The 60 QD are better suited for long/short term studies of daily variation. The

distribution of phase and amplitude on 60 QD are more regular and some of the variations are observed more clearly [4]. Present study has been performed on 60 QD .

A variety of mechanisms for producing different harmonics of daily variation have been proposed. The diurnal anisotropy is caused by the streaming of particles in interplanetary space, due to convection, diffusion, adiabatic deceleration, and particle drifts. Subramanian and Sarabhai [5] and Quenby and Lietti [6] both attributed the origin of semi-diurnal anisotropy to symmetric latitudinal cosmic ray density gradient in the heliosphere with particle density rising on both sides of the equatorial plane [7]. According to Nagashima et al. [8] semi-diurnal anisotropy arises mainly as a result of the contribution from the pitch angle scattering rather than in the manner suggested in [5] and [6]. Recent data acquired by Ulysses spacecraft during its fast heliolatitude scan shows that the latitude distribution of GCR has both symmetric and asymmetric components [9,10]. According to Ahluwalia and Fikani [11,12] the contribution of the symmetric transverse gradient to semi-diurnal anisotropy is minimal and the larger contribution comes from some other source(s). Nagashima's treatment also implies that semi-diurnal and tri-diurnal anisotropies have common features and also observed by others [13-15]. Theoretical interpretation regarding the modulation mechanism responsible for the tri-diurnal wave was given by Fujii [16] on the basis of the loss cone model. Ahluwalia and Fikani [17] argued that the cause of tri-diurnal variation lies in the pitch angle scattering of GCR protons in the tangled fields that permeate the heliosphere. Bieber and Pomerantz [18] proposed the unified theory of cosmic ray diurnal variation. A careful investigation of the characteristics of the different components of the daily variation is therefore important in contributing towards understanding the mechanism.

CR modulation is a complex phenomenon, which occurs all over the heliosphere and depends on many factors. No single solar index can be responsible for CR variations. Numerous theoretical and experimental works discuss a strong influence of the heliospheric tilt and the polarity of the general magnetic field on the long-term CR variations [19,20]. An existence of relation between solar wind velocity, IMF module and long-term CR variations has been established by many authors [21-23].

The global network of cosmic ray stations located at different geomagnetic cut-off rigidities and altitudes can study long-term cosmic ray modulation. Neutron monitors are sensitive to cosmic rays of about 0.5-20 GeV, which coincides with the energy range of most effective solar modulation. NM records are a unique data set to study the detailed time behavior of modulation since 1950s. Present study deals with the relation of solar wind,

B_z component of IMF and polarity of solar poloidal magnetic field to the solar daily variation (diurnal/semi-diurnal/tri-diurnal) for three different NM stations. Since any location on the Earth is characterized by its own asymptotic cone of acceptance, the different cosmic ray stations are expected to show a different response to a certain form of anisotropy.

2. *Experimental data analysis.* The pressure corrected data of Deep River Neutron Monitor (NM), Tokyo NM and Inuvik NM has been subjected to Fourier analysis for the period 1980-93 after applying the trend correction. Thus, the data is analysed for different phases of solar cycle, such as, solar minimum activity period, ascending phase of SAC, solar maximum period. The days with extraordinarily large amplitude, if any, have not been taken into consideration. While performing the analysis of the data all those days are discarded having more than three continuous hourly data missing.

According to solar geophysical data five quietest days are selected in a month; thus 60 quietest days in a year. These are called International Quiet Quiet days or *QQ* days. The study has been performed on 60 *QQ* days. The justification for the selection of only geomagnetic quiet days for the analysis purpose has been discussed elsewhere [4]. The days with extraordinarily large amplitude, if any, have not been taken into consideration. Also all those days are discarded having more than three continuous hourly data missing. A comparative study of diurnal, semi-diurnal and tri-diurnal anisotropies performed over a period ≈ 14 years for the three different neutron monitoring stations Deep River, Tokyo and Inuvik in connection with the change in IMF (B_z) component and solar wind velocity.

3. *Results and discussion.* Solar wind and IMF plays an important role in controlling the electrodynamics of the heliosphere [24]. Solar wind speed, V and IMF parameters, such as vector B , spiral angle and tilt are important for the transport of energetic cosmic ray particles in the heliosphere, for the modulation of CR and creation of CR anisotropy in the interplanetary space. The solar wind velocity determines two components of the CR modulation mechanism: the convection and the adiabatic energy changes. The high velocity solar wind fluxes associated with coronal holes give rise to both isotropic and anisotropic variations in CR intensity [25,26]. Changes of the solar wind velocity near the Earth may have not only local but also the global character [27,28]. Kondoh et al. [29] found that the peak solar wind velocity has good anti-correlation with the high-energy galactic cosmic ray intensity. Recent enhancements of solar wind velocity are closely associated with the long-term decreases in the galactic cosmic ray intensity. The IMF magnitude and fluctuations are responsible for the depression of CR

intensity during high-speed solar wind events [30]. The IMF magnitude reaches the highest value during declining phase of solar activity [31]. The correlation between cosmic ray intensity and solar wind velocity is statistically significant, especially in the period of the maximum solar activity. The regression coefficients obtained on yearly basis depend on sunspot number and are ~ -0.8 and ~ -0.2 per 100 km/s at the solar maximum and minimum, respectively (Fujimoto et al., [32]). Duggal and Pomerantz [33] and Iucci et al. [34] pointed out that the effect of HSSWS on CR intensity is 0.5% per 100 km/s in the case of high-speed wind emerging from the coronal holes. The relation of CR intensity to solar wind velocity is, in general, dependent

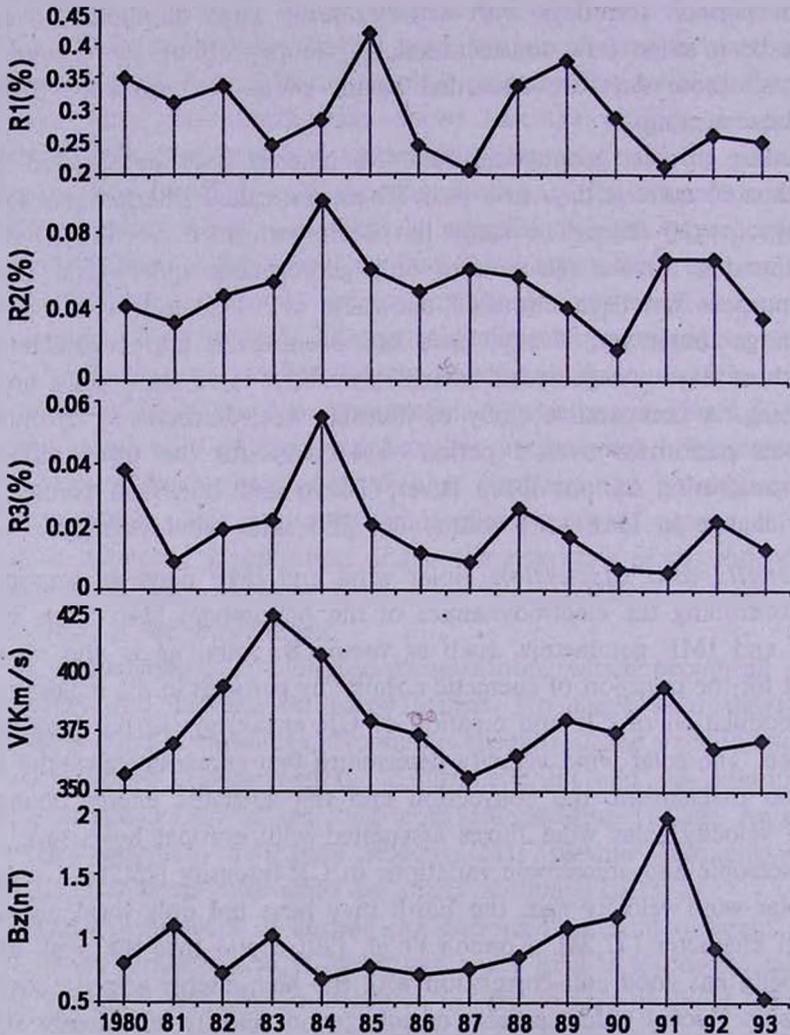


Fig.1. Plots showing the average values of the amplitudes (%) of the first three harmonics of daily variation in cosmic ray intensity alongside the solar wind velocity and the magnitude of B_z component of IMF on 60 QD for the Deep River NM station.

on physical conditions in the interplanetary space varying with the solar activity. The year-to-year variation of the effect of solar wind upon CR intensity is dependent on solar activity and the decrement of CR intensity due to the variation of solar wind velocity is proportional to sunspot number [35].

Yearly average values of the amplitudes and phases of the first three harmonics of daily variation in CR intensity alongwith the solar wind velocity and the magnitude of B_z component of IMF on 60 QD has been plotted for three different NM stations Deep River, Inuvik and Tokyo in the Fig.1-6 respectively. Usually the solar wind velocity is about 300 km/s. Solar wind

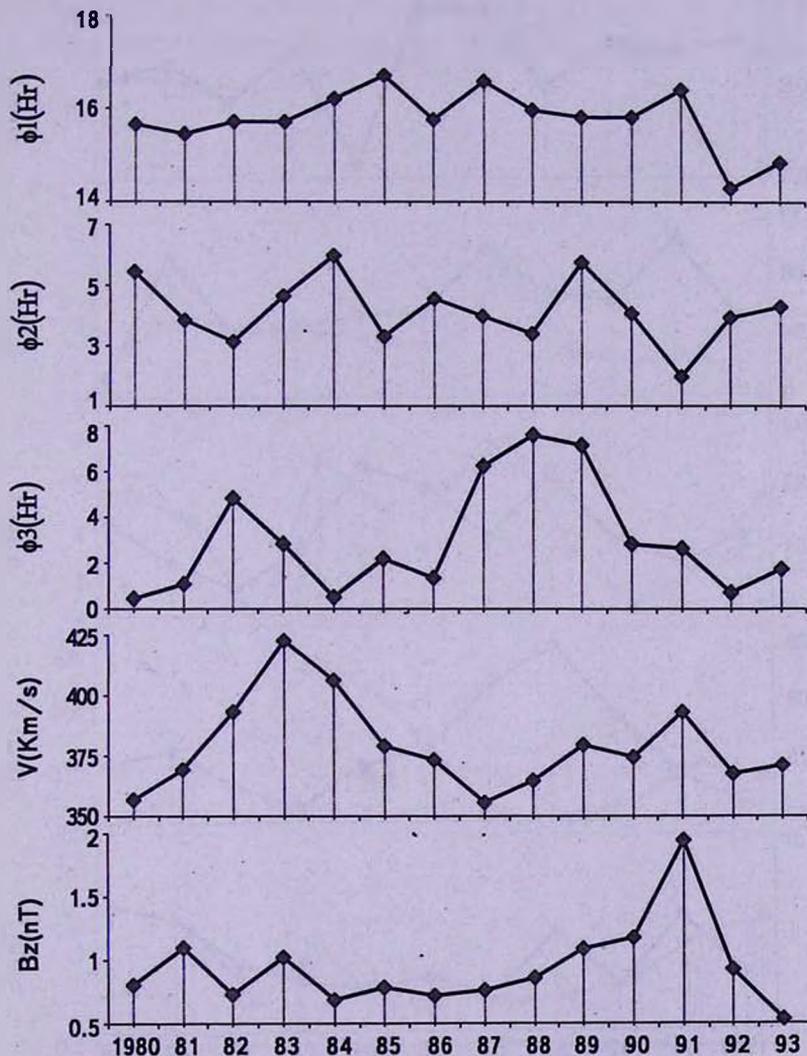


Fig.2. Plots showing the average values of the phases (Hr) of the first three harmonics of daily variation in cosmic ray intensity alongwith the solar wind velocity and the magnitude of B_z component of IMF on 60 QD for the Deep River NM station.

velocity increases since 1980-1983. The significant enhancements in the velocity are seen during 1982-1984 when the velocity is over 400 km/s. The period of 1982-1984 is the period of high-speed solar wind stream (HSSWS). Diurnal amplitude R_1 has low values during 1983 when the wind speed is high but attains gradually high values during 1983-1985 at all the stations, which includes the epoch of HSSWS. Semidiurnal (R_2) as well as tri-diurnal (R_3) amplitudes increased gradually at all the stations during 1982-1984 except that tri-diurnal amplitude decreased during 1984 at Tokyo. The diurnal amplitude R_1 attains its lowest in 1987 at Deep River and in 1986

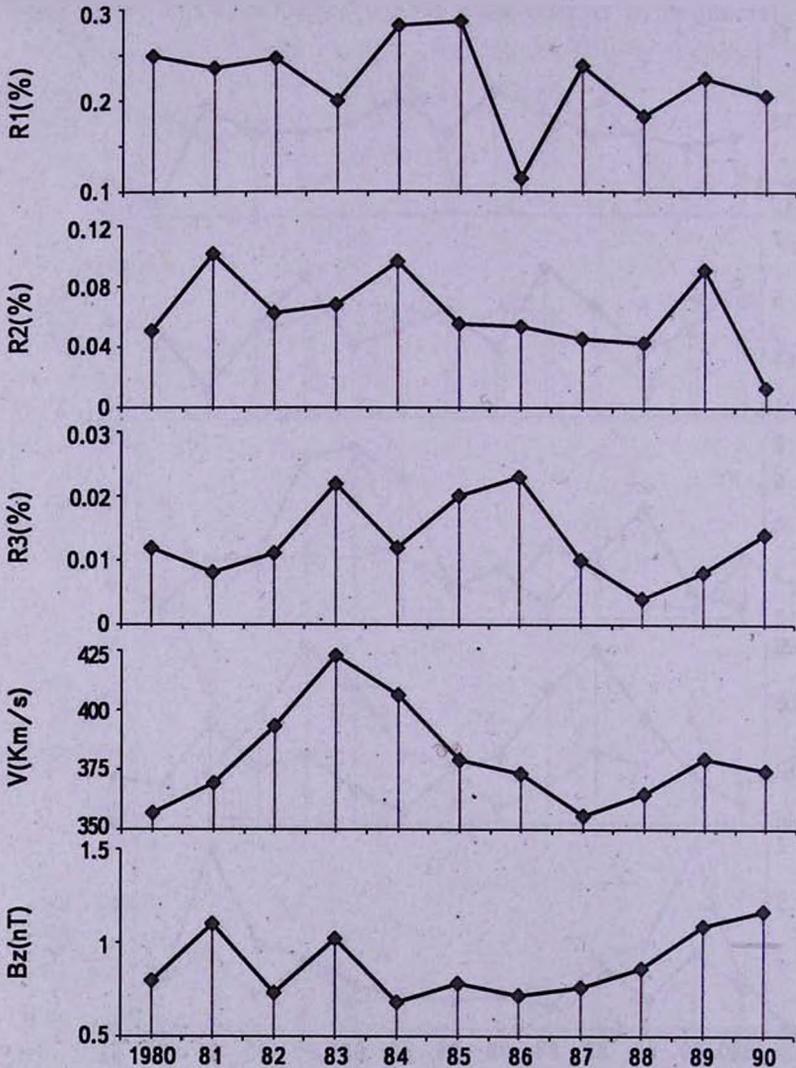


Fig.3. Plots showing the average values of the amplitudes (%) of the first three harmonics of daily variation in cosmic ray intensity alongwith the solar wind velocity and the magnitude of B_z component of IMF on 60 QD for the Inuvik NM station.

at Tokyo and Inuvik, closer to the period when the values of solar wind speed and B_z are low. During 1991 when B_z has high value R_1 decreases at Deep River and remains constant at Inuvik. Diurnal amplitude is generally most sensitive to the IMF direction and the solar wind velocity [36]. R_2 decreases sharply during 1989-1990 at Inuvik and Tokyo and increases sharply at Deep River during 1991. R_3 remains low at Deep River during 1991 but has quite large values at Inuvik. Thus, the amplitude of all the three harmonics increases during 1982-1984 at all the stations during the HSSWS epoch and remains low during the declining phase of the stream. The amplitudes of the three

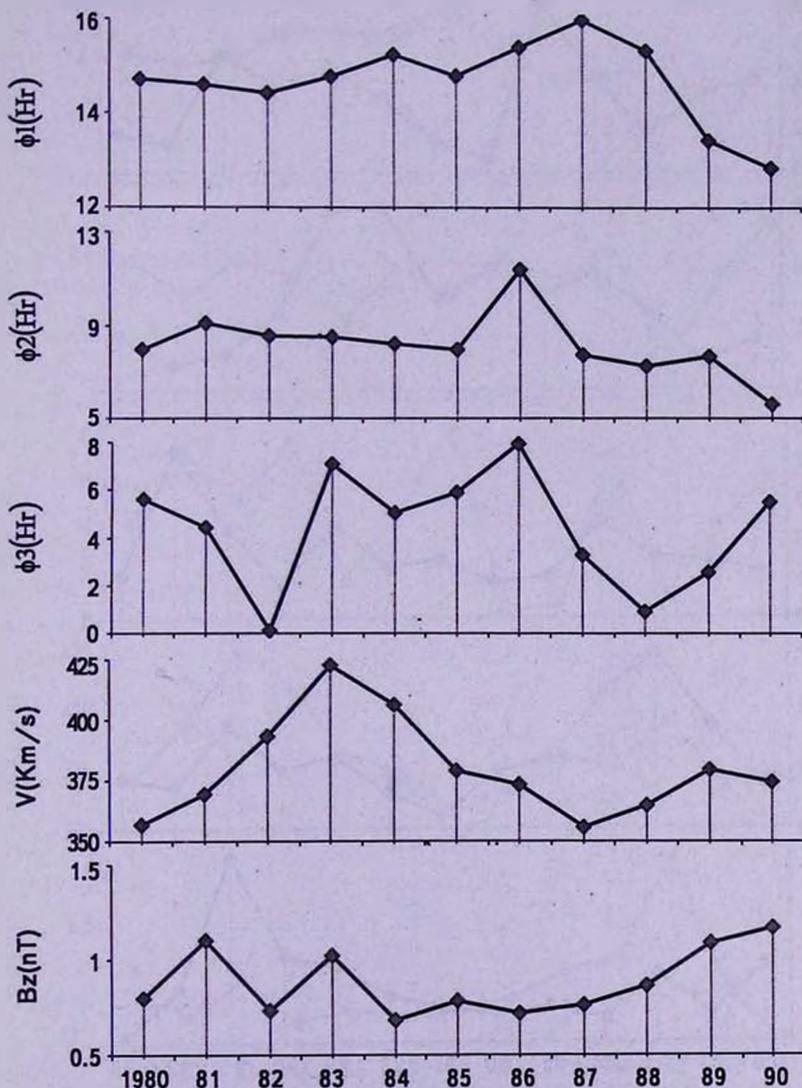


Fig.4. Plots showing the average values of the phases (Hr) of the first three harmonics of daily variation in cosmic ray intensity alongwith the solar wind velocity and the magnitude of B_z component of IMF on 60 QD for the Inuvik NM station.

harmonics have not any obvious characteristics associated with the time variation of magnitude of B_z component.

Lucci et al. [37] observed that the amplitude of the first and second harmonics during the initial part of the fast stream are large on a day-to-day basis, particularly in case of the high speed solar wind stream interaction region whereas during the declining phase of the stream the harmonics are found to be particularly low. An analysis using groups of days with high and low solar wind speeds shows greater amplitude of both the tri-diurnal

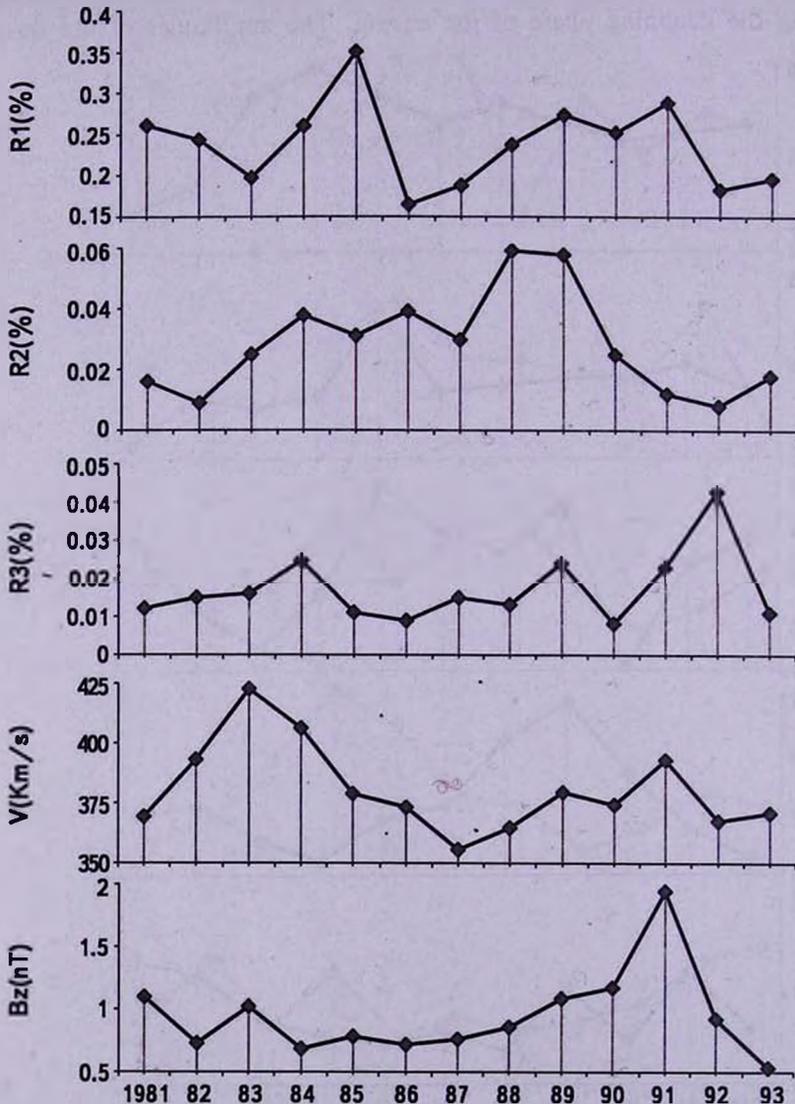


Fig.5. Plots showing the average values of the amplitudes (%) of the first three harmonics of daily variation in cosmic ray intensity alongwith the solar wind velocity and the magnitude of B_z component of IMF on 60 QD for the Tokyo NM station.

and semi-diurnal waves for the group of days with high wind speed [14,38]. Agrawal et al. [38] suggested that the solar polar coronal holes could influence both semidiurnal as well as tri-diurnal variations. Ahluwalia [39] showed that a subsidiary maximum appears in the annual mean solar diurnal anisotropy data when the solar wind bulk speed $V > 470$ km/s or when B has large values. Sabbah [31] also observed that the days characterized by high IMF magnitude are associated with higher diurnal variation amplitudes as well as higher solar plasma parameters.

High-speed solar wind streams have an effect on diurnal variation ob-

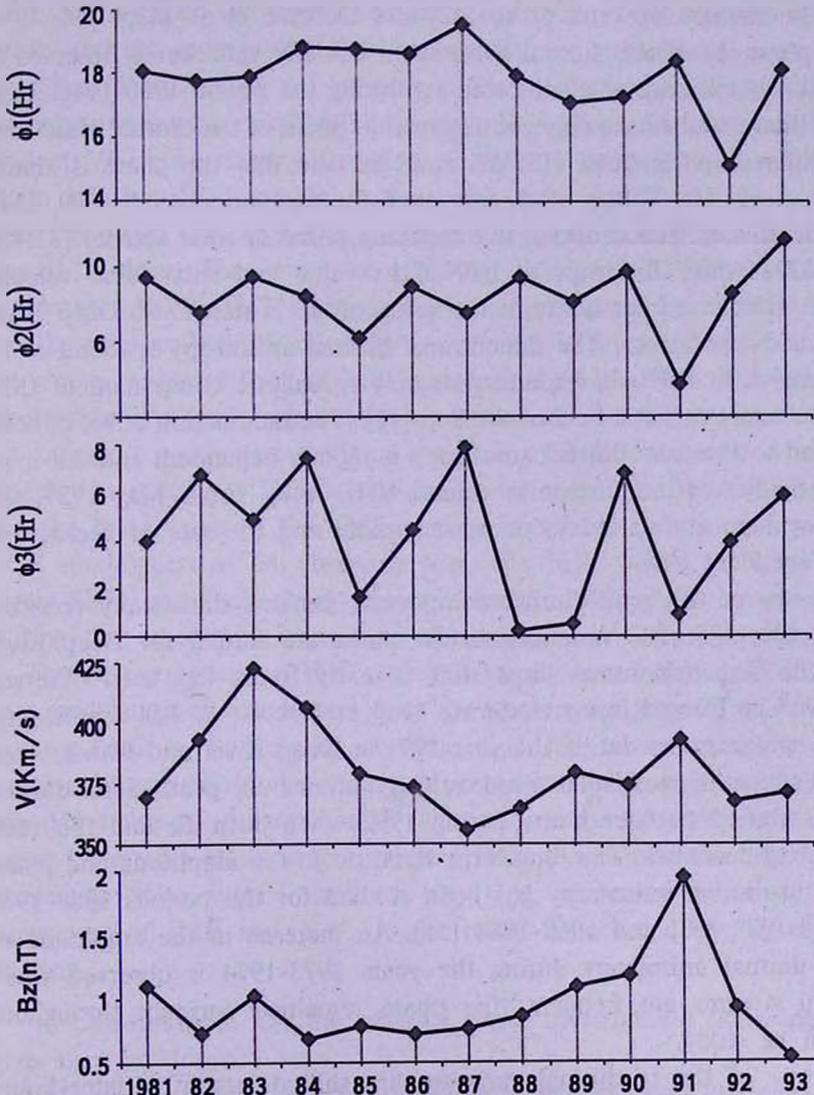


Fig.6. Plots showing the average values of the phases (Hr) of the first three harmonics of daily variation in cosmic ray intensity alongwith the solar wind velocity and the magnitude of B_z component of IMF on 60 QD for the Tokyo NM station.

served with neutron monitors [40]. Munakata et al. [41] studied the characteristics of solar diurnal anisotropy in HSSWS originating from polar coronal holes using neutron monitor data for 17 stations and muon telescope data from 17 directions. They found that the amplitude of the diurnal anisotropy depends on the location of the coronal holes and hence IMF source in constantly high and declining portion of the solar wind stream. Iucci et al. [42] with 33 well-defined events of HSSWS found that the semi-diurnal amplitude depends on the Earth's position inside the stream. Munakata et al. [41] found that the modulation of the anisotropy is less dependent on the solar wind speed, which is different from the results obtained by Iucci et al. [42] and Dorman et al. [43,44].

The phase ϕ_1 of the diurnal component of daily variation is observed to be statistically constant at all the stations during the period 1980-1986. Iucci et al. [42] have studied the changes observed in phase of the diurnal anisotropy during different portions of HSSWS and observed that the phase is almost constant at ~ 18 Hr. Values of B_z are small for the period 1980-1990. IMF magnitude B is enhanced during the declining phase of solar activity [31,45]. During 1992 when B_z drops to half of its value and solar wind velocity decreases, shift to earlier hours in the value of ϕ_1 is steeper at Deep River and Inuvik NM stations. The direction of diurnal anisotropy is found to be more sensitive to IMF. It responds not only to ecliptic component of IMF but also to total magnetic field of the Sun [46]. The modulation effect of solar wind speed to the solar diurnal anisotropy is rigidity dependent and the most sensitive rigidity of modulation is around 50 Gv [47]. From May 1987, the cosmic ray intensity started to decrease rapidly and the rate of decrease is rigidity dependent [48].

Phase ϕ_2 of the semi-diurnal component remains statistically constant at Tokyo till 1985. The variations in the phase are similar for Deep River and Inuvik NM stations. A large shift to early hours has been observed during 1985 at Deep River and during 1987 at Tokyo. ϕ_2 has significantly shifted to earlier hours during the year 1991 at Deep River and Inuvik when B_z has large value and solar wind velocity attains its peak. Semi-diurnal phase has shifted to later hours during 1992 when both B_z and the solar wind velocity decreases. The long-term variation in the amplitude and phase of the semi-diurnal anisotropy has been studied for the periods 1964-1976 [49], 1968-1979 [50] and 1968-1984 [51]. An increase in the amplitude of the semi-diurnal anisotropy during the years 1973-1974 is observed when high-speed streams are frequent; the phase remained constant throughout the epoch of study.

Phase ϕ_3 of the tri-diurnal variation has shifted largely to later hours at Tokyo during 1983 and to earlier hours at Inuvik during 1985 and 1988

as compared to the previous year. Solar wind velocity decreases continuously from 1983 till 1987. During 1991-1992 when the two heliospheric parameters i.e., V and B_z decrease ϕ_3 has shown a shift towards earlier hours during 1991 and to later hours during 1992 at Inuvik.

Snyder et al. [52] and Mavromichalaki et al. [53] correlated the solar wind speed to the geomagnetic activity. The geomagnetic activity is correlated with the southward magnetic field component [54]. Geomagnetic activity results from magnetic reconnection between IMF and the Earth's magnetic field and this process is most effective when the IMF is southward. Sabbah [55] obtained an inverse correlation between cosmic ray intensity and the geomagnetic activity and observed the enhancement in upper cut-off rigidity, R_c and the geomagnetic activity resulting from variation in the solar plasma parameters. Upper cut-off rigidity correlates well with the product VB rather than with magnetic field B since VB reflects both diffusion by the IMF and convection with solar wind. The product VB is more important for cosmic rays and geomagnetic activity modulation rather than IMF alone. The amplitude of 27-day variation of GCR is also linearly correlated with the IMF strength B , the z -component B_z of the IMF vector and the product VB [56]. Burlaga and Ness [57] argued that it is ultimately the strong magnetic field and their associated fluctuations that produce the modulation of cosmic rays. Coupling between the IMF strength B and the CR transport parameters leads to a simple modulation model in which the modulation process is linked to global variations of B . Belov [23] suggested that the local value of the IMF place a significant role in controlling the GCR modulation at an observing site. The high values of R_c , V and B_z during 1991 and their sharp decrease during 1992 might have resulted in shifting the anisotropy vectors of diurnal and semi-diurnal anisotropies.

The B_z component of IMF does not usually contribute significantly to the solar modulation of cosmic rays since the long-term average of this component near the Earth is ~ 0 . However, Swinson et al. [58] have demonstrated that on occasions it can contribute to a field dependent anisotropy especially to the extended trains of enhanced solar diurnal variation observed in 1974. They contend that this enhancement resulted from the constructive interference of the regular solar diurnal variation, $B_y \times \nabla N_y$, streaming where B_y is the y component of IMF and ∇N_y is the radial heliocentric cosmic ray density gradient.

4. Conclusions. On the basis of above investigation following conclusions may be drawn:

- The amplitude of all the three harmonics increases during 1982-1984 at all the stations during the HSSWS epoch and remains low during the

declining phase of the stream. The amplitudes of the three harmonics have not any obvious characteristics associated with the time variation of magnitude of B_z component.

- The phases of all the three harmonics have not time variation characteristics associated with solar wind velocity and B_z component of interplanetary magnetic field.

¹ Department of Physics, Govt. Model Science College (Autonomous), India

² Computer and I.T. Section, Tropical Forest Research Institute, India, e-mail: rkm_30@yahoo.com or rajeshkmishra20@hotmail.com

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ГЕЛИОСФЕРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА АНИЗОТРОПИЮ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Р.А.МИШРА¹, Р.К.МИШРА²

В настоящей работе приводится анализ гармоник данных, полученных за период времени 1980-1995 тремя различными станциями по мониторингу нейтронов (Deer River, Inuvik, Tokio), которые расположены на различных геомагнитных порогах жесткости и высотах. Целью анализа является выявление связи между суточной, полусуточной, трехсуточной анизотропиями интенсивности космических лучей и изменениями компонента B_z межпланетного магнитного поля, а также скорости солнечного ветра в течение 60-и наиболее спокойных дней. Из наблюдений следует, что в период повышенной скорости солнечного ветра в течение 1982-1984гг. на всех станциях амплитуды всех трех гармоник увеличились, в то время как оставались малыми во время фазы ослабления ветра. У амплитуд трех гармоник не выявлено характеристик, явно связанных с временным изменением величины компонента B_z . Фазы всех трех гармоник не имеют изменяющихся со временем временных характеристик, связанных со скоростью солнечного ветра и B_z .

REFERENCES

1. *J.R.Ballif, D.E.Jones, P.J.Coleman*, *J. Geophys. Res.*, **74**, 2289, 1969.
2. *S.Kumar, R.S.Yadav*, 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, **10**, 242, 1981.
3. *S.Kumar, S.K.Shrivastava, S.K.Dubey, M.K.Richhariya, U.Gulati*, *Ind. J. Radio and Space Phys.*, **27**, 150, 1998.
4. *S.Kumar, Rekha Agarwal, Rajesh Mishra, S.K.Dubey*, 27th Int. Cosmic Ray Conf. Hamburg, SH 3.4, 3966, 2001.
5. *G.Subramanian, V.Sarabhai*, *Astrophys. J.*, **149**, 417, 1967.
6. *J.J.Quenby, B.Lietti*, *Planet. Space Sci.*, **16**, 1209, 1968.
7. *J.Kota*, *J. App. A.*, **8**, 1349, 1975.
8. *K.Nagashima, H.Ueno, K.Fujimoto, Z.Fujii, I.Kondo*, *Rep. Inos. Space Res. Japan*, **26**, 1, 1972.
9. *J.A.Simpson, M.Zhang, S.Bame*, *Astrophys. J.*, **465**, 69, 1996.
10. *B.Heber, W.Droge, H.Kunow, R.Muller-Mellin, G.Wibberenz*, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1513, 1996.
11. *H.S.Ahluwalia, M.M.Fikani*, *J. Geophys. Res.*, **101**, 11075, 1996.
12. *H.S.Ahluwalia, M.M.Fikani*, *J. Geophys. Res.*, **101**, 11087, 1996.
13. *H.S.Ahluwalia*, 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plodiv, **11**, 298, 1977.
14. *S.P.Agrawal*, *J. Geophys. Res.* **86**, 10115, 1981.
15. *H.S.Ahluwalia, M.M.Fikani*, 22nd Int. Cosmic Ray Conf. Ireland, **3**, 461, 1991.
16. *K.Fujii*, *Iono. Space Res. Japan*, **25**, 242, 1971.
17. *H.S.Ahluwalia, M.M.Fikani*, 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban, **2**, 125, 1997.
18. *J.W.Bieber, M.A.Pomerantz*, *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 920, 1983.
19. *J.R.Jokipii, B.T.Thomas*, *Astrophys. J.*, **243**, 1115, 1981.
20. *E.J.Smith, B.T.Thomas*, *J. Geophys. Res.*, **91**, 2933, 1986.
21. *N.P.Chirkov*, 19th Int. Cosmic Ray. Conf., **4**, 489, 1985.
22. *V.Cane, G.Wibberenz, L.G.Richardson, T.T. Von Roseninge*, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 565, 1999.
23. *A.V.Belov, R.T.Guschina, V.G.Yanke*, 26th Int. Cosmic Ray Conf. Utah., **7**, 175, 1999.
24. *E.N.Parker*, *Interplanetary Dynamical Process-Wiley Inter Science*, Nework, 1963.
25. *N.Iucci, M.Parisi, M.Storini, G.Villoressi*, *Nuovo Cimento*, **2C**, 421, 1979.
26. *N.S.Kaminer, A.E.Kuzmicheva, N.V.Myrina*, *Geomag. and Aeronomy*, **21**, 424, 1981.
27. *N.R.Sheeley, E.T.Swanson, T.M.Wang*, *J. Geophys. Res.*, **96**, 861, 1991.
28. *J.D.Richardson, K.I.Paularena, C.Wang*, *Solar Wind Nine*, 1999.
29. *K.Kondoh, N.Hasebe, T.Doke et. al.*, 26th Int. Cosmic Ray Conf. Utah, **7**, 179, 1999.
30. *I.Sabbah*, *Can. J. Phys.*, **78**, 293, 2000.
31. *I.Sabbah*, *J. Geophys. Res.*, **101**, 2485, 1996.
32. *K.Fujimoto, S.Mori, H.Ueno, K.Nagashima*, 18th Int. Cosmic Ray Conf., Bangalore, **3**, 295, 1983.
33. *S.P.Duggal, M.A.Pomerantz*, 15th Int. Cosmic Ray Conf. Plodiv, **4**, 370, 1977.

34. *N.Iucci, M.Parisi, M.Storin, G.Villoressi*, 10th Int. Cosmic Ray Conf. Tokyo, 3, 491, 1979.
35. *K.Fujimoto, K.Kojimatt Munakami*, 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, 3, 267, 1983.
36. *J.W.Sari, D.Venkatesan, J.J.Lanzerotti, C.G.Maclennan*, J. Geophys. Res., 83, 5139, 1978.
37. *N.Iucci, M.Parisi, M.Storini, G.Villoressi*, 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, 10, 238, 1981.
38. *S.P.Agrawal, B.L.Mishra, S.P.Pathak, R.S.Yadav, S.Kumar, Badruddin*, 17th Int. Cosmic Ray Conf. Paris, 4, 119, 1981.
39. *H.S.Ahluwalia*, Geophys. Res. Lett., 19, 633, 1992.
40. *C.W.Snyder, M.Neugebauer, U.R.Rao*, J. Geophys. Res., 68, 6361, 1963.
41. *K.Munakata, S.Mori, J.Y.Ryu, S.P.Agrawal, D.Venkatesan*, 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow, 4, 39, 1987.
42. *N.Iucci, M.Parisi, M.Storini, G.Villoressi*, 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, 3, 354, 1983.
43. *L.I.Dorman, N.S.Kaminer, A.E.Kuj'micheva, N.V.Mymrina*, Geomagnetism and Aeronomy, 24, 452, 1984.
44. *L.I.Dorman, N.S.Kamur, A.E.Kuj'micheva, N.V.Hymrina*, Geomagnetism and Aeronomy, 24, 554, 1985.
45. *I.Sabbah*, Annal. Geophys., 12, 279, 1994.
46. *G.A.Gonchar, E.V.Kolomeets, N.V.Shyunyaeva*, 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, 10, 197, 1983.
47. *K.Munakata, S.Mori, D.Venkatesan*, 21st Int. Cosmic Ray Conf. Adelaide, 6, 341, 1990.
48. *M.A.El-Borie, S.S.Al-Thoyaib*, 27th Int. Cosmic Ray Conf. Hamburg, SH3.2, 3780, 2001.
49. *S.Kumar, U.Gulati, D.Khare, M.Tripathi, M.Sharma*, J. Pure & App. Phys., 5, 12, 1993.
50. *S.P.Agrawal, S.P.Pathak, B.L.Mishra*, 18th Int. Cosmic Ray Conf. Bangalore, 3, 304, 1983.
51. *S.P.Pathak, S.P.Agrawal*, 20th Int. Cosmic Ray Conf. Moscow, 4, 129, 1987.
52. *C.W.Snyder, M.Neugebauer*, J. Geophys. Res., 68, 6361, 1963.
53. *H.Mavromichalaki, A.Vassilaki, E.Marmatsouri*, Solar Physics, 115, 345, 1988.
54. *N.U.Crooker, K.I.Gringauz*, J. Geophys. Res., 98, 59, 1993.
55. *I.Sabbah*, Solar Phys., 188, 403, 1999.
56. *I.Sabbah*, Geophys. Res. Lett., 27, No.13, 2000.
57. *L.F.Burlaga, N.F.Ness*, J. Geophys. Res., 103, 29719, 1998.
58. *D.B.Swinson, T.Saito, S.Mori*, J. Geophys. Res., 86, 8845, 1981.

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Оценки массы Местной группы и группы М81 по искажениям окрестного поля скоростей	<i>И.Д.Караченцев, О.Г.Кашибадзе</i>	5
Спектральное исследование объектов ВIG на 2.6-м телескопе БАО	<i>Л.А.Саргсян, А.М.Микаелян</i>	23
Фотополяриметрия ЗС 66А в 2003г.	<i>Ю.С.Ефимов, Н.В.Примак</i>	41
Спектральные наблюдения звезд, связанных с туманностями. I. PP 52, 57, 63, 89	<i>Эльма С.Парсамян, Л.Г.Гаспарян</i>	61
Спектральное изучение объекта HH12	<i>Е.Р.Оганесян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян</i>	71
Влияние звездного ветра на долговременную переменность эмиссионной линии Ha. Случай Ae-звезды Хербига HD 31648	<i>О.В.Козлова</i>	81
FBS 2213+421: Является ли погруженная в пылевую оболочку долгопериодическая АВГ Миридой?	<i>К.С.Гигоян, Д.Руссей</i>	91
Генерация тороидального магнитного поля во вращающихся нейтронных звездах	<i>Д.М.Седракян</i>	97
О связи пульсаров с остатками вспышек сверхновых звезд	<i>В.Г.Малумян, А.Н.Арутюнян</i>	103
Система ВМ Ori. IV. Новый компонент системы	<i>Э.А.Витриченко, В.Г.Ключкова, В.В.Цымбал</i>	111
Структура магнитного поля и аккреционные режимы асинхронного поляра ВУ Cam	<i>Е.П.Павленко</i>	121
Цветовые функции звездных систем	<i>М.В.Касьянова, Ю.А.Щекинов</i>	139
Влияние закона потемнения диска звезды к краю на вероятности открытия разделенных тесных двойных звезд как затменных переменных	<i>О.В.Еретнова, М.А.Свечников, М.А.Эбель</i>	151

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Структура внутренних областей околосветных газовых оболочек молодых горячих звезд. I. Изолированная Ae-звезда Хербига WW Vul <i>О.В.Козлова, Д.Н.Шаховской, А.Н.Ростопчина, И.Ю.Алексеев</i>	171
Изменения блеска и поляризации W Ser <i>Т.А.Полякова</i>	187
Исследование слабых галактических углеродных звезд из Первого Бюраканского спектрального обзора неба. II <i>К.С.Гигоян, А.М.Михаелян, Н.Маурон</i>	197
Радиоисточник Z0254+43: $z = 4.067$ <i>В.Р.Амирханян, В.П.Михайлов</i>	209
Гравитационное излучение медленно вращающихся нейтронных звезд <i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, М.К.Шахабасян</i>	221
Гравитационное излучение дифференциально вращающихся и осциллирующих белых карликов <i>Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян</i>	231
Гравитационное излучение звездных конфигураций из несжимаемой жидкости <i>А.А.Садоян</i>	243
Модели магнитного поля медленно вращающихся Ср-звезд. γ Equ = HD201601 <i>Ю.В.Глаголевский, Е.Герт</i>	251
Статистическое описание поля излучения в однородной среде конечной оптической толщины <i>А.Г.Никогосян</i>	263
Распределение свободных электронов в плоскости галактики <i>Р.Р.Андреасян, С.К.Балаян, В.Г.Мовсесян</i>	277
Электромагнитная неустойчивость однородной межзвездной среды <i>А.С.Баранов</i>	289
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Двухцветные параллельные наблюдения вспышки звезды НП 2411 = FSP 377 в Плеядах <i>О.С.Чавушян, В.В.Амбарян</i>	299
ОБЗОРЫ	
Пятенная активность поздних звезд, методы и результаты <i>И.Ю.Алексеев</i>	303

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Бюраканской астрофизической обсерватории 60 лет <i>Д.М.Седракян, Г.А.Арутюнян, А.Т.Каллоглян</i>	329
Обзор галактик Местного объема в линии $H\alpha$: Слабые спутники M31 <i>С.С.Кайсин, И.Д.Караченцев</i>	337
Спектральные наблюдения галактик с УФ-избытком <i>Э.Л.Карпетян</i>	351
Анизотропные и неоднородные S-эллипсоиды Римана внутри сфероидального гало. II <i>М.Г.Абрамян</i>	359
Спектральные и фотографические наблюдения известной T ассоциации в области Суг OB7 <i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карпетян</i>	375
Спектральные наблюдения голубых звездных объектов FBS. Полоса $\delta = +43^\circ$ <i>П.К.Синамян, А.М.Микаелян</i>	391
Изучение волновых процессов в нелинейных пучках при распространении волн в плазме пульсаров с различными ориентациями магнитных полей <i>А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян</i>	409
Изменение орбитального периода контактных типа W UMa-систем <i>Г.Н.Дремова, М.А.Свечников</i>	419
Исследование переменности долгопериодических пульсирующих звезд. I. Методы анализа наблюдений <i>И.Л.Андронов, В.И.Марсакова</i>	433
Исследование двойной звезды 61 Лебеда по наблюдениям на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории <i>Д.Л.Горшанов, Н.А.Шахт, А.А.Киселев</i>	453
Анализ периодических возмущений в кратной системе ADS 15571 <i>Е.А.Грошева</i>	467
Рассеяние излучения на свободных электронах. Усредненная по углам функция перераспределения <i>Г.А.Арутюнян</i>	475
О моделях квинтэссенсной инфляции с неминимально связанным скалярным полем <i>А.Л.Мхитарян, А.А.Саарян</i>	487

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

Переменность от ночи к ночи эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 3227	
<i>Л.П.Метик, И.И.Проник, Л.М.Шарипова</i>	499
2D-спектроскопия галактик с очагами звездообразования. Исследование SBS 1533+574	
<i>С.А.Акопян, С.К.Балаян, С.Н.Додонов, Т.А.Мовсисян</i>	511
Пекулярные скорости 3000 спиральных галактик из каталога 2MFGC	
<i>И.Д.Караченцев, Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, С.Н.Митронова</i>	527
Спектральное наблюдение галактики Kaz 17	
<i>М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян</i>	541
О механизмах затмений в экзотических затменных системах	
<i>В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева</i>	553
Спектральные наблюдения вспыхивающей звезды EV Lac	
<i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян, Р.Ш.Нацелишвили</i>	573
Спектроскопическое исследование слабомагнитной звезды HD220825 - κ Psc	
<i>Ю.В.Глаголевский, И.Х.Илиев, И.К.Статева, Г.А.Чунтонов</i>	585
Исследование переменности долгопериодических пульсирующих звезд. II. Дополнительные параметры классификации звезд	
<i>В.И.Марсакова, И.Л.Андронов</i>	595
Тороидальное магнитное поле в пульсарах	
<i>Д.М.Седракян, Р.Крикорян</i>	613
Интересный туманный объект в LDN. 288	
<i>А.Л.Гольбудагян, Х.Май</i>	621
К вопросу распространения электромагнитной волны в одномерной квазипериодической среде	
<i>В.Д.Бадалян</i>	631
Электромагнитная неустойчивость частично перекрывающихся потоков в межзвездной среде	
<i>А.С.Баранов</i>	637
Влияние солнечных гелиосферических параметров на анизотропию космических лучей	
<i>Р.А.Мишра, Р.К.Мишра</i>	651

CONTENTS

Number 1

- Total masses of the Local Group and M 81 group derived from the local Hubble flow
I.D.Karachentsev, O.G.Kashibadze 5
- Spectral study of BIG objects on the BAO 2.6-m telescope
L.A.Sargsyan, A.M.Mickaelian 23
- Photopolarimetry of 3C 66A in 2003
Yu.S.Efimov, N.V.Primak 41
- The spectral observations of the stars, associated with nebulae. I. PP52, PP57, PP63, PP89
Elma S.Parsamian, L.G.Gasparian 61
- The spectral study of HH12 object
E.R.Hovhannessian, T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian 71
- Influence of stellar wind on the long-term spectral variability of H α emission. The case of Herbig Ae star HD 31648
O.V.Kozlova 81
- FBS 2213+421: A dust-enshrouded long-period AGB Mira variable?
K.S.Gigoyan, D.Russeil 91
- Generation of toroidal magnetic field in the rotating neutron stars
D.M.Sedrakian 97
- On the connection of pulsars with the remnants of supernova outbursts
V.H.Malumyan, A.N.Harutyunyan 103
- The BM Ori system. IV. The new component
E.A.Vitrichenko, V.G.Klochkova, V.V.Tsybal 111
- Magnetic field structure and accretion modes of the asynchronous polar BY Cam
E.P.Pavlenko 121
- Colour functions of stellar systems
M.V.Kasjanova, Yu.A.Shchekinov 139
- Influence of star limb darkening law on the probabilities of the discovery of detached close binary stars as eclipsing variables
O.V.Eretnova, M.A.Svechnikov, M.A.Ebel 151

CONTENTS

Number 2

- The structure of inner regions of circumstellar envelopes around young hot stars. I. The isolated Ae Herbig star WW Vul
O.V.Kozlova, D.N.Shakhovskoi, A.N.Rostopchina, I.Yu.Alekseev 171
- The brightness and polarization variations of W Cep
T.A.Polyakova 187
- Investigation of faint Galactic carbon stars from the First Byurakan spectral sky survey. II
K.S.Gigoyan, A.M.Mickaelian, N.Mauron 197
- The radio source Z0254+43: $z = 4.067$
V.R.Amirkhanyan, V.P.Mikhailov 209
- Gravitational radiation of the slowly rotating neutron stars
D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, M.K.Shahabasyan 221
- Gravitational radiation from differentially rotating and oscillating white dwarfs
D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan 231
- Gravitational radiation of stellar configurations consisting of incompressible liquid
A.H.Sadoyan 243
- Models of a magnetic field slowly rotated CP stars. γ Equ = HD201601
Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth 251
- The statistical description of the radiation field in homogeneous medium of finite optical thickness
A.G.Nikoghossian 263
- The distribution of free electrons in the plane of the galaxy
R.R.Andreasyan, S.K.Balayan, V.H.Movsisyan 277
- Electromagnetic instability of a homogeneous interstellar medium
A.S.Baranov 289
- NOTES
- On the realization of a unique observation in the region of Pleiades aggregate
H.S.Chavushyan, V.V.Hambaryan 299
- REVIEWS
- Starspot activity of late-type stars: methods and results
I.Yu.Alekseev 303

CONTENTS

Number 3

- Sixtieth Anniversary of Byurakan Astrophysical Observatory
D.M.Sedrakian, H.A.Harutyunian, A.T.Kalloghlian 329
- Survey of the Local Volume galaxies in H α : faint companions to M31
S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev 337
- The spectral observations of the galaxies with UV excess
E.L.Karapetyan 351
- Anisotropic inhomogeneous Riemann S-type ellipsoids in the spheroidal halo
M.G.Abrahamyan 359
- The spectral and photographyc observations of the known T association in the region Cyg OB7
N.D.Melikian, V.S.Tamazian, A.A.Karapetian 375
- Spectral observations of the FBS blue stellar objects. Zone $\delta = +43^\circ$
P.K.Sinamian, A.M.Mickaelian 391
- The study of wave processes in nonlinear beams in the case of propagation of waves in plasma of pulsars with various orientations of magnetic fields
A.G.Bagdov, D.M.Sedrakian 409
- About secular change of the orbital period of W UMa-type contact binary system
G.N.Dryomova, M.A.Svechnikov 419
- Investigation of variability of long-periodic pulsating stars. I. Methods of analysis of observations
I.L.Andronov, V.I. Marsakova 433
- Investigation of double star 61 Cygni by means of 26-inch refractor of Pulkovo observatory
D.L.Gorshanov, N.A.Shakht, A.A.Kisselev 453
- Analysis of periodic perturbations in multiple system ADS 15571
E.A.Grosheva 467
- Scattering of radiation by free electrons. The averaged over the angles redistribution function
H.A.Harutyunian 475
- On quintessential inflation models with a non-minimally coupled scalar field
A.L.Mkhitaryan, A.A.Saharian 487

CONTENTS

Number 4

Night-to-night variation of the emission lines in the nucleus spectrum of the Seyfert galaxy NGC 3227	<i>L.P.Metik, I.I.Pronik, L.M.Sharipova</i>	499
2D-spectroscopy of galaxies with the nests of starformation. Investigation of SBS1533+574	<i>S.A. Hakopian, S.K.Balayan, S.N.Dodonov, T.A.Movsessian</i>	511
Peculiar velocities of 3000 spiral galaxies from the 2MFGC catalogue	<i>I.D.Karachentsev, Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, S.N.Mitronova</i>	527
The spectral observation of the galaxy Kaz17	<i>M.A.Kazaryan, E.L.Karapetyan</i>	541
On the nature of the eclipse mechanism in the exotic binaries	<i>V.P.Grinin, L.V.Tambovtseva</i>	553
Spectral observations of flare star EV Lac	<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazjan, J.A.Docobo, A.A.Karapetian, R.Sh.Natsvlisvili</i>	573
Spectroscopic investigation of the weak magnetic star HD220825- κ Psc	<i>Yu.V.Glagolevskij, I.Kh.Iliev, I.K.Stateva, G.A.Chountonov</i>	585
Investigation of variability of long-periodic pulsating stars. II. Additional classification criteria for variables	<i>V.I.Marsakova, I.L.Andronov</i>	595
Toroidal magnetic field in pulsars	<i>D.M.Sedrakian, R.Krikorian</i>	613
An interesting nebular object in LDN 288	<i>A.L.Gyulbudaghian, J.May</i>	621
On the spread of electromagnetic wave in one-dimensional quasi-periodic medium	<i>V.D.Badalyan</i>	631
Electromagnetic instability of partially overlapping flows in the interstellar medium	<i>A.S.Baranov</i>	637
Influence of solar Heliospheric parameters on cosmic rays anisotropy	<i>Rekha Agarwal Mishra, Rajesh K.Mishra</i>	651

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

- Оценки массы Местной группы и группы М81 по искажениям
окрестного поля скоростей
И.Д.Караченцев, О.Г.Кашибадзе 5
- Спектральное исследование объектов ВIG на 2.6-м телескопе БАО
Л.А.Саргсян, А.М.Микаелян 23
- Фотополяриметрия ЗС 66А в 2003г.
Ю.С.Ефимов, Н.В.Примак 41
- Спектральные наблюдения звезд, связанных с туманностями. I.
PP 52, 57, 63, 89
Эльма С.Парсамян, Л.Г.Гаспарян 61
- Спектральное изучение объекта HH12
Е.Р.Оганесян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян 71
- Влияние звездного ветра на долговременную переменность
эмиссионной линии H α . Случай Ae-звезды Хербига HD 31648
О.В.Козлова 81
- FBS 2213+421: Является ли погруженная в пылевую оболочку
долгопериодическая АВГ Миридой?
К.С.Гигоян, Д.Руссей 91
- Генерация тороидального магнитного поля во вращающихся
нейтронных звездах
Д.М.Седракян 97
- О связи пульсаров с остатками вспышек сверхновых звезд
В.Г.Малумян, А.Н.Арутюнян 103
- Система ВМ Ori. IV. Новый компонент системы
Э.А.Витриченко, В.Г.Клочкова, В.В.Цымбал 111
- Структура магнитного поля и аккреционные режимы асинхрон-
ного поляра ВУ Cam
Е.П.Павленко 121
- Цветовые функции звездных систем
М.В.Касьянова, Ю.А.Щекинов 139
- Влияние закона потемнения диска звезды к краю на вероятности
открытия разделенных тесных двойных звезд как затменных
переменных
О.В.Еретнова, М.А.Свечников, М.А.Эбель 151

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Структура внутренних областей околозвездных газовых оболочек молодых горячих звезд. I. Изолированная Ae-звезда Хербига WW Vul <i>О.В.Козлова, Д.Н.Шаховской, А.Н.Ростопчина, И.Ю.Алексеев</i>	171
Изменения блеска и поляризации W Ser <i>Т.А.Полякова</i>	187
Исследование слабых галактических углеродных звезд из Первого Бюраканского спектрального обзора неба. II <i>К.С.Гигоян, А.М.Микаелян, Н.Маурон</i>	197
Радиоисточник Z0254+43: $z = 4.067$ <i>В.Р.Амирханян, В.П.Михайлов</i>	209
Гравитационное излучение медленно вращающихся нейтронных звезд <i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, М.К.Шахабасян</i>	221
Гравитационное излучение дифференциально вращающихся и осциллирующих белых карликов <i>Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян</i>	231
Гравитационное излучение звездных конфигураций из несжимаемой жидкости <i>А.А.Садоян</i>	243
Модели магнитного поля медленно вращающихся Ср-звезд. γ Equ = HD201601 <i>Ю.В.Глаголевский, Е.Герт</i>	251
Статистическое описание поля излучения в однородной среде конечной оптической толщины <i>А.Г.Никогосян</i>	263
Распределение свободных электронов в плоскости галактики <i>Р.Р.Андреасян, С.К.Балаян, В.Г.Мовсесян</i>	277
Электромагнитная неустойчивость однородной межзвездной среды <i>А.С.Баранов</i>	289
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Двухцветные параллельные наблюдения вспышки звезды НП 2411 = FSP 377 в Плеядах <i>О.С.Чавушян, В.В.Амбарян</i>	299
ОБЗОРЫ	
Пятенная активность поздних звезд, методы и результаты <i>И.Ю.Алексеев</i>	303

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Бюраканской астрофизической обсерватории 60 лет <i>Д.М.Седракян, Г.А.Арутюнян, А.Т.Каллоглян</i>	329
Обзор галактик Местного объема в линии $H\alpha$: Слабые спутники M31 <i>С.С.Кайсин, И.Д.Караченцев</i>	337
Спектральные наблюдения галактик с УФ-избытком <i>Э.Л.Карпетян</i>	351
Анизотропные и неоднородные S-эллипсоиды Римана внутри сфероидального гало. II <i>М.Г.Абрамян</i>	359
Спектральные и фотографические наблюдения известной T ассоциации в области Суг OV7 <i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карпетян</i>	375
Спектральные наблюдения голубых звездных объектов FBS. Полоса $\delta = +43^\circ$ <i>П.К.Синамян, А.М.Микаелян</i>	391
Изучение волновых процессов в нелинейных пучках при распространении волн в плазме пульсаров с различными ориентациями магнитных полей <i>А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян</i>	409
Изменение орбитального периода контактных типа W UMa-систем <i>Г.Н.Дремова, М.А.Свечников</i>	419
Исследование переменности долгопериодических пульсирующих звезд. I. Методы анализа наблюдений <i>И.Л.Андронов, В.И.Марсакова</i>	433
Исследование двойной звезды 61 Лебеда по наблюдениям на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории <i>Д.Л.Горшанов, Н.А.Шахт, А.А.Киселев</i>	453
Анализ периодических возмущений в кратной системе ADS 15571 <i>Е.А.Грошева</i>	467
Рассеяние излучения на свободных электронах. Усредненная по углам функция перераспределения <i>Г.А.Арутюнян</i>	475
О моделях квинтэссенсной инфляции с неминимально связанным скалярным полем <i>А.Л.Мхитарян, А.А.Саарян</i>	487

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

- Переменность от ночи к ночи эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 3227
Л.П.Метик, И.И.Проник, Л.М.Шарипова 499
- 2D-спектроскопия галактик с очагами звездообразования. Исследование SBS 1533+574
С.А.Акопян, С.К.Балаян, С.Н.Додонов, Т.А.Мовсисян 511
- Пекулярные скорости 3000 спиральных галактик из каталога 2MFGC
И.Д.Караченцев, Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, С.Н.Митронова 527
- Спектральное наблюдение галактики Kaz 17
М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян 541
- О механизмах затмений в экзотических затменных системах
В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева 553
- Спектральные наблюдения вспыхивающей звезды EV Lac
Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян, Р.Ш.Нацвлишвили 573
- Спектроскопическое исследование слабомагнитной звезды HD220825 - κ Psc
Ю.В.Глаголевский, И.Х.Илиев, И.К.Статева, Г.А.Чунтонов 585
- Исследование переменности долгопериодических пульсирующих звезд. II. Дополнительные параметры классификации звезд
В.И.Марсакова, И.Л.Андронов 595
- Тороидальное магнитное поле в пульсарах
Д.М.Седракян, Р.Крикорян 613
- Интересный туманный объект в LDN. 288
А.Л.Гольбудагян, Х.Май 621
- К вопросу распространения электромагнитной волны в одномерной квазипериодической среде
В.Д.Бадалян 631
- Электромагнитная неустойчивость частично перекрывающихся потоков в межзвездной среде
А.С.Баранов 637
- Влияние солнечных гелиосферических параметров на анизотропию космических лучей
Р.А.Мишра, Р.К.Мишра 651

CONTENTS

Number 1

- Total masses of the Local Group and M 81 group derived from the local Hubble flow
I.D.Karachentsev, O.G.Kashibadze 5
- Spectral study of BIG objects on the BAO 2.6-m telescope
L.A.Sargsyan, A.M.Mickaelian 23
- Photopolarimetry of 3C 66A in 2003
Yu.S.Efimov, N.V.Primak 41
- The spectral observations of the stars, associated with nebulae. I. PP52, PP57, PP63, PP89
Elma S.Parsamian, L.G.Gasparian 61
- The spectral study of HH12 object
E.R.Hovhannessian, T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian 71
- Influence of stellar wind on the long-term spectral variability of H α emission. The case of Herbig Ae star HD 31648
O.V.Kozlova 81
- FBS 2213+421: A dust-enshrouded long-period AGB Mira variable?
K.S.Gigoyan, D.Russeil 91
- Generation of toroidal magnetic field in the rotating neutron stars
D.M.Sedrakian 97
- On the connection of pulsars with the remnants of supernova outbursts
V.H.Malumyan, A.N.Harutyunyan 103
- The BM Ori system. IV. The new component
E.A.Vitrichenko, V.G.Klochkova, V.V.Tsymbal 111
- Magnetic field structure and accretion modes of the asynchronous polar BY Cam
E.P.Pavlenko 121
- Colour functions of stellar systems
M.V.Kasjanova, Yu.A.Shchekinov 139
- Influence of star limb darkening law on the probabilities of the discovery of detached close binary stars as eclipsing variables
O.V.Eretnova, M.A.Svechnikov, M.A.Ebel 151

CONTENTS

Number 2

- The structure of inner regions of circumstellar envelopes around young hot stars. I. The isolated Ae Herbig star WW Vul
O.V.Kozlova, D.N.Shakhovskoi, A.N.Rostopchina, I.Yu.Alekseev 171
- The brightness and polarization variations of W Cep
T.A.Polyakova 187
- Investigation of faint Galactic carbon stars from the First Byurakan spectral sky survey. II
K.S.Gigoyan, A.M.Mickaelian, N.Mauron 197
- The radio source Z0254+43: $z = 4.067$
V.R.Amirkhanyan, V.P.Mikhailov 209
- Gravitational radiation of the slowly rotating neutron stars
D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, M.K.Shahabasyan 221
- Gravitational radiation from differentially rotating and oscillating white dwarfs
D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan 231
- Gravitational radiation of stellar configurations consisting of incompressible liquid
A.H.Sadoyan 243
- Models of a magnetic field slowly rotated CP stars. γ Equ = HD201601
Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth 251
- The statistical description of the radiation field in homogeneous medium of finite optical thickness
A.G.Nikoghossian 263
- The distribution of free electrons in the plane of the galaxy
R.R.Andreasyan, S.K.Balayan, V.H.Movsisyan 277
- Electromagnetic instability of a homogeneous interstellar medium
A.S.Baranov 289
- NOTES
- On the realization of a unique observation in the region of Pleiades aggregate
H.S.Chavushyan, V.V.Hambaryan 299
- REVIEWS
- Starspot activity of late-type stars: methods and results
I.Yu.Alekseev 303

CONTENTS

Number 3

- Sixtieth Anniversary of Byurakan Astrophysical Observatory
D.M.Sedrakian, H.A.Harutyunian, A.T.Kalloghlian 329
- Survey of the Local Volume galaxies in H α : faint companions to M31
S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev 337
- The spectral observations of the galaxies with UV excess
E.L.Karapetyan 351
- Anisotropic inhomogeneous Riemann S-type ellipsoids in the spheroidal halo
M.G.Abrahamyan 359
- The spectral and photographyc observations of the known T association in the region Cyg OB7
N.D.Melikian, V.S.Tamazian, A.A.Karapetian 375
- Spectral observations of the FBS blue stellar objects. Zone $\delta = +43^\circ$
P.K.Sinamian, A.M.Mickaelian 391
- The study of wave processes in nonlinear beams in the case of propagation of waves in plasma of pulsars with various orientations of magnetic fields
A.G.Bagdov, D.M.Sedrakian 409
- About secular change of the orbital period of W UMa-type contact binary system
G.N.Dryomova, M.A.Svechnikov 419
- Investigation of variability of long-periodic pulsating stars. I. Methods of analysis of observations
I.L.Andronov, V.I. Marsakova 433
- Investigation of double star 61 Cygni by means of 26-inch refractor of Pulkovo observatory
D.L.Gorshanov, N.A.Shakht, A.A.Kisselev 453
- Analysis of periodic perturbations in multiple system ADS 15571
E.A.Grosheva 467
- Scattering of radiation by free electrons. The averaged over the angles redistribution function
H.A.Harutyunian 475
- On quintessential inflation models with a non-minimally coupled scalar field
A.L.Mkhitaryan, A.A.Saharian 487

CONTENTS

Number 4

- Night-to-night variation of the emission lines in the nucleus spectrum of the Seyfert galaxy NGC 3227
L.P.Metik, I.I.Pronik, L.M.Sharipova 499
- 2D-spectroscopy of galaxies with the nests of starformation. Investigation of SBS1533+574
S.A. Hakopian, S.K.Balayan, S.N.Dodonov, T.A.Movsessian 511
- Peculiar velocities of 3000 spiral galaxies from the 2MFGC catalogue
I.D.Karachentsev, Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, S.N.Mitronova 527
- The spectral observation of the galaxy Kaz17
M.A.Kazaryan, E.L.Karapetyan 541
- On the nature of the eclipse mechanism in the exotic binaries
V.P.Grinin, L.V.Tambovtseva 553
- Spectral observations of flare star EV Lac
N.D.Melikian, V.S.Tamazian, J.A.Docobo, A.A.Karapetian, R.Sh.Natsvlishvili 573
- Spectroscopic investigation of the weak magnetic star HD220825- κ Psc
Yu.V.Glagolevskij, I.Kh.Iliev, I.K.Stateva, G.A.Chountonov 585
- Investigation of variability of long-periodic pulsating stars. II. Additional classification criteria for variables
V.I.Marsakova, I.L.Andronov 595
- Toroidal magnetic field in pulsars
D.M.Sedrakian, R.Krikorian 613
- An interesting nebular object in LDN 288
A.L.Gyulbudaghian, J.May 621
- On the spread of electromagnetic wave in one-dimensional quasi-periodic medium
V.D.Badalyan 631
- Electromagnetic instability of partially overlapping flows in the interstellar medium
A.S.Baranov 637
- Influence of solar Heliospheric parameters on cosmic rays anisotropy
Rekha Agarwal Mishra, Rajesh K.Mishra 651

CONTENTS

Night-to-night variation of the emission lines in the nucleus spectrum of the Seyfert galaxy NGC 3227	<i>L.P.Metik, I.I.Pronik, L.M.Sharipova</i> 499
2D-spectroscopy of galaxies with the nests of starformation. Investigation of SBS1533+574	<i>S.A. Hakopian, S.K.Balayan, S.N.Dodonov, T.A.Movsessian</i> 511
Pecular velocities of 3000 spiral galaxies from the 2MFGC catalogue	<i>I.D.Karachentsev, Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, S.N.Mitronova</i> 527
The spectral observation of the galaxy Kaz17	<i>M.A.Kazaryan, E.L.Karapetyan</i> 541
On the nature of the eclipse mechanism in the exotic binaries	<i>V.P.Grinin, L.V.Tambovtseva</i> 553
Spectral observations of flare star EV Lac	<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, J.A.Docobo, A.A.Karapetian, R.Sh.Natsvlishvili</i> 573
Spectroscopic investigation of the weak magnetic star HD220825- κ Psc	<i>Yu.V.Glagolevskij, I.Kh.Iliev, I.K.Stateva, G.A.Chountonov</i> 585
Investigation of variability of long-periodic pulsating stars. II. Additional classification criteria for variables	<i>V.I.Marsakova, I.L.Andronov</i> 595
Toroidal magnetic field in pulsars	<i>D.M.Sedrakian, R.Krikorian</i> 613
An interesting nebular object in LDN 288	<i>A.L.Gyulbudaghian, J.May</i> 621
On the spread of electromagnetic wave in one-dimensional quasi-periodic medium	<i>V.D.Badalyan</i> 631
Electromagnetic instability of partially overlapping flows in the interstellar medium	<i>A.S.Baranov</i> 637
Influence of solar Heliospheric parameters on cosmic rays anisotropy	<i>Rekha Agarwal Mishra, Rajesh K.Mishra</i> 651

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД. II. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КЛАССИФИКАЦИИ ЗВЕЗД
В.И.Марсакова, И.Л.Андронов 595
- ТОРОИДАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ПУЛЬСАРАХ
Д.М.Седракян, Р.Крикорян 613
- ИНТЕРЕСНЫЙ ТУМАННЫЙ ОБЪЕКТ В LDN 288
А.Л.Гюльбудагян, Х.Май 621
- К ВОПРОСУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ОДНОМЕРНОЙ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДЕ
В.Д.Бадалян 631
- ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЧАСТИЧНО ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ ПОТОКОВ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ
А.С.Баранов 637
- ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ГЕЛИОСФЕРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА АНИЗОТРОПИЮ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
Р.А.Мишра, Р.К.Мишра 651